ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



посвященный 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе

17 — 19 ноября 2014 г. Новосибирск, Россия

ДОКЛАДЫ

Российская академия наук Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН Новосибирский национальный исследовательский государственный университет Российский национальный комитет по тепломассообмену Российский фонд фундаментальных исследований Новосибирский технопарк





Самсон Семёнович Кутателадзе (1914 - 1986 гг.) Российская академия наук

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



посвященный 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе

17 — 19 ноября 2014 г. Новосибирск, Россия

ДОКЛАДЫ

Новосибирск 2014

УДК 532:533:534:535:536:537

Сборник содержит доклады XXXI Сибирского теплофизического семинара, который проводился 17-19 ноября 2014 года в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. В сборнике представлены доклады по направлениям: турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах; процессы переноса при фазовых и химических превращениях; многофазные течения; волновая механика газожидкостных систем; низкотемпературная теплофизика; теплофизические проблемы энергетики; процессы переноса в микро- и наносистемах; теплофизические свойства веществ, лучистый теплообмен; неравновесные процессы в разреженных газах и плазме.

Рубцов Н.А., д.т.н.

Терехов В.И., д.т.н.

Станкус С.В., д.ф.-м.н.

Шарыпов О.В., д.ф.-м.н.

Организационный комитет

Бурдуков А.П., д.т.н.

Гогонин И.И., д.т.н.

Кабов О.А., д.ф.-м.н.

Кашинский О.Н., д.ф.-м.н.

Покусаев Б.Г. чл.-корр. РАН

Кузнецов В.В., д.ф.-м.н.

Куйбин П.А., д.ф.-м.н. Леонтьев А.И., академик РАН

Прибатурин Н.А., д.т.н. Ребров А.К., академик РАН

Сопредседатели

Алексеенко С.В., чл.-корр. РАН Накоряков В.Е., академик РАН

Заместители

Маркович Д.М., чл.-корр. РАН Павленко А.Н., чл.-корр. РАН

Учёные секретари

Макаров М.С., к.ф.-м.н. Суртаев А.С., к.ф.-м.н.

Программный комитет

Байдаков В.Г.(Институт теплофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург) Бердников В.С. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Большов Л.А. (ИБРАЭ, Москва) Борисов Ал.А.(AB Technologies Ltd., Province of Alberta, Canada) Борисов Ан.А.(General Vortex Energy Inc., TX, USA) Востриков А.А. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Гешев П.И. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Готовский М.А. (ОАО «НПО ЦКТИ» им. И.И.Ползунова, Санкт-Петербург) Деревич И.В. (МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва) Зейгарник Ю.А. (Объединенный Институт Высоких температур РАН, Москва) Исаев С.А. (Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации) Кедринский В.К. (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск) Кириллов П.Л. (Институт тепломассообменных процессов в ядерно-энергетических установках ФЭИ, Обнинск) Коверда В.П. (Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург) Козлов В.В. (ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск) Кузма-Кичта Ю.А. (НИ университет "Московский энергетический институт", Москва) Кузнецов Г.В. (НИ Томский политехнический университет, Томск) Lorenzini Giulio (University of Parma - Department of Industrial Engineering, Parma, Italy) Мильман О.О. (ЗАО НПВП «Турбокон», Калуга) Михеев Н.И. (Исследовательский центр проблем энергетики Казанского НЦ РАН) Молочников В.М. (Исследовательский центр проблем энергетики Казанского НЦ РАН) Низовцев М.И.(Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Нигматулин Б.И. (Институт проблем естественных монополий, Москва) Новопашин С.А. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Павлов П.А. (Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург) Пенязьков О.Г. (Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси, Минск) Петреня Ю.К. (ОАО "Силовые машины", Санкт-Петербург) Podowski M. Z. (Rensselaer Polytechnic Institute, New York, USA) Poniewski M. E. (Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland) Фаворский О.Н. (Московский авиационный институт, Москва) Федорович Е.Д. (ОАО «НПО ЦКТИ» им. И.И.Ползунова, Санкт-Петербург) Федорук М.П. (Новосибирский государственный университет, Новосибирск) Фокин Б.С. (ОАО «НПО ЦКТИ» им. И.И.Ползунова, Санкт-Петербург) Фомин В.М. (ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск) Фортов В.Е. (Объединенный Институт Высоких температур РАН, Москва) Халатов А.А. (Институт технической теплофизики НАН Украины, Киев) Чиннов Е.А. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск) Шиляев М.И.(Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск) Шмотин Ю.Н. (НПО "Сатурн", Москва) Ягов В.В. (НИ университет "Московский энергетический институт", Москва)

Ярыгин В.Н. (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск)

Издание сборника докладов производилось с авторских листов участников конференции. За ошибки и опечатки авторов издательство ответственности не несёт.



ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ





Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №0-16

УДК 536.248.2:536.423:536.46 ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ И ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ НА МИКРОМАСШТАБЕ

Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены процессы тепло- и массообмена при ректификации, гетерогенных химических реакциях и фазовых превращениях в сложных канальных системах, для которых микромасштабные эффекты являются определяющими. Изучен массоперенос в газовой фазе при разделении бинарных смесей и гетерогенных химических реакциях в канальных системах структурированных насадок, предложен метод расчета коэффициента массоотдачи для турбулентного течения пара. Теоретически получены закономерности самоорганизации кольцевого парожидкостного течения в каналах пластинчато-ребристых испарителей, когда существенное взаимосвязанное влияние оказывают капиллярные, эффекты, динамическое воздействие потока пара и микрохарактеристики испарения жидкости.

введение

Особенностью сложных канальных систем является их рекордно высокая удельная поверхность, на которой происходят процессы тепло- и массообмена. Это позволяет организовать течения с очень тонкими пограничными слоями и пленками жидкости микронного размера, что обуславливает значительную интенсификацию процессов тепло- и массообмена. Исследования гидродинамики двухфазных течений и тепломассопереноса в сложных канальных системах интенсивно развиваются в последнее время в ведущих мировых научных центрах и университетах. Это обусловлено, как научной значимостью изучения процессов самоорганизации двухфазных течений в сложных канальных системах и связанных с этим явлений гидродинамической, межфазной, капиллярной и конвективной неустойчивости, так и важными приложениями в энергетике, химической и криогенной промышленности. Изучаются физические процессы при разделении бинарных смесей в сложных канальных системах и создаются методы расчета эффективности разделения для насадочных колонн различного типа [1]. Развиваются экспериментальные исследования каталитических систем с использованием структурированных насадок [2]. Создаются методы расчета современных компактных пластинчато-ребристых теплообменников дистилляционных колонн, аппаратов для ожижения природного газа, теплонасосной технике и т.д. [3]. Применение сложных канальных систем, примером которых являются структурированные насадки, обусловлено их рекордными характеристиками по удельной поверхности и интенсификации процессов тепломассопереноса. Для таких систем процессы самоорганизации течения определяют их термогидравлическую эффективность изза возможного блокирования поверхности теплообмена при развитии неравномерности течения жидкости и пара в каналах.

Несмотря на достаточно большое количество опубликованных работ в настоящее время имеется весьма ограниченная информация о процессах тепломассопереноса при фазовых превращениях и химических реакциях в каналах сложной формы, влиянии капиллярных сил на эти процессы в каналах с поперечным размером меньше капиллярной постоянной $\delta_c = [2\sigma/(\rho_L - \rho_G)g].$ Здесь σ обозначает поверхностное натяжение, ρ – плотность жидкости и газа и g – ускорение силя тяжести. В данной работе рассмотрено влияние микромасштабных эффектов на процессы массопереноса в газовой фазе при разделении бинарных смесей и химических реакциях в каналах структурированных насадок и тепломассообмен при испарении жидкости в каналах пластинчаторебристых теплообменников с поперечным размером меньше капиллярной постоянной.

1. МАССООБМЕН В СТРУКТУРИРОВАННЫХ НАСАДКАХ

Рассмотрим турбулентное течение газа в каналах структурированной насадки, показанных на рис. 1. Насадка состоит из плотно прижатых деформированных тонкостенных листов, которые образуют сообщающуюся систему каналов, расположенных под углом Θ друг к другу. Поверхность листов может быть покрыта пленкой жидкости или тонкослойным катализатором.



Рис. 1.Схема течения в каналах структурированной насадки.

Дымовая визуализация течения газа в каналах насадки показала, что газ движется преимущественно вдоль каналов и потоки взаимодействуют в тонком слое смешения, образуя два вихревых течения в соседних каналах с интенсивным обменом на микроуровне. Основываясь на результатах дымовой визуализации, выделим три зоны течения: микротечение в слое смешения на границе двух соседних каналов, течение в пограничном слое на стенке канала в закрученном потоке газа и течение в области взаимодействия слоя смешения и стенки канала, показанные на рис. 1.

Предположим, что закрутка газа в канале происходит в зоне смешения и толщины динамического и диффузионного пограничных слоев на стене канала и в зоне смешения малы по сравнению с поперечным размером канала. Это позволяет использовать приближение пограничного слоя для расчета закрученного течения в канале насадки с учетом того, что вихревой поток движется вдоль канала и течение газа является турбулентным. Расчёт массоотдачи проведем с учётом влияния массовых сил и высокой степени турбулентности потока в каналах структурированной насадки. Как видно на рис. 1, каналы в колонне с насадкой расположены под углом $\Theta/2$ к вектору средней скорости газа U_G (U_G=Q_G/A_p, где Q_G – объемный расход и A_p - поперечное свободное сечение насадки) и средняя скорость газа в канале равна $U_{ch} = U_G / cos(\Theta/2)$. Пусть вращательная и продольная компоненты скорости на внешней границе пограничного слоя равны $U_{\omega} = \alpha_{\omega} U_{ch}$ и $U_{m} = \alpha_{m} U_{ch}$ соответственно. Компонента скорость газа на внешней границе слоя смешения в соседнем канале, параллельная U_{ω} , равна $U_{\omega m}=U_m$ $sin(\Theta)$. Тогда модуль полной скорости на внешней границе пограничного слоя определяется следующим образом: $U_1 = \sqrt{U_m^2 + U_{\omega}^2}$. Течение газа разделяется в точке присоединения на закрученное течение на стенке канала и течение, которое выбрасывается в соседний канал, смотри рис. 1. В этом случае длина пограничного слоя на стенке канала определяется выражением:

$$l_{\rm h} = U_l l_{\rm w}^l / U_{\rm w}. \tag{1}$$

Рассмотрим, следуя [6] баланс сил трения в зоне смешения и на стенке канала для поперечного сечения канала:

$$l_W^l \tau_{W\omega}^l + l_W^s \tau_{W\omega}^s = l_g^* \tau_{m\omega}$$
⁽²⁾

Для закрученного течения вращательная компонента напряжения трения на стенке определяется следующим образом:

$$\tau_{W\omega} = \tau_{Wl} / \sqrt{1 + tg^2 \varphi_W} \quad , \tag{3}$$

где τ_{Wl} - модуль силы трения на стенке и угол закрутки определен в [4] как:

$$tg\varphi_{W} = \tau_{W\varphi} / \tau_{Wx} \approx U_{\varphi} / U_{m}$$
⁽⁴⁾

Напряжение трения на стенке канала определяется известными соотношениями классической теории пограничного слоя с учетом относительной функции, учитывающей влияние степени турбулентности [5]:

$$\tau_{Wl} = 0.074 \left(\frac{U_l l_b}{V_G}\right)^{-0.2} F_f \left(Tu\right) \rho_G \frac{U_l^2}{2} \,. \tag{5}$$

Здесь F_f - фактор влияния степени турбулентности:

$$F_{f}(Tu) = 1 + 0.25 \cdot th(Tu)$$
(6)

В соответствии с (6) фактор влияния внешней турбулентности достигает асимптотического значения, равного 1.25, при степени турбулентности больше 10 процентов. Предположим, что фактор влияния внешней турбулентности достигает максимального значения при угле раствора каналов 90 градусов и монотонно уменьшается при уменьшении угла раствора каналов.

Для существенно закрученных течений максимальная продольная скорость течения наблюдается на внешней границе вихревого течения и определяется выражением [4]:

$$\alpha_m = 0.92 + 0.55 U_{\omega} / U_m \, . \tag{7}$$

С учетом этого, напряжение трения в слое смешения, вызывающее закрутку потока, рассчитывалось следующим образом [6]:

$$\tau_{m,\omega} = 0.0132 \rho_G U_{\omega m}^2 \sqrt{\left(1 - U_{\omega}/U_{\omega m}\right)^3} F_f(Tu)$$
(8)

где $U_{\omega m}$ - компонента скорость газа на внешней границе слоя смешения в соседнем канале. Учитывая уравнения (3) - (8), соотношение (2) определяет компоненты скорости на внешней границе пограничных слоев для турбулентного течения в каналах структурированной насадки.

Для конфигурации течения, показанной на рис. 1, средний коэффициент массоотдачи на стенке определяется выражением:

$$Sh_{Dh} = D_h / l_W (Sh_l + Sh_s).$$
⁽⁹⁾

Для расчета коэффициента массоотдачи в пограничных слоях на стенке насадки используем относительные законы массообмена [4] с поправкой на влияние степени внешней турбулентности:

$$Sh_{l,s} = 0.037 \operatorname{Re}_{l,s}^{0.8} Sc^{0.43} F_T(Tu)$$
(10)

Для чисел Шмидта меньше единицы выражение для $F_{T}(Tu)$ имеет вид [5]:

$$F_{\tau}(Tu) = 1 + 0.41 \cdot th(0.2Tu) \tag{11}$$

Для структурированной насадки с углом $\Theta \approx 90^{\circ}$ степень турбулентности превышает 10% и фактор $F_T(Tu)$ достигает асимптотического значения, равного 1.41.

На рис. 2 показано сравнение расчета коэффициента массоотдачи для структурированной насадки с экспериментальными данными [7], полученными для различных значений угла раскрытия каналов Θ . Угол ϕ_m , соответствующий углу раскрытия каналов, был положен равным 7 градусов. Построенная модель массообмена в каналах структурированной насадки, учитывающая самопроизвольную закрутку потока из-за взаимодействия потоков в слое смешения, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные за исключением углов раскрытия каналов больше 90 градусов, когда заметную роль



Рис. 2.Зависимость числа Шервуда от угла раскрытия каналов. Линия – расчет, точки – экспериментальные данные [7].

начинает играть течение газа вдоль направления среднего течения в насадке, а не вдоль каналов насадки.

2. ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ ИСПАРЕНИИ В КАНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Одним из основных режимов течения в канальных системах пластинчато-ребристых теплообменников является раздельное течение жидкости и пара. Для такого течения в сложных канальных системах с большой удельной поверхностью, разрыв пленки жидкости и образование ривулетов наблюдается при уменьшении расхода жидкости, вызванного испарением [8]. По этой причине тепломассообмен при испарении жидкости будет определяться микроскопическими явлениями в очень тонкой области контактной линии, где поверхность жидкость-пар достигает стенки, или искривленной капиллярными силами пленке жидкости.

Рассмотрим тепломассообмен при испарении жидкости в прямоугольном канале пластинчато-ребристого теплообменника для раздельного течения жидкости и газа. При таком течении в области углов канала возникает скачок капиллярного давления, и капиллярные силы деформируют поверхность жидкости. Выделим четверть сечения канала, которая является элементом симметрии. Начало декартовой системы координат расположено в середине длинной стороны на входе в канал и оси координат *x*, *y* и *z* направлены вдоль канала, поперек канала и по нормали к длинной стороне канала соответственно.

Предлагаемая модель течения основана на выделении двух областей (течение в углу канала, ограниченное межфазным мениском, и пленочное течение на стенках канала), и сшивки решений в этих областях с учетом условий сопряжения. В приближении тонкого слоя параметр ε , характеризующий отношение начальной толщины пленки δ_0 и полуширины длинной стороны канала a, является малым ($\varepsilon = \delta_0 / a \ll 1$) и уравнения Навье–Стокса для пленочного опускного течения имеют вид:

$$-\mathbf{v}p_{L} + \boldsymbol{\mu}_{L}\mathbf{v}^{2}\mathbf{u} + \boldsymbol{\rho}_{L}\mathbf{g} = 0,$$

$$\mathbf{u} = (\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w}), \quad \mathbf{g}_{e} = \left(g - \frac{1}{\boldsymbol{\rho}_{L}}\frac{dp_{G}}{dx}, 0, 0\right),$$
(12)

где *p*_{*G*} – давление в газовой фазе.

При спутном течении жидкости и газа при расчете толщины пленки необходимо учитывать напряжение трения на межфазной поверхности. На этой поверхности должны выполняться условия:

$$w = u \frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{\partial \delta}{\partial y},$$

$$p_{L} - p_{G} + p_{d} + \sigma k = 2\mu_{l} (e_{ij}n_{i}n_{j} - \Delta/3),$$

$$\mu_{l}e_{ij}\tau_{i}n_{j} = \chi, \ e_{ij}t_{i}n_{j} = 0,$$
(13)

Здесь k – кривизна поверхности жидкости, **е** – тензор скоростей деформации, **n**, **t**, **τ** –нормальный, бинормальный и тангенциальный вектора на поверхности жидкости, χ – напряжение трения, создаваемое потоком газа. Межмолекулярные силы в пристенном слое учитываются введением расклинивающего давления: $p_d = A_0/(6\pi\delta^3)$, где A_0 – постоянная Гамакера. Для восходящего течения необходимо изменить знак χ во всех уравнениях. Перейдем в уравнениях (12), (13) к безразмерным переменным, отнормировав компоненты скорости и и v на характерную скорость $g\delta_0^2/v_L$, поперечную скорость w – на $\varepsilon g\delta_0^2/v_L$, а давление – на величину характерного давления $\rho_L ga$. Кроме того, координата Ox обезразмерена на a/ε , Oy – на a и Oz – на δ_0 . Пренебрегая в полученных безразмерных уравнениях членами порядка ε^2 и меньше приходим к следующей системе уравнений:

$$\mathbf{u} = (\gamma - \varepsilon dp/dx)(mz - z^2/2) + \kappa z/\varepsilon,$$

$$\mathbf{v} = -\partial p/\partial \mathbf{v} (mz - z^2/2).$$
(14)

Здесь $\gamma = 1 - (\partial p_G / \partial x) / (\rho_L g) = 1 - 4 a \kappa / D_{hG}$, $\kappa = \chi / (\rho_L ga)$, D_{hG} – гидравлический диаметр для части канала, занятой газом, а $m = \delta / \delta_0$ – безразмерная толщина пленки. Кроме того, для обозначения безразмерных величин использованы те же символы, что и для размерных величин.

При наличии испарения уравнения Навье–Стокса дополняются уравнением сохранения массы:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y}\right) dz + \mathbf{w}\Big|_{z=\delta} = -\frac{G_e}{\rho_L},$$
(15)

и уравнением сохранения полного расхода жидкости:

$$\frac{d(Q_m + Q_f)}{dx} = -\frac{1}{\rho_l h_{fg}} \oint q_h dl, \quad Q_m + Q_f \Big|_{x=0} = Q_0. \quad (16)$$

Здесь G_e определяет поток массы при испарении или конденсации, Q_f – расход жидкости в пленке, Q_0 – полный расход жидкости в канале, h_{fg} – скрытая теплота парообразования, q_h – плотность теплового потока от стенки к жидкости, интегрирование в (16) проводится по периметру канала. Тогда уравнения (14), (15) могут быть сведены к уравнению, определяющему эволюцию толщины пленки. Это уравнение в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\gamma m^3 + 1.5 \frac{\kappa m^2}{\varepsilon} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(m^3 \frac{\partial^3 m}{\partial \eta^3} \right) = \frac{3}{\varphi^4} \left[Ga \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \ln m}{\partial \eta} \right) - \frac{G_0 \Theta_{wi}}{m\varepsilon} \right],$$
(17)

где последнее слагаемое в правой части учитывает поток связи с парообразованием. массы в Злесь $G_{_0} = \lambda_L T_* v_L / (\sigma a h_{fg})$ И $\Theta_{w,i} = (T_{w,i} - T_{sat}) / T_*$ определяются внутренней температуры стенки Т_{w,i}, температурой насыщения Т_{sat} и скрытой теплотой фазового перехода. Температура обезразмерена по характерной температуре, определяемой как разность внутренней температуры стенки микроканала и температуры насыщения $T_* = \left(T_{w,e} - T_{sat}\right)$ при температуре стенки $T_{w,e}$. Поток массы на межфазной поверхности был определен по модели кондуктивного переноса тепла в жидкой пленке: $G_e = \lambda_L (T_{w,i} - T_{sat}) / (\delta_o h_{fg})$. Уравнение, аналогичное (17) было предложено ранее в [9] для расчета конденсации в прямоугольной полу-канале без учета влияния потока пара на толщину пленки жидкости.

При численном решении уравнения (17) особенность,

вызванная стремлением толщины пленки к нулю в окрестности линии контакта пленка-мениск, устраняется путем введения величины шероховатости, которая ограничивает минимальную толщину пленки. Уравнение (17) решается совместно с уравнением для течения жидкости в мениске (уравнение Пуассона) и уравнением сохранения полного расхода жидкости (16). Если контактный угол отличен от нуля, для определения формы поверхности жидкости необходим расчет полуширины ривулета, соответствующего текущему расходу жидкости в пленке. Полагалось, что при достижении полушириной ривулета значения, которое меньше, чем расстояние от центра канала до края мениска, пленка разрывается и в канале устанавливается новая конфигурация, состоящая из ривулета, мениска и сухого пятна между ними. После определения формы поверхности жидкости решаются совместно уравнения теплопроводности для области, заполненной жидкостью, и стенки канала, как это было описано в [8].



Рис. 3. Форма поверхности жидкости при испарении R-21.

Пример расчета формы поверхности жидкости при испарении хладона R-21 в прямоугольном канале сечением $6.3 \times 1.6 \text{ мм}^2$ при G=52 кг/м²с, плотности объемного тепловыделения Q=60 МВ/м³ и начальной относительной энтальпии 0.22 показан на рис. 3. Первоначально жидкость была равномерно распределена вдоль периметра канала. Далее жидкость стягивается в углы канала и происходит разрыв пленки с образованием контактной линии и сухого пятна. При расчете величина контактного угла была равна трем градусам. Распределение локального теплового потока вдоль периметра канала для формы поверхности, показанной на рис. 3, представлено на рис. 4. На этом рисунке координата отсчитывается от середины длинной стороны канала. Локальный тепловой



Рис. 4. Распределение локального теплового потока вдоль периметра канала.

поток в окрестности контактной линии ограничен шероховатостью стенки канала или подавлением испарения для сверхтонких пленок жидкости.

Из представленных рисунков видно, что формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в микрообласти вблизи окрестности контактной линии или линии соприкосновения мениск-пленка типичны для самоорганизации течения при испарении жидкости в каналах пластинчато-ребристых теплообменников. Коэффициент теплоотдачи в этой области ограничен шероховатостью стенки или подавлением испарения для сверхтонких пленок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретический анализ тепло- и массопереноса в сложных канальных системах структурированных насадок и пластинчато-ребристых теплообменников показал определяющую роль процессов на микромасштабе в таких системах. Построенная модель массообмена в каналах структурированной насадки, учитывающая самопроизвольную закрутку потока из-за взаимодействия потоков в микрослое смешения, достаточно хорошо описывает экспериментальные данные. Установлено, что теплообмен при испарении жидкости в каналах пластинчато-ребристых теплообменников при восходящем течении определяется микроскопическими явлениями в области контактной линии. Формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в окрестности контактной линии и линии соприкосновения менискпленка типичны для раздельного течения в каналах пластинчато-ребристых теплообменников. Коэффициент теплоотдачи в области сверхтонкой пленки жидкости ограничен шероховатостью стенки или подавлением испарения из-за проявления межмолекулярных сил.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010).

Список литературы:

- Hanley B. and Chen C.C. New Mass-Transfer Correlations for Packed Towers // AIChE. 2012. V. 58. P. 132–152.
- Hydrodynamics and mass transfer performance of modular catalytic structure packing / M. Behrens, Doctor Diss. Delft University of Technology, the Netherlands, 2006.
- Robertson, J.M., Lovergrove, P.C. Boiling Heat Transfer with Freon 11 in Brazed Aluminum Plate-Fin Heat Exchangers // J. of Heat Transfer. 1983. V. 105(3). P. 605-610.
- Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / В. К. Щукин, А. А. Халатов, М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
- Конвективный перенос в теплообменниках / Л. Жукаускас, Наука, Москва, 1968. 472 с.
- Бадатов Е.В., Слинько М.Г., Накоряков В.Е. Математическое моделирование процессов переноса в отрывных течениях с турбулентной областью смешения // ТОХТ. 1970. Т. 4. № 6. С. 868-874.
- Flow and Transport Processes in Corrugated Structures / G. Geiser, PhD Thesis, University of Stuttgart, 1990.
- Kuznetsov V.V., Safonov S.A. Fluid flow and heat transfer with phase change in minichannels and microchannels // Heat pipes and solid sorption transformations fundamentals and practical applications, ed. L.L. Vasiliev, S. Kakac. CRC Press, Boca Raton. 2013. P. 465-496.
- Hirasawa S., Huikata K., Mori Y., Nakayama W. Effect of surface tension on condensate motion in laminar film condensation (study of liquid film in a small through) // Int. J. Heat Mass Transfer. 1980. V. 23. P. 1471 – 1478.



УДК 621.175

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №0-04

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ С КОНДЕНСАЦИЕЙ ПАРА ВНУТРИ ТРУБ

Мильман О.О.

ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон», 248010, Россия, Калуга, Комсомольская роща, 43

АННОТАЦИЯ

При конденсации пара в параллельных каналах, в условиях неравномерного теплосъема по ходу движения охлаждающей среды (ОС) (например, воздуха в воздушно-конденсационных установках) выявлена недостаточно эффективная работа первых по ходу ОС труб. Даны физическая и математическая модели процесса, выполвоздушнонатурного образца нены расчеты конденсационной установки, показано, что до 30% поверхности не участвуют в теплообмене. На лабораторстенде натурном образце воздушноном И конденсационной установки проведены эксперименты, подтверждающие численные результаты.

Выявлена зависимость параметров процесса конденсации пара в трубах и каналах от схемы движения охлаждающего теплоносителя: противотока, прямотока, перекрестного тока. Потери полного давления пара противотока больше, чем при прямотоке или перекрестном токе.

При конденсации перегретый пар сохраняет перегрев по всей длине трубы, если паросодержание на выходе $x_1>0$, а величина перегрева зависит от схемы движения теплоносителей. Разработан метод расчета соотношения потерь давления и температуры пара в зависимости от схемы движения, результат сопоставлен с экспериментальными данными, Основным параметром при обобще-

нии данных следует считать $\frac{kF}{cG}$ или его модификации,

где с, G удельная теплоемкость и расход теплоносителя.

введение

Считается, что при конденсации и кипении схема движения теплоносителей (противоток, прямоток, перекрестный ток) не влияет на расчетную температурную разность и размеры поверхности теплообменника. Это положение справедливо, если теплогидравлические процессы обеспечивают постоянство коэффициента теплопередачи по всей поверхности теплообмена.

Исследуя конденсацию пара в трубах, авторы столкнулись с некоторыми особенностями этого процесса, требующими дополнительного изучения. Так, анализ гидравлических процессов выявил существенное влияние схемы движения теплоносителей на потери давления и на процесс конденсации перегретого пара, а также характер конденсации в параллельных каналах, охлаждаемых внешним теплоносителем [1].

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ КАНАЛАХ ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ ТЕПЛОСЪЁМЕ

На рис. 1 показана качественная картина изменения средней температуры охлаждающей среды по мере движения ее в теплообменнике-конденсаторе. Пренебрегая зависимостью температуры насыщения t_s от изменения давления, можно увидеть, что температурный напор, определяющий теплосъем с данной трубы, при прочих

равных условиях уменьшается от первой $\Delta t_1 = t_S - t_1$

до последней $\Delta t_4 = t_s - \bar{t}_4$. Следовательно, расход и скорость пара в четвертой трубе должны быть меньше, чем в первой. Тогда возникает противоречие: перепад давления пара в первой трубе должен быть больше, чем в четвертой, тогда как в действительности перепад

 $p_1 - p_2$ одинаков во всех трубах.

Это противоречие разрешается по разному в зависимости от наличия или отсутствия в паре неконденсирующихся газов. В общем случае в первую трубу идет меньше пара, чем это определяется уравнением

$$Q = G_1 \cdot r = k \cdot f_{mp} \cdot \Delta t_1 \tag{1}$$

где G_1, r – расход пара и теплота фазового перехода (перегревом и переохлаждением пренебрегаем),

 κ, f_{mp} - коэффициент теплопередачи и поверхность теплообмена трубы длиной l_{mp} .



Рис. 1 Распределение температуры охлаждающей среды.

Если далее предположить, что в зоне конденсации коэффициент теплопередачи слабо зависит от скорости пара, то очевидно, что пар, поступивший в первую трубу, сконденсируется лишь на части поверхности, т.е. поверхность конденсации f_1 для расхода G_1 будет меньше f_{mp} . Иными словами расход G_1 сконденсируется на длине $l_1 < l_{mp}$.

В идеальном случае для пара без примесей неконденсирующихся газов нижнюю часть первых труб должен заполнить пар, поступивший из последующих по ходу охлаждающей среды труб (см. рис. 2 а).



Рис. 2 Качественная картина распределения потоков пара: a) – чистый пар б) – с примесями неконденсирующихся газов.

При наличии неконденсирующихся газов, что характерно для вакуумных конденсаторов, эти газы накапливаются в нижней части первых труб, существенно снижая эффективность конденсации. Следствием будет менее эффективное использование поверхности теплообменника и заметное переохлаждение конденсата на выходе из первых труб (см. рис. 2. б), а также опасность замерзания конденсата при отрицательных значениях t.

Разработана программа расчета процесса конденсации пара в параллельных каналах применительно к воздушно-конденсационным установкам. На рис. 3 приведено окно с исходными данными и результатами расчета.



Рис. 3. Результат работы программы расчета процесса конденсации пара в параллельных каналах.

В конкретном варианте расчета первый ряд труб по ходу воздуха на высоте 1,5 м практически не конденсирует пар, здесь идет процесс переохлаждения конденсата при низкой температуре охлаждающего воздуха: есть опасность замерзания конденсата и разрушения труб.

Расчетно-теоретический анализ подтвержден экспериментом на установке, схема которого приведена на рис. 4.



Рис. 4 Экспериментальная установка: а)схема, б) рабочий участок, в) теплообменная труба

Насыщенный пар из парогенератора 1 поступает в рабочий участок 2, где конденсируется на трубах, охлаждаемых воздухом. Конденсат стекает в мерные емкости 7. Охлаждающий воздух проходит через рабочий участок 2, нагревается и отсасывается вентилятором 3. Небольшое разрежение в паровой полости создается водоструйным эжектором 4, присоединенным к насосу 5 и баку 6.

Разрез рабочего участка приведен на рис 46. На рис. 4в показана препарация теплообменной трубы Ø14×2 мм термопарами, установленными в кольцевых пазах.

Установка работает следующим образом. В верхнюю крышку рабочего участка 2 подается насыщенный пар из парогенератора 1. Пар распределяется по четырем теплообменным трубам диаметром Ø14×2 длиной 1200 мм из стали OX18H9T (см. рис. 3.2). Всего в теплообменнике установлено семь труб, но первые три заглушены.

Воздух поступает через скругленный входной участок в щель размером 16 мм между боковыми стенками и натекает на трубы Ø14×2 мм. Первые три трубы (заглушенные) формируют поток воздуха таким образом, чтобы исключить влияние входного участка на интенсивность теплообмена. Последующие трубы охлаждаются воздухом, конденсат стекает в нижнюю крышку (см. рис. 4.б), которая разделена на отсеки, соответствующие теплообменным трубам.

На экспериментальном стенде проведены испытания установки при атмосферном давлении конденсирующегося пара. В процессе испытаний варьировалась тепловая нагрузка (т.е. расход пара) и расход охлаждающего воздуха. Температура воздуха колебалась в соответствии с условиями лабораторного помещения.

Типовое распределение температур воздуха по высоте трубного пучка приведены на рис. 5 при расходе воздуха 315 кг/ч. График иллюстрирует качественное совпадение с расчетом, приведенном на рис. 3.



Рис. 5 Распределение температур стенки t_{cm} . и нагрева воздуха Δt по высоте трубы (t_{e3} =18° C): a) G_n =0,38 г/с, б) G_n =0,69 г/с

Таким образом, эксперимент подтвердил наличие зоны пониженной эффективности теплообмена при конденсации пара внутри труб и неравномерном теплосъеме в объеме трубного пучка.

Были проведены две серии испытаний воздушноконденсационной установки (ВКУ) при работе их в составе энергокомплексов. На компрессорной станции «Чаплыгин» Первомайского управления ООО «Мострансгаз» с помощью лазерного пирометра получено поле температуры оребренной поверхности теплообмена со стороны входа охлаждающего воздуха (см. рис.6). Низкая температура ребер в нижней части труб – свидетельство неэффективной работы ее.

Аналогичные испытания проведены на Верхнемутновской геотермальной электростанции с применением тепловизора [2]. Типичная картина распределения температур в нижней части панелей ВКУ приведена на рис.7 со стороны входа и выхода воздуха.

Явление захолаживания нижней части первых по ходу воздуха труб четко проявляется и в этой ВКУ на высоте ок.1 метра.

Таким образом, мы имеем дело с выраженным следствием физического явления, описанного выше, и необходимо принимать конструктивные и схемные решения, предотвращающие этот органический дефект в работе параллельных каналов в условиях неравномерного теплосъема.





Рис. 6 Распределение температур ребер по высоте труб ВКУ

Рис. 7 Типовое распределение температур поверхности ВКУ: а) со стороны входа охлаждающего воздуха, б) со стороны выхода воздуха

ПОТЕРИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

Мы рассмотрим случаи, когда пар с незначительным содержанием неконденсирующихся газов полностью конденсируется на всей длине трубы ℓ_0 или часть его отсасывается газоудаляющим устройством, т.е. расход-

ное массовое паросодержание смеси на выходе $x \ge 0$.

Для дальнейших расчетов примем допущения, что расход пара по мере конденсации описывается уравнением:

$$G = G_0 \left[\left(1 - \frac{F}{F_0} \right)^m + x \right] = G_0 \left[\left(1 - \frac{\ell}{\ell_0} \right)^m + x \right]$$
(2)

где G_0 – расход пара на входе при полной конденсации в трубе; F_0 , ℓ_0 , F, ℓ , - полные поверхность конденсации и длина трубы и их часть по ходу движения пара, в даль-

нейшем
$$\overline{F} = \frac{F}{F_0}; \ \overline{\ell} = \frac{\ell}{\ell_0}; \ \overline{G} = \frac{G}{G_0}; \ \mathbf{m}$$
 – показатель степе-

ни, учитывающий характер уменьшения расхода по мере конденсации пара.

В зависимости от условий охлаждения расход пара может изменяться по-разному. Для случая противотока или прямотока изменения расхода по длине трубы будет различным. Это иллюстрируют графики изменения температуры и расходов на рисунке 8.



Рис. 8 Изменение температуры, относительного расхода пара и показателя степени т в (1) при конденсации в трубе при прямотоке (а) и противотоке (б):----- расчет по (1), _____ расчет по (3) и (4)

Используя данные [3], можно записать уравнение для расчета расхода пара при противотоке

$$\overline{G} = 1 - \frac{1 - e^{-\frac{kF_0}{W}}}{1 - e^{-\frac{kF_0}{W}}} \cdot (e^{-(1 - \overline{F})\frac{kF_0}{W}})$$
(3)

и прямотоке

$$\bar{G} = 1 - \frac{1 - e^{-\frac{kr_0}{W}\bar{F}}}{1 - e^{-\frac{kr_0}{W}}}$$
(4)

Здесь k – коэффициент теплопередачи, W=cG – произведение удельной теплоемкости на расход охлаждающей среды. Вид этих зависимостей приведен на рис. 8. Здесь же графики для определения показателя m и кривые, апрроксимирующие эти зависимости по уравнению (1) при x=0, отличие кривых от расчетных по (2) и (3) не более 8% в величине \overline{G} .

Из уравнений (3) и (4) и рассмотрения рисунка 8 следует, что потери давления при конденсации пара также будут различными для случаев противотока и прямотока. В частности, можно утверждать, что поскольку темп уменьшения расхода при прямотоке в начале трубы выше, чем при противотоке, то потери давления будут меньше. Аналогичный механизм работает применительно к движению газовых сред. Так при интенсивном охлаждении изменение плотности газа приведет к изменению его объемного расхода и скорости подобно изменению \overline{G} на рис. 8а или 8б.

Далее рассмотрим две физические модели расчета потерь давления:

а) квадратичная зависимость потерь давления от скорости пара;

б) потеря импульса продольного (осевого) движения из-за поперечного потока пара при конденсации.

Если пренебречь изменением плотности пара ρ и коэффициента трения ξ, то потери давления от вязкого трения пропорциональны квадрату скорости w

$$dp = \frac{\xi}{d} \frac{\rho w^2}{2} d\ell$$

Далее произведем замену $\overline{w} = \frac{w}{w_0}$ и $d\overline{\ell} = d\overline{F}$ для трубы

длиной ℓ_0 запишем

$$dp = \xi \frac{\ell_0}{d} \frac{\rho w_0^2}{2} \cdot \overline{w}^2 d\overline{F}$$

Учитывая, что $\xi \frac{\ell_0}{d} \cdot \frac{\rho w_0^2}{2} = \Delta p_0$ - потери давления от

вязкого трения при отсутствии конденсации в трубе длиной ℓ_0 , получим с учетом (2)

$$d\overline{p} = \frac{dp}{\Delta p_0} = \left[(1 - \overline{F})^m + x \right]^2 d\overline{F}$$

и после интегрирования в пределах $\overline{F}(0,1)$ получим

$$\overline{\Delta p} = \frac{1}{2m+1} + \frac{2x}{m+1} + x^2$$
(5)

На рис. 9 приведено соотношение потерь давления при прямотоке и противотоке в зависимости от параметра $\frac{kF_0}{W}$. При значении $\frac{kF_0}{W} = 1$ и x=0 потери давления при противо-токе в 1,6 раза больше, чем при прямотоке и в 1,22 раза больше, чем при перекрестном токе. Рассмотрим далее модель расчета с потерей импульса. В соответствии с [4] изменение давления при конденсации движущегося пара можно представить уравнением

$$dp = C_f \frac{\rho w^2}{2} \cdot dF \cdot \frac{1}{S}$$

где коэффициент трения $C_f = \frac{2q}{r\rho w}$; q, r – плотность

теплового потока и теплота конденсации; dF= $\pi d \cdot d\ell$ дифференциал поверхности трения в трубе сечением $S = \frac{\pi d^2}{4}$. Пренебрегая изменением диаметра, связанным с толщиной пленки конденсата, после подстановок и преобразований получим

$$dp = \left(\frac{2q}{r}\right) \cdot \frac{2w_0\ell_0}{d} \,\overline{w} d\,\overline{\ell} \tag{6}$$

потери давления на длине $\bar{\ell} = \frac{\ell}{\ell_0} = 1$ определены интег-

рированием (6) с учетом (2)

$$\Delta p = 4 \left(\frac{q}{r}\right) \frac{w_0 \ell_0}{d} \left(\frac{1}{m+1} + x_2\right) \tag{7}$$



Рис. 9 Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке, противотоке и перекрестном токе: I – расчет по (5); II – расчет по (7), III – эксперимент.

На рис. 9 (штриховые линии) приведено соотношение между потерями при противотоке и прямотоке, рассчитанное с учетом потери импульса продольного движения; при $\frac{kF_0}{W} = 1$ и х=0 потери давления при противотоке больше, чем при прямотоке, в 1,41 раза и в 1,2 раза,

токе оольше, чем при прямотоке, в 1,41 раза и в 1,2 раза, чем в перекрестном токе.

Экспериментальная проверка проведена на стенде [5], схема которого представлена на рис. 10. К трубе 4 диаметром 25×2 мм из стали 12Х18Н10Т, установленной под углом 60° к горизонту, подается водяной пар от электрического парогенератора 1 с расходом 0,5-10 г/с. Пар конденсируется, теплообменная труба на длине

2,3 м охлаждается с внешней стороны водой, протекающей в кольцевом зазоре. Течение воды и пара – прямоточное или противоточное с расходом воды 0,06-0,3 кг/с. Перепад полных давлений измеряется с помощью Uобразного водяного дифференциального манометра от точки входа до выхода из теплообменных труб, потери давления на входе измеряется с помощью зонда статического давления на входе в трубу (рис.10 в). В схеме подачи охлаждающей воды предусмотрена возможность быстрого (0,5÷1 сек) переключения направления её течения с противотока на прямоток и обратно с сохранением неизменными расходов пара и воды.



Рис. 10 Принципиальная схема экспериментального стенда: 1-электрический парогенератор, 2-расходомерное сопло, 3,5-верхний и нижний коллекторы, 4-труба-конденсатор, 6бак сбора конденсата, 7,9-насосы, 8-водоструйный эжектор, 10-бак циркуляционный, 11-клапан, 12-зонд;

а – схема стенда, б – термопара в центре трубы, в – зонд отбора статического давления

В состав измеренных потерь Δp_m входят потери давления на входе в трубу Δp_i , линейные потери на трение Δp_f , а также восстановление давления Δp_b , связанное с уменьшением скорости пара по мере конденсации.

$$\Delta p_m = \Delta p_i + \Delta p_f - \Delta p_b$$

Величину Δp_b можно рассчитать по уравнению [6]

$$\Delta p_b = G_0 \left(w_0 - x w_0 \right) \frac{1}{S} \tag{8}$$

Следовательно, для выделения величины потерь давления на трение необходимо из измеренных потерь вычесть потерю давления на входе p_i и прибавить величину Δp_b

$$\Delta p_f = \Delta p_m - \Delta p_i + \Delta p_b$$

Далее отнесем эту величину к динамическому напору на входе в трубу $\Delta p_{dp} = \frac{\rho w_0^2}{2}$ и вычтем потери входа $\xi_i = 0,517$, определенные с помощью зонда (рис. 10 в).

$$\Delta \overline{p_f} = \frac{\Delta p_f}{\Delta p_{dp}} = \frac{\Delta p_m}{\Delta p_{dp}} - \xi_i + 2(1 - x_2)$$
(9)

На рис. 9 приведены результаты обработки данных испытаний в координатах $\frac{\left(\Delta p_{f}\right)_{contr}}{\left(\Delta p_{f}\right)_{forw}} = f\left(\frac{kF}{W}\right)$. Здесь же

приведены расчетные значения этого отношения для $x_2=0,2$ и 0,3, что характерно для опыта по обеим физическим моделям.

КОНДЕНСАЦИЯ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА

В [7] получено уравнение для расчета изменения $\vartheta = t_n - t_s$ в виде зависимости

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = e^{-\frac{\alpha F}{cG}}$$

где α – коэффициент теплоотдачи от перегретого пара к пленке конденсата,

 $t_n,\,t_s$ – температура пара и температура насыщения.

Расчет сделан при условии постоянного коэффициента теплоотдачи, что на практике реализовать невозможно из-за изменения скорости пара по мере его конденсации, и что существенно влияет на изменение температуры перегрева по мере конденсации.

Дальнейшие вычисления сделаем при следующих допущениях:

Коэффициент теплоотдачи связан со скоростью (расходом) пара соотношением

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{G}{G_0}\right)^n = \alpha_0 \overline{G}^n$$

где α_0 – коэффициент теплоотдачи от перегретого пара к пленке без изменения агрегатного на входе в трубу; n – показатель степени в формулах Nu~Reⁿ; Nu~Peⁿ.

В широком диапазоне режимов стабилизованного течения показатель n изменяется в пределах 0.6–0.8 [3].

Влиянием формы и толщины пленки конденсата на параметры теплообмена пренебрегаем. Тогда изменение температуры перегрева пара в трубе описывается уравнением

$$-\mathrm{d}\vartheta = \frac{\alpha \vartheta \mathrm{d}F}{c\,G} = \frac{\alpha_0\,\bar{G}^n\,\vartheta \mathrm{d}F}{G\,c} = \frac{\alpha_0\,\bar{G}^n}{c\,G_0\,\bar{G}}\,\vartheta \mathrm{d}F = \frac{\alpha_0\,F_0}{c\,G_0}\,\vartheta\bar{G}^{n-1}\mathrm{d}\bar{F} \quad (10)$$

и далее подставляя (2) в (10), получим

 $-\frac{\mathrm{d}\vartheta}{\vartheta} = \frac{\alpha_0 F_0}{GC} \left[\left(1 - \overline{F}\right)^m + x \right]^{n-1} \mathrm{d}\overline{F}$

Знак "минус" введен, чтобы обозначить снижение температуры пара по мере движения.

При интегрировании в пределах от входа $(\vartheta = \vartheta_1; \overline{F} = 0)$ до выхода $(\vartheta = \vartheta_2; \overline{F} = 0)$ получим

$$\ln \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \frac{\alpha_0 F_0}{c G_0} \int_0^{\overline{F}} \left[\left(1 - \overline{F} \right)^m + x \right]^{n-1} d\overline{F}$$
(11)

Интеграл (11) легко решается для полной конденсации при х=0. В этом случае

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = e^{-\frac{u_0 r_0}{G_0 c \left[m(n-1)+1\right]}}$$
(12)

На установке рис.10 проведены испытания при расходах пара от ≈ 1 до 6 г/с, давлениях 3.6–19 кПа, и скорости его на входе до 180 м/с. Температура перегрева пара на входе ϑ_1 изменялась от 20°С до 74°С по отношению к температуре насыщения, расход охлаждающей воды – от 64 г/с до 300 г/с. Регистрировались необходимые тепловые параметры, включая температуру перегрева на выходе в центре трубы ϑ_2 и после перемешивания в большом объеме на линии отсоса к эжектору $\overline{\vartheta}_2$. Результаты испытаний представлены на рис. 11. Из рассмотренного рисунка следует, что зависимость ϑ_2 , $\overline{\vartheta}_2$ от $\vartheta_1 = t_1 - t_s$ не описывается одной обобщающей линией, экспериментальные точки имеют значительный разброс.



Рис. 11 Зависимость перегрева пара на выходе из трубы от перегрева на входе t_u-t_s – в центре трубы; t_{cn}-t_s – после перемешивания

Расчет температуры пара на выходе выполнен с учетом следующих положений:

коэффициент теплоотдачи от пара к пленке конденсата определяется по формуле [6]

$$J_{u} = \frac{\frac{5}{8} \text{Re} \cdot Pr}{1,07 + 12.7 \sqrt{\frac{\xi}{8} (\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1)}}$$

где ξ – коэффициент потерь на трение $\xi = (1.82 \text{ lg Re}-1.64)^{-2}$.

٦

Числа Рейнольдса Re и Прандтля Pr, а также теплопроводность и вязкость пара рассчитаны по параметрам пара на входе, т.е. по температуре перегрева.

Для обобщения экспериментальных данных использовалась зависимость

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = f \left(\frac{\alpha F}{c_{ox_1} G_{ox_2} M} \right)$$

при M = m(n-1)+1.

Результаты такого обобщения для потока после перемешивания приведены на рис.12. Здесь видна удовлетворительная сходимость в исследованном диапазоне



Рис. 12 Обобщенные данные по конденсации перегретого пара

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

 Теоретический анализ и эксперименты показали, что конденсация пара в параллельных каналах, охлаждаемых поперечным потоком теплоносителя характеризуется наличием зон неэффективной работы части поверхности теплообмена. Этот эффект выражен тем сильнее, чем больше число рядов труб по глубине пучка.

 Теоретический анализ и экспериментальные исследования выявили зависимость параметров процесса конденсации насыщенного и перегретого пара в трубах и каналах от схемы движения охлаждающего теплоносителя: противотока, прямотока, перекрестного тока. В частности, показано, что изменение расхода пара по длине трубы для случаев противотока и прямотока существенно отличаются.

3. Расчет и эксперимент подтвердили, что потери давления конденсирующегося пара при противотоке всегда больше таковых при прямотоке или перекрестном токе. Расчет соотношения потерь давления при прямотоке и противотоке по модели потери импульса продольного движения пара лучше описывает это соотношение.

4. Установлено, что при конденсации перегретый пар остается перегретым по всей длине трубы, если паросодержание на выходе из трубы $x_2 > 0$.

5. Разработана методика расчета температуры перегретого пара на выходе из трубы, которая позволяет с погрешностью до 2°С оценить величину перегрева. Методика учитывает характер движения охлаждающей среды.

6. Экспериментальные данные по температуре перегрева удовлетворительно обобщаются в виде зависимо-

сти
$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = f\left(\frac{\alpha F}{c \, GM}\right)$$
.

Научные исследования проведены при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России; уникальный идентификатор проекта RFMEF157614X0049.

Список литературы:

- Milman O. O., D.B.Spalding, Fedorov V. A.// Steam condensation in parallel channels with nonuniform heat removal in different zones of heat-exchange surface, International Journal of Heat and Mass Transfer 55(2012) P.6054-6059.
- Федоров В.А., Мильман О.О.// Конденсаторы паротурбинных установок, М, изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013, 560 с.
- Справочник по теплообменным аппаратам// т.1. М. Энергоатомиздат, 1987г. 559с.
- Леонтьев А.И. (ред.)// Теория тепломассообмена, Изд-во МГТУ. 1998г. 683с.
- Fedorov V. A., Milman O. O., Shifrin B.A.// Rezults of experimental studies of thermohydroulic processes during the condensation of superheated steam inside the inclined tubes. High temperature, 2014. V. 52. № 2. P.318-320.
- Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А., Соловьев С.Л.// Теплообмен в ядерных энергетических установках, М. МЭИ, 2003. 548 с.
- Кутателадзе С.С. Теплоотдача при конденсации и кипении, М., ГНТИ, 1952г.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 0-07

УДК 536.24:536.423.1: 533.563

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС И РАЗДЕЛЕНИЕ СМЕСЕЙ ПРИ ДИСТИЛЛЯЦИИ В СЛОЖНЫХ КАНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Павленко А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В докладе представлен анализ современного состояния в области изучения, моделирования гидродинамических и тепломассообменных процессов в условиях разделения смесей при дистилляции на структурированных насадках, освещены достижения и проблемные вопросы в данной области исследований и в соответствующей технологии получения чистых веществ при ректификации. Представлены результаты экспериментальных исследований, проводимых в ИТ СО РАН на крупномасштабной установке «Большая Фреоновая Колонна», по изучению взаимосвязи эффективности разделения, гидравлических потерь с локальными характеристиками распределения параметров потоков бинарной смеси фреонов R21/R114 в структурированных насадках различной формы. Показано влияние параметров орошения, приведенных расходов жидкости и пара, их отношения, высоты насадки и других характеристик на эволюцию распределений локального расхода жидкости, температуры и концентрации по сечению и высоте массообменной поверхности, эффективность разделения смесей, относительный перепад давления. Проведено обсуждение результатов аналогичных опытов для колонн некруговой геометрии, выполняемых в рамках исследований по созданию так называемых "раздельных колонн" для высокоэффективного извлечения чистых веществ из многокомпонентных смесей.

Представлены результаты экспериментальных исследований по изучению динамики пленочного течения жидкости в единичных элементах регулярных канальных систем, направленных на создание более эффективных массообменных поверхностей, разработку теоретических моделей описания процессов разделения смесей при дистилляции на структурированных насадках.

введение

Ректификации в колонных аппаратах (в зарубежной литературе, как правило, используется термин «дистилляция») является наиболее широко используемым в промышленности процессом для разделения смесей, а эффективность разделения – один из главных параметров, определяющих энергетические и другие эксплуатационные расходы, капитальные затраты и габариты оборудования. Использование колонн со структурированными насадками в сравнении с тарельчатыми колоннами обеспечивает существенно меньшее гидравлическое сопротивление в расчете на единицу переноса, значительно более высокие нагрузки по пару и жидкости, что значительно повышает производительность колонн и снижает затраты энергии на получение полезных продуктов. Это достигается эффективным массообменом при тече-

нии вниз по поверхности сложной геометрии тонкой пленки жидкости, как правило, волновой, и движении по перекрестным каналам восходящего турбулизированного потока пара. Результаты исследований и эксплуатации промышленных ректификационных колонн с широко используемыми в настоящее время регулярными насадками показали, что эффективность разделения при увеличении их диаметра может значительно снижаться, что сказывается на производительности и чистоте готовой продукции. Это связано с существенным влиянием неравномерности распределений параметров потоков по сечению и высоте колонны, определяемой как начальными условиями орошения жидкости и ввода пара в насадку, так и внутренними процессами перераспределения потоков жидкости и пара при разделении смесей вследствие целого ряда факторов. Поэтому проблема интенсификации тепло - и массообмена в многоканальных системах, дальнейшее развитие оптимальных аппаратов насадочного типа являются чрезвычайно актуальными. Несмотря на широкое использование на практике данных режимов в контактных аппаратах, закономерности гидродинамики и тепломассообмена при таких течениях, условий развития различных типов неустойчивости, выявление которых служит основой для разработки как конструктивных, так и технологических методов интенсификации процессов разделения смесей, исследованы весьма слабо. Строгое теоретическое исследование, моделирование таких течений и процессов весьма затруднительно и не является на сегодня решенной задачей в связи с чрезвычайно высокой сложностью их описания. Это обусловлено целым рядом значительных проблем описания гидродинамических процессов в паровой фазе с существенным обратным влиянием тепломассообменных процессов на них, сложностью моделирования пленочного течения и разрыва волновой пленки на поверхностях сложной геометрии при динамическом воздействии потока пара на его характеристики, невероятной трудоемкостью численных расчетов даже при построении простейших ячеистых моделей (количество расчетных ячеек при численном эксперименте, моделирующем практически на сегодня значимые масштабы моделей, может достигать 10 млрд.). В связи с этим, на сегодняшний день общепризнано, что, в первую очередь, проведение комплексных экспериментальных исследований с изучением взаимосвязи локальных гидродинамических и тепломассобменных характеристик с интегральной эффективностью процессов переноса дает возможность получать достоверную информацию, тестировать новые модифицированные тепломассообменные поверхности, технологические способы интенсификации. Получение разносторонней принципиально новой экспериментальной информации, проведение моделирования исследуемых процессов служат основой для выявления более глубоких и обоснованных фундаментальных закономерностей процессов тепломассопереноса при фазовых превращениях в условиях течения двухфазных потоков жидкости и пара в сложных канальных системах. Новые результаты комплексных исследований по способам интенсификации процессов тепломассообмена на структурированных насадках в колоннах большого диаметра, без сомнения, будут востребованы ведущими специалистами в мире в области дистилляции в криогенной, нефтяной и химической промышленности.

1. АНАЛИЗ СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗУЧЕНИЯ, МОДЕЛИРОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В УСЛОВИЯХ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ НАСАДКАХ

Исследования по изучению гидродинамики противоточного течения многокомпонентных смесей жидкости и пара в сложных канальных системах, тепломассопереноса в данных условиях в настоящее время интенсивно развиваются в ведущих мировых центрах и университетах, научных подразделениях крупнейших химических промышленных компаний. Среди основных мировых лидеров следует выделить:

Университеты: Delft University of Technology (г. Делфт, Голландия), Eindhoven University of Technology (г. Эйндховен, Голландия), где проводятся экспериментальные исследования распределения жидкости и пара, гидравлических потерь на гидродинамических симуляторах (исследование процессов без разделения смесей) со структурированными насадками, а также разработка моделей расчета эффективности разделения смесей на структурированных насадках; Исследовательская компания "Fractionation Research, Inc." (Stillwater, Оклахома, США), специализирующаяся на сравнительных испытаниях эффективности разделения различных смесей и гидравлического сопротивления при дистилляции на структурированных насадках различного производства в широком диапазоне изменения режимных параметров; Национальный инженерно-исследовательский Центр по дистилляционным технологиям Тяньцзиньского университета (г. Тяньцзин, Китай), в котором проводятся моделирование и экспериментальное исследование процессов разделения смесей, тестирование распределителей жидкости для крупномасштабных дистилляционных колонн, разработка новых высокоэффективных тепломассообменных поверхностей для дистилляционных колонн; Университеты: University of Oxford (Великобритания); Aston University (Великобритания); Houston TX (США); Hamburg University of Technology, Institute of Process and Plant Engineering, Hamburg, Germany University of Paderborn (г. Падеборн, Германия); Hamburg University of Technology, Institute of Thermal Separation Processes (r. Гамбург, Германия), Technical University Berlin, Chair of Process Dynamic and Operation (г. Берлин, Германия), где изучаются проблемы гидродинамики двухфазных потоков в сложных канальных системах, кинетики массопереноса в двухфазных потоках;

Университеты: Hamburg University of Technology, Institute of Process and Plant Engineering (г. Оденс, Дания), Norwegian University of Science and Technology (NTNU), Department of Chemical engineering (г. Трондхейм, Норвегия), University of Zagreb, Department of Chemical Engineering and Technology (г. Загреб, Хорватия), в которых проводятся исследования в рамках обсуждаемой в последующем разделе Программы раздельных колонн;

Научно-инженерные подразделения профильных компаний: химической корпорации BASF SE (г. Людвигсхафен, Германия); крупнейшей мировой компании по производству структурированных насадок Sulzer Chemtech Ltd. (г. Винтехур, Швейцария); криогенные компании Air Products and Chemicals, Inc. (г. Аллентаун, США), Air Products PLC. (г. Лондон, Великобритания), Air Liquid (Франция), Praxie Inc. (США), Linde (Германия); ENVIMAC Engineering GmbH, Im; Raschig GmbH (г. Людвигсхафен, Германия); Koch-Glitsch (г. Вишита, США), имеющие научные связи с вышеуказанными организациями.

Опубликованные результаты для лабораторных образцов структурированной насадки малых размеров демонстрируют эффективность порядка 20 и более теоретических ступеней разделения на 1 метр высоты насадки, в то время как эффективность лучших промышленных образцов составляет ~ 5 - 6 теоретических ступеней на 1 метр высоты [1]. В настоящее время продолжаются интенсивные исследования по изучению динамики течения жидкости и пара, процессов разделения и описанию методов расчета эффективности разделения в насадочных колоннах различного типа [2-4]. В работе Olujic [5] на основе детального анализа литературных источников проведено обсуждение корректных методов сопоставления экспериментальных данных по параметрам, определяющим эффективность разделения на структурированных насадках в колоннах различного диаметра для различных смесей. Целью исследования Olujic [5] было систематизировать и проанализировать имеющиеся в открытой литературе экспериментальные данные и выйти с рекомендациями по стандартизации полученных опытных данных по эффективности разделения и на ее основе получить более достоверную базовую информацию для специалистов по разработке индустриальных насадочных колонн.

Существует большое количество причин для развития неравномерного течения жидкости и пара внутри структурированной насадки в зависимости от природы их возникновения. Причины, на которые обращают наибольшее внимание, связаны с конструированием и изготовлением устройств, используемых для распределения жидкости и пара при входе в насадку [6]. Важную роль на эффективность разделения смесей имеют эффекты перераспределения жидкости, образования несмоченных зон на поверхности рифленых пластин структурированной насадки, которые исследовались, например, в работах [7, 8]. Влияние накопления жидкости на вертикальных краях структурированной насадки у стенки колонны в результате ее перераспределения по поверхности пластин на эффективность разделения смесей исследуется теоретически Трифоновым и др. [9]. Однако существует механизм, который не часто обсуждается, и который связан с тем фактом, что пар во всех дистилляционных колоннах холоднее в верхней части, что может привести к ситуации, когда плотность пара вверху колонны становится значительно выше чем внизу. В результате достаточно большое различие в плотности пара, обусловленное разницей в концентрации и температуре смеси по высоте насадки, приводит к потере устойчивости в условиях отрицательной стратификации. Это может приводить к формированию значительной крупномасштабной неравномерности параметров потоков в сечении насадки, как показано в работе Павленко и др. [10]. Характер развития неравномерности течения жидкости и пара по сечению и высоте колонны в значительной степени определяется геометрическими характеристиками насадки. В последнее время широкое распространение получают методы математического моделирования течения жидкости по элементам структурированной насадки, позволяющие реализовать в модели различные виды неоднородностей и изучать их влияние на эффективность разделения [9, 11-15]. Однако возможности теоретического исследования столь сложных и взаимосвязанных процессов на сегодня весьма ограничены.

Развиваются экспериментальные исследования сложных каталитических систем с использованием структурированных насадок [16, 17].

Однако следует еще раз подчеркнуть, что всесторонний совместный учет вышеупомянутых факторов при моделировании процессов разделения смесей на структурированных насадках представляет весьма сложную и нерешенную на сегодняшний день задачу. В то же время точное знание эффективности разделения и способность обоснованно сравнивать различные типы насадок в колоннах различного диаметра с разными параметрами внутренних узлов и устройств - вопрос первостепенной важности для химической индустрии. Как отмечено Ottenbacher et al. [18], на сегодняшний день только экспериментальные данные являются единственным источником достоверной информации в данной области науки и индустрии.

Важность задания оптимального начального распределения жидкости для нерегулярных и структурированных насадок отмечается в работах Perry et al. [19] и Bonilla [20]. Распределители жидкости являются сложными и дорогостоящими элементами дистилляционных колонн и предназначены для обеспечения равномерного начального распределения жидкости. Их главными характеристиками являются плотность точек орошения и структура расположения точек орошения по отношению к элементам насадки. Плотность точек орошения может изменяться в пределах от 10 до 1000 м⁻². Структура расположения точек орошения может иметь треугольную, прямоугольную, квадратную форму. Она выбирается для каждого типа насадки из условия орошения максимального количества элементов насадки с минимальной неравномерностью. Поскольку число точек орошения не может быть бесконечно большим, всегда часть поверхности бывает не смоченной, что приводит к уменьшению эффективности разделения за счет уменьшения поверхности массообмена. При длительной работе колонн часть отверстий распределителя может частично или полностью засориться, и тогда эффект начальной неравномерности может многократно усилиться. В ряде случаев неравномерность жидкости на входе в насадку может быть связана с установкой различных конструкций внутри колонны, таких как перераспределители жидко-

сти, опорные решетки, и др. По мере движения жидкости по насадке и в результате ее взаимодействия с паровой фазой, возникает неравномерность, обусловленная геометрическими характеристиками самой насадки. Распределение жидкости становится существенно неравномерным в пристенной и центральной областях сечения колонны, кроме того, часть жидкости перетекает на стенку колонны. Важную роль при этом играет смачиваемость материала насадки. Для уменьшения влияния неравномерности распределения жидкости на эффективность разделения в колоннах большой высоты рекомендуется устанавливать перераспределители жидкости через определенные промежутки по высоте колонны. В настоящее время известно ограниченное число работ, посвященных экспериментальному исследованию распределения потоков по сечению колонны в лабораторных моделях насадочных колонн. Наиболее распространенным методом при исследовании неравномерности распределения является метод сбора жидкости под насадкой с помощью неподвижных или подвижных коллекторов [6, 21-26]. Известны примеры применения методов рентгеновской компьютерной томографии и гамматомографии к исследованию течения в упаковках с катализаторами и структурированными насадками [11, 16, 27, 28]. Эти методы направлены на измерение распределения расхода жидкости, текущей по насадке, и ее накопления в насадке, но они не дают информации о локальном составе смеси. В работе Gunn and Al-Saffa [21] проведено исследование распределения потока воды при встречном течении потока пара в колонне диаметром 0.3 м на различных типах нерегулярных насадок. Высота насадки варьировалась от 0 до 1.75 м. Для измерения распределения локального расхода под насадкой использовались четыре кольцевых коллектора. Распределение жидкости по сечению зависит от смачиваемости материала насадки и начальной неравномерности орошения. Измерения показали, что до 60% жидкости течет в пристенной зоне. В работе Hoek et al. [22] определены коэффициенты растекания в нерегулярных и структурированных насадках в лабораторной модели колонны диаметром 0.5 м при течении воды. Большинство работ посвящено исследованию влияния неоднородного распределения жидкости. Многими авторами ошибочно принимается, что неравномерность в распределении пара по сечению колонн быстро сглаживается по высоте насадки и слабо влияет на эффективность разделения. Такое приближение, например, принимается в работе [29]. Исследования авторов [9] показывают, что возникающая неравномерность распределения пара по сечению структурированной поверхности также оказывает значительное негативное влияние на эффективность разделения смесей. Исследование контролируемой неравномерности на входе в колонну в режиме разделения смеси было проведено Olujic and Graauw [23] и Павленко и др. [6]. Эксперименты [23] по разделению смеси метанол-этанол проводились в колонне диаметром 0.45 м на двух типах насадки с удельной поверхностью 250 и 500 м²/м³. Показано, что форма начального распределения оказывает существенно большее влияние на эффективность разделения, чем плотность точек орошения. Насадки с большей удельной поверхностью сильнее подвержены влиянию начальной неравномерности. Эксперименты [6]

проводились в колонне диметром 0.9 м со структурированной алюминиевой насадкой с удельной поверхностью около 500 м²/м³ и общей высотой 3.3 м на смеси фреонов R114 и R21 при соотношении мольных расходов жидкости и пара L/V = 1.0 и 1.7. Представленные Павленко и др. [6] результаты исследования показали, что создание начальной статической неравномерности орошения в виде крупной локализованной зоны приводит к значительному увеличению неравномерности распределения жидкости внутри насадки и существенно ухудшает эффективность разделения смеси. При этом развитие неравномерности распределения жидкости по высоте колонны зависит от угла вращения слоев. Уменьшение угла вращения слоев при неравномерном орошении насадки приводит к существенному ухудшению эффективности разделения смеси.

Для количественной оценки степени неравномерности начального распределения в работе [30] был введен коэффициент неравномерности fmax. При неравномерности распределения на входе в насадку $f > f_{max}$ будет наблюдаться снижение эффективности разделения по сравнению с расчетным значением. Предложенный анализ основан на модели двух параллельных колонн, в которых значения отношений расходов жидкости и пара отклоняются от осредненных расходов по всему сечению. При значительной неравномерности орошения и большой высоте насадки концентрации на концах рабочей линии в каждой из условных колонн приближаются к равновесным значениям, и процесс разделения в области сближения прекращается из-за практически нулевого концентрационного напора. При (Ye - Y_{Bepx}) $\rightarrow 0$ или $(X_{\text{низ}} - Xe) \rightarrow 0$ наблюдается так называемый «пинчэффект». Для локальной рабочей линии с увеличенным значением отношения мольных расходов жидкости и пара L/V этот эффект проявляется в верхней части колонны, а для рабочей линии с уменьшенным значением L/V - в нижней части колонны. Вследствие возникновения «пинч-эффекта» в любой из параллельных колонн общая их эффективность снижается по сравнению с колонной с равномерным распределением. Степень снижения эффективности зависит от расчетного числа теоретических ступеней разделения. Чем больше число теоретических ступеней в процессе разделения, тем больше снижение эффективности. При малой высоте колонны (малое число теоретических ступеней) допускается большая начальная неравномерность практически без потери эффективности.

Проведенные в ИТ СО РАН автором с коллегами в сотрудничестве со специалистами химической компании БАСФ СЕ (BASF SE, г. Людвигсхафен, Германия) исследования [31] показали, что для L/V = 1 в области плато HETP $f_{\rm max} = 0.031$, для $L/V = 1.7 f_{\rm max} = 0.033$. Создание крупномасштабной неравномерности орошения в виде двух закрытых рядов отверстий распределителя жидкости приводит к увеличению высоты, эквивалентной теоретической тарелке, на 30 - 35% в области плато. При малых значениях расхода пара величина HETP возрастает примерно на 20% по сравнению с равномерным орошением насадки. Этот результат находится в соответствии с выводами авторов [30]. В экспериментах с L/V = 1 концентрация летучего компонента в паре С_у изменяется от 0.3% внизу колонны до $\approx 56\%$ вверху колонны, соот-

ветственно, плотность пара увеличивается в полтора раза. В экспериментах с L/V = 1.7 концентрация летучего компонента в паре С_у изменяется от 0.3% внизу колонны до $\approx 10\%$ вверху колонны, что приводит к незначительному увеличению плотности пара на выходе из колонны. Эффект отрицательной стратификации пара по высоте колонны будет различен при разных значениях L/V.

Коэффициент, учитывающий неравномерность расхода пара на входе в насадку в дистилляционной колонне, был предложен в работе [32]. Коэффициент неравномерности распределения учитывает не только отклонение скорости пара по амплитуде, но и пространственную крупномасштабную неравномерность. В работе приведен пример моделирования распределения пара в колонне диаметром 8.8 метра для различных способов ввода пара.

В работе [33] приводится описание новой методики измерения распределения жидкости по сечению колонны с насадкой. Исследования проведены на крупномасштабном высокоэнергетичном рентгеновском томографе высотой 4 метра, диаметром 0.45 метра. Образцы насадки помещаются в колонну диаметром 0.105 метра, высотой 3.8 метра. В данной работе проводилось исследование влияния вязкости жидкости на распределение по сечению колонны на воде и растворах глицерина в воде с различной концентрацией. Методика обработки сигнала приведена в работах [34-36]. Данная методика позволяет оценить количество удерживаемой жидкости в насадке, величину межфазной поверхности, а также определить зоны с повышенным локальным накоплением жидкости. На томограммах можно идентифицировать пленочное течение жидкости, концентрацию жидкости в окрестности контактных точек, и так называемые зоны затопления насадки. Исследования проведены при течении чистой жидкости, в отсутствие потока газа.

Измерение температуры стенки колонны по периметру и по высоте было проведено в работе [37]. Анализ полученных данных позволил установить нарушения в режиме эксплуатации колонны, связанные с возникновением неравномерности распределения потоков жидкости и пара в колонне. Измерения полей температур, дополненные гамма-сканированием внутреннего пространства, показали, что пар в верхних слоях колонны течет преимущественно в центре, а жидкость по периферии колонны. В нижней части колонны также имеет место сильная неоднородность распределения. Отклонения режимов течения жидкости и пара от расчетных значений приводят к колоссальному увеличению температуры (до 240 градусов при норме 180 градусов) в верхней части колонны.

Исследования процессов разделения при дистилляции на структурированных насадках ведутся также в отечественных организациях: в Московском государственном университете инженерной экологии (с конца 2012 г. входит в состав МГМУ МАМИ), Московском государственном машиностроительном университете МГМУ МАМИ, МОО "Московское химическое общество им. Д.И. Менделеева", Российском химикотехнологическом университете имени Д.И. Менделеева, ФГУП «Российский научный центр «Прикладная химия» (г. Санкт-Петербург), Казанском национальном исследовательском технологическом университете, Институте общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН (г. Москва); в ближнем зарубежье: Белорусском государственном экономическом университете, Национальном Техническом Университете Украины «Киевский политехнический институт».

В ИГХТУ [38] разработана «Пакетная вихревая насадка», которая работает в режимах, препятствующих возникновению поперечной неравномерности распределения жидкости [39]. В такой насадке за счет вихревого входа и выхода пара происходят многократное увеличение поверхности массообмена по сравнению с поверхностью насадки и увеличение коэффициентов массопередачи. Выравнивание распределения жидкости по сечению аппарата происходит на малом расстоянии (по высоте) от места подвода жидкости. В Белоруссии (БГЭУ) [40] разрабатываются новые типы насадок для снижения гидравлического сопротивления. В Московском государственно машиностроительном университете в течение длительного времени ведутся работы по исследованию процессов разделения в различных массообменных аппаратах. В работе [41] представлен анализ конструктивных и технологических методов интенсификации тепло- и массообмена в контактных аппаратах. Среди технологических методов можно выделить "Организацию пульсирующего движения потоков" и "Воздействие механических колебаний на потоки". Оптимизация процесса разделения в конкретном контактном аппарате может быть достигнута выбором конструкции насадки и режима течения паровой и жидкой фаз.

В работе [42] анализируется влияние различных промышленных насадок на эффективность, пропускную способность и гидравлическое сопротивление массообменных аппаратов. Наибольшая эффективность разделения достигается на регулярных насадках типа Mellapak и Vaku-pak. Наибольшая пропускная способность получена на плоскопараллельной и на регулярных насадках. На этих же насадках получено наименьшее гидравлическое сопротивление. Авторами [43] приведена классификация насадок по следующим показателям:

- по способу укладки в контактный аппарат;

- по эквивалентному диаметру элемента;

– по форме элемента;

- по конструкции элемента;

– по типу материала;

 по плотности размещения элементов в контактном аппарате;

по степени подвижности элементов друг относительно друга.

Рассмотрены преимущества и возможные области применения насадок в зависимости от комбинации этих показателей. Увеличение плотности орошения приводит к увеличению активной поверхности нерегулярных насадок [44]. Увеличение скорости пара мало влияет на активную поверхность [45]. Исключение образования застойных зон способствует повышению эффективности разделения [46]. Для достижения оптимальных экономических показателей процесса разделения необходимо иметь возможность маневрирования количеством и расположением дополнительных вводов газа и жидкости, направлением движения потоков в аппаратах, технологическими схемами, иметь выбор конструкций насадок [47]. В качестве физического метода интенсификации предлагается организация пульсаций газового потока. Продольная пульсация скорости газа может приводить к уменьшению толщины пограничного слоя на границе раздела фаз, а также к турбулизации жидкости в стекающей пленке. В ФГУП «РНЦ «Прикладная химия» разработаны модификации упругих регулярных насадок из гофрированных металлических сеток полотняного плетения [48]. Насадки выполняются в виде пакетов высотой 120...150 мм. Пакет собирается в виде упругого эллипса, одна из осей которого, расположенная перпендикулярно гофрированным листам, имеет размер больше, чем внутренний диаметр колонны. Диаметр пакетов насадки после их установки в корпус колонны равен диаметру колонны. Это обеспечивает плотное прилегание пакетов насадки к корпусу колонны после монтажа и исключает неконтролируемый ток жидкости в пристенном слое при эксплуатации, характерный для конструкций большинства регулярных насадок. В работе показано, что увеличение числа точек орошения до 600....800 на 1 м² уменьшает степень неравномерности распределения жидкости на 1 м высоты насадки с 30 до 5%, повышает эффективность колонн с регулярными насадками на 10...15%. Для создания равномерности парового потока по высоте колонны предложены перераспределители парового потока, устанавливаемые над распределителями жидкости. Они обеспечивают равномерную подачу жидкости в каналы распределителя, с другой стороны- перемешивание парового потока и его высокую изотропность на входе в вышележащие блоки насадки, что гарантирует однородность гидродинамического взаимодействия пара и жидкости по всей высоте слоя.

Развитие значительной неравномерности распределения параметров потоков по сечению канальной системы и формирование крупномасштабных структур, как было отмечено выше, приводит в дистилляционных колоннах большого диаметра со структурированными насадками к резкому снижению эффективности разделения смесей. Целями проекта № 14-09-00010 (Российский научный фонд), выполняемого сотрудниками ИТ СО РАН совместно с учеными Университета г. Тянцзинь (Китай), являются выявление фундаментальных закономерностей развития таких процессов и разработка способов подавления связанных с ними негативных факторов, создание оптимальных форм тепломассообменной поверхности для обеспечения максимальной эффективности разделения смесей, снижения относительных гидравлических потерь. На основе проведения комплексных экспериментальных исследований планируется установить непосредственные взаимосвязи между неравномерностью распределения параметров потоков и эффективностью разделения смесей, гидравлическими потерями, критическими условиями захлебывания на структурированных насадках различной геометрии при различных степени орошения и способе орошения жидкости. Авторами данного проекта разрабатывается принципиально новый подход для повышения эффективности разделения смесей жидкостей при дистилляции на структурированных насадках. Основная идея предлагаемого авторами проекта подхода основана на создании динамического управления (по заданным законам во времени и по сечению колонны) параметрами орошающей струйным образом жидкости на входе в структурированную насадку. Опыты проводятся на не имеющей аналогов в мире крупномасштабной исследовательской модели дистилляционной установки– стенде «Большая Фреоновая колонна», оснащенном уникальным комплексом измерительных методик (рис. 1– 3). Экспериментальное измерительное оборудование стенда дает возможность в реальных условиях разделения смесей исследовать закономерности противоточного течения жидкости и пара, эффективность разделения, гидравлические потери в структурированных насадках с одновременной регистрацией эволюции перераспределения локальных характеристик потоков жидкости и пара по сечению и высоте тепломассообменного аппарата.



Рис. 1. Крупномасштабная установка "Большая Фреоновая Колонна" для исследования процессов тепломассообмена, эффективности разделения смесей при дистилляции на структурированных насадках.



Рис. 2. Внешний вид верхней части установки "Большая Фреоновая Колонна".



Рис. 3. Струйное орошение структурированной насадки (диаметр– 0.9 м) распределителем жидкости (разделение смеси фреонов R21 и R114).

Одним из важнейших и перспективных направлений в области дистилляции на структурированных насадках сегодня являются исследования в рамках так называемой "Программы раздельных колонн" (Dividing wall columns). Данные исследования весьма интенсивно развиваются в последнее время в ведущих профильных научных организациях и промышленных центрах. В списке литературы приведен перечень публикаций и патентов [49-72], который показывает динамику и интенсивность исследований в данном направлении. Актуальность данных исследований определяется тем, что при разделении многокомпонентных смесей (например, при криогенном разделении воздуха для получения чистых кислорода, азота, аргона и др. продуктов; в других отраслях химической промышленности) целесообразно проводить разделение смесей не в последовательности нескольких колонн, а в одной колонне, но с раздельными стенками в определенных ее зонах (секциях). Такая конфигурация позволяет снизить энергозатраты на получение полезных продуктов до 40%, значительно уменьшить общие размеры дистилляционных установок, а также материальные и эксплуатационные расходы. Часть из вышеуказанных исследований направлена на оптимизацию термодинамических процессов в "раздельных колоннах". Новейшие исследования направлены на исследование гидродинамики и тепломассопереноса в "раздельных колоннах". Важность данных исследований связана с тем, что конструкция "раздельных колонн" предполагает разделение смесей во внутренних колоннах некруговой геометрии, так как секционирование колонн осуществляется за счет установки вертикальных разделяющих стенок для организации определенного количества промежуточных секций. В связи с этим возникает круг важных научных проблем с обеспечением эффективного разделения смесей в секционированных колоннах более сложной формы (квадратные, полуцилиндрические колонны). Поэтому проведение научных исследований гидродинамики и тепломассопереноса при разделении смесей на структурированных насадках в колоннах некруговой геометрии является сегодня весьма важным направлением для развития данной технологии.

Авторским коллективом ИТ СО РАН совместно со специалистами американской криогенной компании

«Эйр Продактс энд Кэмикелс, Инк.» также проводятся исследования в данном направлении [73]. На установке "Большая Фреоновая Колонна" созданы вставные колонны различной формы (полуцилиндрическая вставка с диаметром 0.8 м и квадратная колонна с возможностью ее секционирования с размером 0.54 х 0.54 м), которые позволяют проводить исследования динамики течения жидкости и противоточного потока пара, эффективности разделения смесей и гидравлического сопротивления на структурированных насадках некруговой формы. Авторами доклада [73] впервые представлен сравнительный анализ эффективности разделения, гидравлических потерь, распределения параметров потоков по сечению колонны при дистилляции смесей фреонов на структурированных насадках круглой, полуцилиндрической и квадратной форм в широких диапазонах изменения степени орошения, расхода пара и параметра L/V.

Целесообразно развитие этих новых и перспективных исследований с использованием ожидаемых результатов по реализации метода динамического управляемого орошения жидкостью структурированной насадки круговой формы и по изучению динамики растекания и пленочного течения жидкости по структурированным поверхностям насадок некругой формы.

2. ВЗАИМОСВЯЗЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКОВ ПО СЕЧЕНИЮ И ВЫСОТЕ СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКИ

Одной из главных задач проводимых в настоящее время в ИТ СО РАН исследований является разработка принципиально нового подхода для значительного повышения эффективности разделения смесей жидкостей при дистилляции на структурированных насадках, основная идея которого основана на создании динамического управления параметрами орошающей струйным образом жидкости на входе в структурированную насадку. Предлагаемые идея и подход динамического управления параметрами орошения жидкостью структурированной насадки основываются на анализе полученных автором с коллегами результатов. Нами при проведении опытов на крупномасштабной исследовательской модели «Большая Фреоновая Колонна» диаметром 0.9 м и на вставной в нее колонне диаметром 0.6 м экспериментально показано, что в условиях разделения смесей возникают стационарные одно- и многополюсные структуры, распространяющиеся по всей высоте структурированных насадок и характеризующиеся значительной неравномерностью по сечению распределений локальных расхода жидкости, температуры и концентрации в жидкой и паровой фазах (рис. 4, 5). Например, локальный расход жидкости по сечению насадки изменяется в несколько раз (рис. 4а), а характерные масштабы изменения по сечению локальных величин концентрации и температуры в жидкой и паровой фазах соизмеримы с полной разницей средних значений этих величин на входе и выходе из насадки (рис. 4b). Из сравнения рисунков 4а и 4б можно видеть, что положение локальной области ухудшенного разделения смеси совпадает с положением одного из максимумов локального расхода жидкости под насадкой. Показано, что увеличение высоты насадки приводит к ухудшению эффективности разделения смеси, что связано с развитием неравномерности распределения потоков по высоте колонны.



Рис. 4. Распределение локальных характеристик по сечению колонны: (а)- относительный расход жидкости, (b)- относительная концентрация. Отношение мольных расходов жидкости и пара- L/V= 1.5. К_v= 0.034 м/с. Количество слоев насадки N= 10. Плотность точек орошения - Z= 449 м².

В результате неравномерного распределения потоков по высоте и по сечению колонна может перейти в различные устойчивые состояния, в которых наблюдается различный характер распределения состава смеси под насадкой. На рис. 5а и 5b показаны распределения состава смеси с одним характерным максимумом и с двумя симметрично расположенными максимумами концентрации летучего компонента. Можно видеть, что в случае двухполюсного распределения эффективность разделения смеси на 20% выше, чем в случае однополюсного распределения (рис. 6а). Величина стандартного отклонения концентрации по сечению колонны существенно меньше в случае распределения с двумя максимумами (рис. 6b).



Рис. 5. Распределение относительной концентрации в жидкости. L/V=1. Алюминиевая насадка KOX-1Y с объемной поверхностью S= 450 м³/м³. Количество слоев насадки N=10; Плотность точек орошения - Z = 449 м⁻². K_v= 0.021 м/с, Среднеквадратичное отклонение степени неравномерности распределения концентрации: (а)- с одним максимумом- σ-101.2 %; K_v= 0.020 м/с; (b)- с двумя максимумами- σ - 61.2 %.

Эксперименты на структурированных насадках в колоннах с диаметрами 0.6 и 0.9 м [10, 31, 74] показывают, что крупномасштабная неравномерность распределений локальной температуры и локальной концентрации наблюдается не только в сечении колонны на выходе из насадки, но и в сечениях внутри насадки по всей высоте колонны (рис. 7). На насадке 0.6 м наблюдались преимущественно однополюсные распределения локальных температур и концентраций. В работе [10] измерялось распределение температур в двух сечениях внутри насадки (на 1/4 и на 1/2 высоты колонны, считая от нижнего среза насадки) и непосредственно под насадкой. Экспериментально обнаружено, что внутри структурированной насадки в процессе разделения смеси формируется крупномасштабная неравномерность распределения состава смеси по сечению колонны. Причиной развития крупномасштабной неравномерности по сечению колонны может являться возникающая отрицательная стратификация плотности пара по высоте колонны. В результате разделения смеси плотность паровой фазы вверху колонны увеличивается за счет повышения концентрации летучего компонента, имеющего большую плотность.





Рис. 6. Влияние характера распределения жидкости на эффективность разделения: (а)- высота эквивалентной теоретической тарелки; (b)– среднеквадратичное отклонение степени неравномерности распределения концентрации σ; 1– распределение локального расхода жидкости с одним максимумом; 2– распределение локального расхода жидкости с двумя максимумами.

Развитие крупномасштабной неравномерности начиналось при температурных напорах, соответствующих условиям достижения критических градиентов плотности пара. Нами показано, что перепад температур жидкости в различных точках сечения насадки в средней по высоте части колонны соизмерим с полным перепадом температур жидкости по всей высоте насадки (входвыход). В режиме работы колонны при малых расходах пара и жидкости, пока не наступает гидравлическое захлебывание, неравномерность распространяется по всей высоте колонны, практически не изменяя своего положения (рис. 7а-7с). С началом гидравлического захлебывания движущийся в каналах насадки поток пара начинает взаимодействовать с поверхностью стекающей пленки жидкости. Зона расположения максимума состава смеси внутри насадки изменяет свое положение в сечении. Аналогичные результаты по неравномерности распределения температур и состава смеси по высоте и сечению внутри насадки получены для колонны диаметром 0.9 м.

На рис. 8 показана взаимосвязь эффективности разделения смеси в насадке и неравномерности распределения локальных параметров по сечению колонны. Зависимости величины стандартного отклонения распределения состава смеси в сечении насадки и эффективности разделения колонны от фактора нагрузки по паровой фазе хорошо коррелируют между собой при работе колонны вплоть до гидравлического захлебывания.



Рис. 7. Распределения локальной концентрации смеси жидкости в различных сечениях по высоте колонны диаметром 0.6 м (приведенные скорости пара и жидкости, соответственно: $K_v = 0.055 \text{ м/с и } K_1 = 0.0067 \text{ м/с}$): (a)- шестой слой, (b)- третий слой, и (c) под насадкой. Алюминиевая насадка с удельной поверхностью $S = 500 \text{ м}^2/\text{M}^3$. Линии показывают направление листов насадки в слоях.

Исследовано влияние начальной неравномерности орошения и соотношения расходов жидкости и пара на эффективность разделения, гидравлическое сопротивление, распределение локальных характеристик по сечению колонны на насадке высотой 4 метра с удельной поверхностью 350 м²/м³. Концентрационный напор в на-

чальной и конечной точках рабочей линии процесса в экспериментах на большой высоте насадки становится очень малым. В этих условиях эффективность разделения становится весьма чувствительной к начальной неравномерности орошения.



Рис. 8. Взаимосвязь эффективности разделения смесей в насадке и неравномерности распределения потоков по сечению колонны: 1 – зависимость ВЕП от приведенной скорости пара; 2 – степень неравномерности распределения температуры по сечению в средней по высоте части насадки.

В работе [6] получены данные по исследованию влияния начальной неравномерности орошения структурированной насадки на эффективность разделения бинарной смеси фреонов при различных углах вращения слоев насадки. Влияние угла вращения слоев на эффективность разделения связано с важнейшей характеристикой насадки - перераспределением жидкости в продольном и поперечном направлениях. При натекании одиночной струи жидкости на верхний слой насадки на выходе слоя образуется смоченная зона, вытянутая в направлении листов насадки в пакете, поскольку растекание жидкости вдоль листов существенно выше, чем в поперечном направлении. Если угол поворота нижележащего слоя будет небольшим, то на выходе из него будет формироваться вытянутая в направлении листов насадки смоченная зона. При большом угле поворота формируется более широкая смоченная зона. Таким образом, варьируя угол поворота слоев, можно влиять на характеристики распределения жидкости в структурированной насадке. В данной работе эксперименты проводились при углах вращения слоев 20° и 70°. Неравномерность распределения локального расхода жидкости по сечению насадки создавалась путем закрытия одного ряда отверстий в днище распределителя. Доля закрытых отверстий составляла примерно 10% от общего числа. Создание начальной статической неравномерности орошения в виде крупной локализованной зоны приводит к значительному увеличению неравномерности распределения жидкости внутри насадки и существенно ухудшает эффективность разделения смеси. На насадке с углом вращения слоев 20° при неравномерном орошении высота единицы переноса выросла примерно на 60% по сравнению с равномерным орошением. Зона с уменьшенным расходом жидкости при малом угле вращения слоев сохраняет свое положение на большой высоте колонны. Это особенно характерно для больших расходов жидкости, когда значительная часть ее перетекает через вершины ребер насадки преимущественно в вертикальном направлении. В пакете насадки перетекающая жидкость частично перераспределяется на контактных точках между соседними листами. Показано, что перепад давления на насадке не зависит от угла вращения слоев и от начальной неравномерности орошения насадки в исследованных диапазонах изменения расходов пара и жидкости.

Наши исследования, выполняемые в последнее время, показывают, что наблюдаемые структуры существенно неравномерного распределения параметров потоков возникают уже в режимах квазистационарного течения жидкости и пара (т. е. при установившихся значениях полных расходов жидкости и пара), но только при достижении критических концентрационных напоров в паровой фазе по высоте колонны в процессе выхода колонны на стационарный режим разделения смеси (рис. 9).



Рис. 9. Формирование неравномерного поля температуры жидкой фазы по поперечному сечению структурированной насадки в средней части по высоте в процессе выхода колонны на стационарный режим разделения смеси: кривые на графике– значения температуры в различных точках поперечного сечения колонны; верхняя синяя линия– температура пара, входящего в насадку в нижней части колонны, Т_{низ}; нижняя голубая линия – температура жидкости, орошающей структурированную насадку, Т_{верх}. Значения расходов жидкой и паровой фаз на данном временном промежутке уже стабилизированы.

При заданных скоростях пара (скорость пара в рабочих режимах разделения лежит в пределах 0.2-0.7 м/с) происходит критическое увеличение плотности пара при разделении исследуемых смесей R21/R114, порождающее в условиях отрицательной стратификации пара по плотности неустойчивость его движения, и, в конечном итоге, формирование вышеупомянутых структур по сечению и высоте колонны. При этом известные в литературе теоретические методы расчета гидродинамических и массообменных характеристик при дистилляции на структурированных насадках, на сегодняшний день не учитывающие обратное влияние массопереноса на них, не могут объяснить и описать наличие таких устойчивых крупномасштабных структур с выявленной в опытах степенью неравномерности распределения параметров потоков [74]. Оценки теоретического анализа на основе так называемой модели "параллельных колонн" и результаты проведенных нами ранее опытов по влиянию

заданной стационарной неравномерности орошения на входе показывают, что наличие возникающей неравномерности распределения потоков жидкости и пара оказывает чрезвычайно сильное негативное влияние на эффективность разделения смесей, снижая ее в несколько раз. Одной из основных идей проводимых нами исследований является создание условий для разрушения данных структур, чрезвычайно негативным образом влияющих на разделительную способность насадок. Предложенный нами подход с динамически управляемой структурой струйного потока орошения по сечению на входе структурированной насадки предлагается впервые. Обсуждение в последнее время в литературе идей организации пульсирующего движения газовых потоков, но без управления параметрами потока по сечению аппарата, и их экспериментальное тестирование проводились применительно к процессу теплопередачи для уменьшения термического сопротивления в пограничном слое пара и создания дополнительной турбулизации в окрестности границы раздела пар-жидкость. Экспериментальные исследования эффективности разделения смесей при динамически управляемом по времени и зонам сечения орошении жидкости на входе структурированных насадках в мировой и отечественной практике на сегодня отсутствуют.

3. ОСОБЕННОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ ПО ЕДИНИЧНЫМ ЭЛЕМЕНТАМ СТРУКТУРИРОВАННЫХ НАСАДОК

С целью изучения особенностей пленочного течения жидкости по структурированным поверхностям различной геометрии, условий и динамики разрыва пленки, формирования несмоченных зон, закономерностей течения потока пара нами в рамках проекта РНФ № 14-09-00010 проводятся экспериментально-расчетные исследования на единичных элементах насадки при различных расходных характеристиках для жидкости и газа. С использованием жидкостей с различными физическими свойствами изучаются механизмы развития крупномасштабной неустойчивости по сечению структурной упаковки и формирования крупномасштабных структур, разрабатываются методы подавления развития крупномасштабной неустойчивости, вызванной локальным захлебыванием противоточного газожидкостного потока. Данный взаимосвязанный блок исследований необходим как для определения степени влияния неравномерности распределений жидкости и пара, обоснованного выбора и задания параметров динамической системы управления орошением жидкости, так и для создания более эффективных тепломассообменных поверхностей структурированных насадок. В рамках проведения расчетных исследований планируется разработать модель турбулентного течения пара в каналах упаковки, учитывающую спонтанную закрутку потока, с последующей ее валидацией и верификацией на основе сравнения с экспериментальными данными.

В ходе проводимых нами исследований на одиночных перфорированных микроструктурированных пластинах с наклонными ребрами (рис. 10), являющихся элементом насадок, определены зоны растекания жидкого азота в зависимости от степени орошения. Положения нижних границ зон смачивания сильно зависят от степени орошения одиночного канала и близки друг другу для двух рассматриваемых случаев при орошении всех каналов или одиночного канала на верхнем срезе пластины (рис. 11).

При проведении опытов с орошением одиночного канала также определялась зависимость относительной доли жидкости, перетекающей через ребро орошаемого канала в неорошаемую часть пластины, от расхода жидкости.



Рис. 10. Общий вид экспериментального участка. 1 – рифленая перфорированная пластина; 2 – приемное устройство для сбора жидкого азота, стекающего вдоль по орошаемым каналам пластины; 3, 4, 5– измерительные коллекторы для сбора жидкого азота, стекающего с левого края, со средней части неорошаемой пластины и с орошаемых каналов пластины, соответственно.

Рис. 11. Кривые, ограничивающие зоны пленочного течения жидкого азота на рифленой пластине. Горизонтально ориентированная микротекстура. Диаметр отверстий – 4 мм. Толщина пластины– 0.2 мм. Одиночно орошаемый канал: 1, 1', 2, 2', 3, 3', 4, 4'- q= 0.2·10⁻⁶ м³/c (Re= 258); 0.36·10⁻⁶ (452); 0.52·10⁻⁶ (667); 0.68·10⁻⁶ (860), соответственно. Пять орошаемых каналов: 1", 2", 3", 4"-q=1·10⁻⁶ м³/c (Re=258); 1.8·10⁻⁶ (452); 2.6·10⁻⁶ (667); 3.4·10⁻⁶ (860).

Показано, что при низких числах Рейнольдса (Re= 4/ $\Gamma \cdot v' \leq Re_{char.1} = 100$) жидкость течет вдоль наклонных каналов без перетока через вершины каналов (рис. 12). С увеличением степени орошения возникает значительный переток жидкости через вершины наклонных ребер. С увеличением числа Рейнольдса до характерных значений выше $Re_{char.2} = 360$ относительная доля жидкости, удерживаемая в канале, резко уменьшается и при дальнейшем увеличении Re практически не зависит от степени орошения. В верхней части одиночно орошаемого канала происходит частичное или полное осушение канала во всем диапазоне изменения степени орошения. Разрыв стекающей пленки будет приводить к выпадению значительной части поверхности из процесса массообмена и, в конечном итоге, снижать эффективность работы пленочного аппарата при уменьшении степени орошения (в особенности, при Re ≤ Re_{char.1}). Результаты высокоскоростной видеосьемки показывают, что динамические эффекты при распространении крупных волн оказывают значительное влияние на перераспределение жидкости в поперечном направлении. Это связано с тем, что при пересечении крупными волнами горизонтальных микроканалов жидкость начинает более интенсивно перетекать в виде вторичных волн вдоль микротекстуры. Поэтому процесс, например, перетока через вершины крупных ребер является существенно нестационарным. Периодические вторичные волны, распространяющиеся по каналам горизонтальной микротекстуры при прохождении крупных волн по поверхности пластин, также оказывают существенное влияние на интенсивность перетока через крупные ребра.

Представленные в данном разделе экспериментальные результаты важны для разработки теоретических моделей описания эффективности разделения смесей при дистилляции, учитывающих реальный характер пленочного течения жидкости по сложной поверхности структурированных насадок.



Рис. 12. Относительная доля жидкого азота, удерживаемого в одиночно орошаемом канале пластины, в зависимости от степени орошения. Горизонтальная микротекстура. Диаметр отверстий – 4 мм. Толщина рифленой пластины: 1–0.2 мм; 2– 0.15 мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В докладе рассмотрены результаты фундаментальных исследований взаимосвязи самоорганизации течений и неравновесного межфазного тепломассообмена, эффективности разделения при противоточном парожидкостном течении в современных моделях крупномасштабных дистилляционных колонн со структурированными насадками, которые сегодня характеризуются применением разнообразных способов интенсификации процессов межфазного тепломассообмена. Известно, что наиболее действенным способом повышения эффективности, производительности тепломассообменного оборудования является воздействие на процессы тепломассообмена на минимасштабах и аккумулирование воздействия с переносом на макромасштаб. Сложность такого масштабирования обусловлена возникновением каскадных процессов самоорганизации течения и его обратного влияния на процессы тепломассообмена как на микроскопическом масштабе, так и на макромасштабе.

Представлен анализ новых экспериментальных данных по непосредственной взаимосвязи между неравномерностью распределения параметров потоков и эффективностью разделения смесей, гидравлическими потерями, критическими условиями захлебывания на структурированных насадках разной геометрии при различных степени орошения и способе орошения жидкости. Рассмотрен реализуемый в рамках проекта РНФ № 14-09-00010 принципиально новый подход по разработке способа динамически управляемого (по сечению колонны) орошения распределителем жидкости с целью разрушения крупномасштабных структур неравномерности распределения локальных расходов и концентрации жидкости и пара по сечению насадки и, как следствие, достижения максимально возможной разделительной способности, характерной для равномерных по сечению течений жидкости и пара в каналах полностью смоченной насадки. Данный способ интенсификации процессов тепломассообмена в дистилляционных колоннах со структурированными насадками предложен авторами данного проекта впервые. По своей комплексности проведения проводимых исследований, глубине и новизне рассмотрения определяющих факторов и механизмов процессов, полученные и ожидаемые результаты, безусловно, представляют значительный интерес для специалистов в области изучения процессов тепломассообмена при дистилляции в сложных канальных системах, разработчиков современных дистилляционных колонн большого диаметра в криогенной, химической, нефтяной, пищевой промышленности.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-49-00010).

Список литературы:

- Леонтьев В.С., Сидоров С.И. Современные насадочные колонны: особенности конструктивного оформления // Химическая промышленность. 2005. Т. 87. С. 347.
- Grunig J., Kim S.-J., and Kraume M. Liquid film flow on structured wires: fluid dynamics and gas-side mass transfer // AIChE. J. 2013. V. 59. P. 295–302.
- Hanley B. and Chen C.-C. New Mass-Transfer Correlations for Packed Towers // AIChE. J. 2012. V. 58. P. 132–152.
- Пушнов А. С. Влияние геометрических характеристик насыпных металлических насадок лепесткового типа на гидравлическое сопротивление и эффективность процессов тепло- и массообмена в колонных аппаратах // Химическая промышленность. 2012. Т. 89. С. 222–229.
- Olujic Z. Standardization of structured packing efficiency measurements // Handbook. Delft University of Technology Process & Energy Department Leeghwaterstraat 44. 2628 CA Delft, The Netherlands. 2010. Version 2. P. 1-65.
- Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Жуков В.Е.,Чехович В.Ю., Сандер С., Хоуптон П. Экспериментальное исследование влияния неравномерности орошения на входе структурированной насадки на эффективность разделения смеси фреонов // ТОХТ. 2009. Т. 43. №. 1. С. 1-11.
- Alekseenko S. V., Markovich D. M., Evseev A. R., and et al. Experimental investigation of liquid distribution over structured packing // AIChE. 2008. V. 54. P. 1424–1430.
- Pavlenko A.N, Pecherkin N.I., Chekhovich V.Yu., Volodin O.A. Hydrodynamics in falling liquid films on surfaces with complex geometry // Microgravity Sci. Technology. 2009. V. 21.Suppl. Issue 1. P. 207-213.

- Trifonov Yu., Sunder S., and Houghton P. Modeling of mixture separation in column with structured packing. Effect of liquid maldistribution // Distillation and Absorption. 2006, IChemE Symp. Ser. № 152. P. 764.
- Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Чехович В.Ю., Сандер С., Хоуптон П. Развитие неравномерности распределения состава смеси в структурированной насадке дистилляционной колонны // ТОХТ. 2010. Т. 44. № 6. С. 651-659.
- Mahr B., Mewes D. Modeling and measurement of macroscopic flow fields in structured packings // Distillation and Absorption. 2006, IChemE Symp. Ser. № 152. P. 544.
- Valluri P., Matar O., Mendes M. and Hewitt G. Modelling hydrodynamics and mass transfer in structured packings-a review // Multiphase Science and Technology. 2002. V. 14. P. 303.
- Taylor R. Distill modeling after all these years: a view of the state of the art // Distillation and Absorption. 2006, IChemE Symp. Ser. № 152. P. 1.
- 14. Shilkin A. and Kenig E. Separation performance of structured packed columns: a comparison of two modelling approaches // Distillation and Absorption 2006, IChemE Symp. Ser. № 152. P. 211.
- Ataki A., Kolb P., Bühlman U., Bart H.-J. Wetting performance and pressure drop of structure packings: CFD and experiment // Distillation and Absorption. 2006, IChemE Symp. Ser. № 152. P. 534.
- Boyer C., Fanget B. Measurement of liquid flow distribution in trickle bed reactor of large diameter with a new gamma-ray tomographic system // Chem. Eng. Sci. 2002.V. 57. P. 1079.
- Behrens M. Hydrodynamics and mass transfer performance of modular catalytic structure packing // Doctor Diss. Delft University of Technology, the Netherlands. 2006.
- M. Ottenbacher, Ž. Olujić. Structured packing efficiency- vital information for the chemical industry // Distillation Absorption Conference. 2010.
- Perry D., Nutter D.E, and Hale A. Liquid distribution for optimum packing performance // Chem. Eng. Progr. 1990. V. 86. P. 30.
- Bonilla J.A. Don't neglect liquid distributors // Chem. Eng. Progr. 1993. V. 89. № 3. P. 47.
- Gunn D.J., Al-Saffar H.B.S. Liquid distribution in packed columns // Chem. Eng. Sci. 1993. V. 48. P. 3845.
- Hoek P., Wesselingh J., and Zuiderweg F. Small scale and large scale liquid maldistribution in packed columns // Chem. Eng. Res. Des. 1986. V. 64. P. 431.
- Olujic Z. and Graauw J. de. Experimental studies on the interaction between the initial liquid distribution and the performance of structured packings // Separation Science and Technology. 1990. V. 25. P. 1723.
- 24. Olujic Z., R. van Baak, Haaring J. Liquid distribution behaviour of conventional and high capacity structured packings // Distillation and Absorption 2006, IChemE Symp. Ser. № 152. P. 252–266.
- Pavlenko A. N., Pecherkin N. I., Chekhovich V.Yu., Sunder S., Houghton P., Serov A. F., Nazarov A. D. Large industrial-scale model of structured packing distillation column // Journal of Engineering Thermophysics. 2005. V. 13. P. 1–18.
- Pavlenko A. N., Pecherkin N. I., Chekhovich V.Yu., Sunder S., Houghton P., Serov A. F., Nazarov A. D. Distribution of a liquid on a structured packing in a large-scale model of a distillation column // Theor. Found. Chem. Eng. 2006. V. 40. P. 329.
- Marchot P., Toye D., Pellser A-M. et al. Liquid distribution images on structure packing by X-ray computed tomography // AIChE J. 2001. V. 47. P. 1471.
- Shaibal Roy, Kemoun A., Al-Dahhan M.H. et al. Countercurrent flow distribution in structure packing via computed tomography // Chem. Eng. and Processing. 2004. V. 44. P. 59.
- Olujic Z., Mohammed Ali, and Jansens P.J. Effect of the initial gas maldistribution on the pressure drop of structure packing // Proc. Int. Conf. Distillation and Absorption, Baden-Baden, Germany. 2002. CD-ROM of Full text. № 6-14.
- Lockett M.J. and Billingham J.F. The effect of maldistribution on separation in packed distillation columns // Proc. Int. Conf. Distillation and Absorption. Baden-Baden, Germany. 2002. CD-ROM of Full text, № 2.2-2.
- Pavlenko A.N, Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Chekhovich V.Yu., Volodin O.A., Shilkin A. and Grossmann C. Investigation of flow parameters and efficiency of mixture separation on a structured packing // AIChE J. 2014. V. 60. Issue 2. P. 690-705.
- Stemich C., Spiegel L. Characterization and quantification of the quality of gas flow distributions // Distillation & Absorption, 2010. Eindhoven, The Netherlands. 2010. P. 587–592.

- Janzen A., Steube J., Aferka S., Kenig E.Y., Crine M., Marchot P., Toye D. Investigation of liquid flow morphology inside a structured packing using X-ray tomography // Chemical Engineering Science. 2013. V. 102. P. 451–460.
- Aferka, S., Crine, M., Saroha, A.K., Toye, D., Marchot, P., Insitumeasurements of the static liquid holdup in Katapak-SP12 (TM) packed column using X-ray tomography // Chemical Engineering Science. 2007. V. 62. P. 6076–6080.
- 35. Viva, A., Aferka, S., Brunazzi, E., Marchot, P., Crine, M., Toye, D. Processing of X-ray tomographic images: a procedure adapted for the analysis of phase distribution in Mellapak Plus 752.Y and Katapak-SP packings // Flow Measurement and Instrumentation. 2011. V. 22. P. 279–290.
- Viva, A., Aferka, S., Toye, D., Marchot, P., Crine, M., Brunazzi, E. Determination of liquid hold-up and flow distribution in side modular catalytic structured packings // Chemical Engineering Research & Design. 2011. V. 89. P. 1414–1426.
- Kister H., Stupin W., J. E. Oude Lenferink Troubleshoot packing maldistribution upset Part 1: Temperature survey and gamma scans // Distillation and Absorption 2006: IChemE Symposium Series.
- Ворошин А.В., Чагин О.В., Блиничев В.Н. Анализ конструктивного оформления ректификационных колонн // Химическая промышленность сегодня. 2013. № 9. С. 23–28.
- Пакетная вихревая насадка для тепло- и массообменных колонных аппаратов / Кадыров Р.Ф., Блиничев В.Н., Чагин О.В., Кадыров Р.Р. 2011. Патент РФ 2416461.
- Протасов С.К., Боровик А.А., Матвейко Н.П. Исследование новой регулярной насадки // Химическая промышленность. 2013. Т. 90, № 2. С. 97–101.
- Пушнов А.С., Соколов А.С., Бутрин М.М. О интенсификации процессов тепло - и массообмена в колонных аппаратах с насыпными и регулярными насадками // Химическая промышленность. 2013. Т. 90. № 1. С. 15–20.
- 42. Пушнов А.С. Влияние формы насадки и ее геометрических характеристик на гидродинамику и эффективность процессов тепло - и массообмена в колонных аппаратах с регулярной и насыпной и насадкой // Химическая промышленность. 2012. Т. 89. № 4. С. 170– 180.
- Микулёнок И.О. Классификация насадок массообменных аппаратов // Химическая промышленность. 2011. Т. 88. № 2. С. 67–74.
- 44. Каган А.М., Юдина Л.А., Пушнов А.С. О влиянии плотности орошения на величину активной поверхности нерегулярных тепло – и массообменных насадок // Химическая промышленность. 2011. Т. 88. № 1. С. 11–14.
- Пушнов А.С., Петрашова Е.Н., Лагуткин М.Г. Газораспределение в слое нерегулярной кольцевой насадки // Химическая промышленность. 2010. Т. 87. № 6. С. 317–323.
- 46. Пушнов А.С., Лагуткин М.Г., Петрашова Е.Н. Новый способ регулярной укладки кольцевых насадок для осуществления процессов тепло и массообмена // Химическая промышленность. 2010. Т. 87. № 1. С. 34–36.
- 47. Каган А.М., Юдина Л.А., Пушнов А.С., Урубков Е.Л., Соколов А.С. Актуальные вопросы интенсификации технологических режимов работы насадочных колонных аппаратов // Химическая промышленность. 2008. Т. 85. № 6. С. 284–293.
- 48. Леонтьев В.С. Инновации в области разработки высокоинтенсивных массообменных устройств для модернизации ректификационных комплексов // Нефтегазовое дело. 2012. № 1. С. 178–186.
- Distillation systems / Kister H, Stupin W. US Patent 7691239 B2. Dec 04. 2002.
- 50. Fractionation Apparatus / Wright RO. US Patent 24711341949. May 1949.
- Structured packing / Wilson J, Sunder S, Houghton PA. US Patent 2013/0233016 A1. Sep. 12, 2013.
- Pilling M, Summers DR. Be smart about column design // American Institute of Chemical Engineers (AIChE), CEP. www.aiche.org/cep. 2012 (November). P. 36-38.
- Caballero JA, Grossmann IE. Synthesis of complex thermally coupled distillation systems including divided wall columns // AIChE J. 2013. V. 59. P.1139 -1159.
- Navarro-Amorós MA, Ruiz-Femenia R, Caballero JA. A new technique for recovering energy in thermally coupled distillation using vapor recompression cycles // AIChE J. 2013. V. 59. P. 3767 -3781.
- Long NVD, Lee M. Optimal retrofit design of extractive distillation to energy efficient thermally coupled distillation scheme // AIChE J. 2013. V. 59. P. 1175–1182.

- Beneke D, Hildebrandt D, Glasser D. Feed distribution in distillation: Assessing benefits and limits with column profile maps and rigorous process simulation // AIChE J. 2013. V. 59. P. 1668–1683.
- Ramapriya GM, Tawarmalani M, Agrawal R. Modified basic distillation configurations with intermediate sections for energy savings // AIChE J. 2014. V. 60:Article first published online: 13 JAN 2014 DOI: 10.1002/aic.14324.
- Sun B, He L, Liu BT, Gu F, Liu CJ. A new multi-scale model based on CFD and macroscopic calculation for corrugated structured packing column // AIChE J. 2013. V. 59. P. 3119–3130.
- Shin J, Lee J, Lee S, Lee B, Lee M. Enhance operation and reliability of dividing-wall columns // Hydrocarbon Processing. 2013. V. 92. P. 85-88.
- Asprion N, Kaibel G. Dividing wall columns: Fundamentals and recent advances // Chem. Eng. Process. 2010. V. 49. P. 139–146.
- Olujić Ž, Jödecke M, Shilkin A, Schuch G, Kaibel B. Equipment improvement trends in distillation // Chem. Eng. Process. 2009 V. 48. P. 1089–1104.
- Dejanovic I, Matijasevic L, Jansen H, Olujić Ž. Designing a packed dividing wall column for an aromatics processing plant // Ind. Eng. Chem. Res. 2011. V. 50. P. 5680–5692.
- Kaibel B, Jansen H, Zich E, Olujić Ž. Unfixed dividing wall technology for packed and tray distillation columns // Distillation and Absorption. 2006: IChemE Symposium Ser., London, UK, Institution of Chemical Engineers. V. 152. P. 1-9.
- 64. Sander S, Flisch C, Geissler E, Ryll O, Hasse H. Methyl acetate hydrolysis in a reactive divided wall column // Distillation and Absorption 2006: IChemE Symposium Ser., London, UK, Institution of Chemical Engineers. V. 152. P. 353-363.
- Slade B, Stober B, Simpson D. Dividing wall column revamp optimizes mixed xylenes production // Distillation and Absorption 2006: IChemE Symposium Ser., London, UK, Institution of Chemical Engineers. V. 152. P. 1-10.
- Daniel G, Patil P, Dragomir R, Jobson M. Conceptual design of reactive dividing wall columns // Distillation and Absorption 2006: IChemE Symposium Ser., London, UK, Institution of Chemical Engineers. V. 152. P. 64-372.
- Sandai VK, Kumar V, Mishra IM. Divided wall distillation column: rationalization of degree of freedom analysis // Theor Found Chem Eng. 2012. V. 46. P. 376–385.
- Staak D, Grutzner T, Schwegler B, Roederer D. Divided wall column for industrial multi purpose use // Distillation Topical Conference 2012 (Topical Conference at the 2012 AIChE Spring Meeting and 8th Global Congress on process safety: Houston, Texas, USA, 1-5 April 2012. V. 92. ISBN: 978-1-62276-568-3.
- Hiller C, Storm S, Leipold M, Fieg G. Multi objective optimization for an economical dividing wall column design // Distillation & Absorption. 2010. Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. 2010;67-72.
- Rong BG. Systematic synthesis of dividing-wall columns for multicomponent distillations // Distillation & Absorption, 2010, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. 2010. P. 205-210.
- Gutiérrez-Antonio C, Briones-Ramírez A. Optimal design methodology for dividing wall columns // Paper presented at Distillation & Absorption, 2010, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. 2010. P. 389-394.
- Halvorsen IJ, Dejanović I, Matijašević L, Olujić Ž, Skogestad S. Establishing internal configuration of dividing wall column for separation of a multicomponent aromatics mixture // Distillation & Absorption, 2010, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. 2010. P. 91-96.
- 73. N.I. Pecherkin1, A.N. Pavlenko1, V.E. Zhukov, S. Sunder, G. Meski. Studying mixture separation on non-circular structured packings as applied to dividing wall columns // Proc. of 21-st Intern. Congress of Chemical and Process Engineering CHISA 2014, Prague, 2014, 23-27 August 2014 Prague, Czech Republic. Report G 5.6 0486, 1 p.
- 74. T. Keller, R. Eiswirth, C. Knosche, A. Pavlenko, N. Pecherkin, V. Zhukov. Maldistribution in packed columns– new findings, old challenges // Proc. of 10-th Intern. Conference on Distillation & Absorption, 2014, Friedrichshafen, Germany, 14-17 September 2014. 10 p.



УДК 536

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №0-10

ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛОГИДРАВЛИКИ ПРИ СОЗДАНИИ ЭНЕРГООБОРУДОВАНИЯ

Петреня Ю.К.¹, Федорович Е.Д.², Егоров М.Ю.²

¹ ОАО «Силовые машины» — РАН 195009, Россия. Санкт-Петербург, ул. Ватутина, ЗА

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

АННОТАЦИЯ

Современная тепловая и атомная энергетика базируется на использовании давно известных (со времён Сади Карно и других основоположников технической термодинамики) процессов, сопровождающих преобразования связанной энергии веществ природных энергоресурсов в свободную энергию частиц (электронов, нейтронов) при реализации химических (горение) и ядерных (деление ядер атомов) реакций. Постоянное и всёускоряющееся исчерпание энергоресурсов заставляет человечество обращаться к использованию возобновляемых источников энергии, однако, по-видимому, ещё далеко то время, когда они займут заметное место в отечественной энергетике. Поэтому наиболее актуальными для энергетики в условиях возрастающего спроса и потребления энергии являются следующие проблемы:

 повышение коэффициента полезного действия электростанций и коэффициента использования установленной мощности энергоблоков;

• сокращение сроков и капитальных затрат на сооружение энергоблоков;

• улучшение топливоиспользования.

В тепловой энергетике эти проблемы решаются путём внедрения парогазовых энергоблоков, использования низкокачественных топлив, модернизации оборудования на действующих ТЭС, повышения параметров рабочего тела паротурбинных и газотурбинных установок. В атомной энергетике также идёт последовательное (хотя и незначительное по причине естественного температурного ограничения параметров пара при работе в докритической области состояния) повышение рабочих давлений (температур) и ввод в энергетику реакторов на быстрых нейтронах, являющийся, к сожалению, также очень медленным процессом (по ряду причин, анализ которых выходит за рамки настоящего доклада).

В рамках темы нашего доклада важно подчеркнуть, что все упомянутые проблемы не могут быть решены без создания более совершенного, чем нынешнее, энергооборудования а это оборудование не может быть создано без детального изучения и интенсификации тепловых и гидродинамических процессов, происходящих в оборудовании. В этой связи можно привести ряд примеров, к сожалению, печальных, когда недостаточная изученность влияния теплофизических процессов привела к отказам оборудования. На американской АЭС «Три-Майл-Айленд» во время аварии, вызванной прекращением охлаждения реакторного теплоносителя в парогенераторах, в корпусе реактора в результате кипения образовался паровой объём, и верхняя часть тепловыделяющих сборок «оголилась» с последующим их разрушением. Несмотря на то, что датчики давления и температуры среды в реакторе фиксировали их однозначную связь (система находилась на линии насыщения в термодинамическом равновесии фаз), персонал не разобрался в этой ситуации и не подал в реактор своевременно охлаждающую воду, что может быть объяснено только незнанием оператора основ термодинамики двухфазных систем, знакомых студентам младших курсов теплоэнергетических специальностей.

Второй пример из отечественной практики. Колебания давления и уровня воды в горизонтальных парогенераторах АЭС с ВВЭР-1000 первых поколений, вообще говоря, неизбежные при переходных режимах эксплуатации энергоблоков, приводили к тому, что верхние ряды теплопередающих трубок, внутри которых от «горячего» коллектора к «холодному» происходило течение теплоносителя первого контура, оказывались вне объёма кипящей воды второго контура. Вследствие этого в объём «холодного» коллектора поступал неохлаждённый теплоноситель, стенка коллектора в этом месте с перфорированными отверстиями под трубки становилась «горячей». Этот процесс, также по естественным причинам, был нестационарным (колебания уровня, давления, коэффициента теплоотдачи при смене режимов кипения и т.п.) и, следовательно, вызывал нестационарные термические напряжения и термоусталостные трещины (по этой причине пришлось заменить несколько десятков парогенераторов).

В докладе, на основе анализа опыта проектирования и эксплуатации оборудования ТЭС, АЭС и ГЭС, а также литературных данных о НИР и ОКР по новым перспективным проектам, формулируются проблемы теплогидравлики, которые решаются конструкторами и исследователями энергооборудования, а также проблемы, которые, мнению авторов доклада, ещё ожидают своего решения.

Ниже даётся перечисление этих проблем:

• интенсификация теплообмена в тепловыделяющих сборках водоохлаждаемых реакторов АЭС как кипящего, так и некипящего типа, что позволяет улучшить температурный режим охлаждения твэлов и увеличить запас до кризиса кипения;

 на основе исследований систем генерации и сепарации пара и отработки опытного прототипа относительно небольшой мощности создание парогенераторов вертикального типа с многократной естественной циркуляцией для энергоблоков с ВВЭР, преимущество которых при переходе к паропроизводительным установкам и аппаратам больших мощностей (двухпетлевая и трёхпетлевая компоновки) по сравнению с парогенераторами горизонтального типа очевидны; не следует считать закрытым направление прямоточных парогенераторов для энергоблоков ВВЭР, позволяющих в одном корпусе реализовать мощности в 500...600 МВт-эл, а при использовании средств интенсификации теплообмена, возможно, и выше;

• развитие исследований и создание головных установок для энергоблоков ВВЭР интегрального типа с естественной циркуляцией в первом контуре и с прямоточными парогенераторами малого гидравлического сопротивления по первому контуру, что позволяет получить значения мощностей энергоблоков на уровне «средних» значений (до 300...500 МВт-эл) при приемлемых габаритах ЯППУ («интегральным» направлением в последнее время заинтересовались проектировщики АЭС в США);

• углублённое изучение причин нестабильностей течения пара и его конденсата в тракте греющего пара сепараторов-пароперегревателей (СПП) турбин насыщенного пара АЭС и устранение этих нестабильностей, необходимое для повышения срока службы поверхностей нагрева (модулей) СПП, который в настоящее нельзя признать достаточным; также в части совершенствования СПП (улучшение массогабаритных характеристик) необходимо исследование интенсифицированных («олунённых» и т. п.) поверхностей нагрева со стороны перегреваемого пара низкого давления;

• продолжается и должна быть усилена борьба с эрозией лопаточного аппарата паровых турбин, вызываемой водными включениями в паре, а также с эрозией поверхностей трактов гидротурбин, вызываемой кавитационными явлениями; успехи в этой борьбе недостижимы без развития теоретических и стендовых исследований эрозионных процессов;

• несмотря на значительные достижения в части повышения начальной температуры газа, поступающего в лопаточный аппарата ГТУ, достигнутые за последние годы (в современных ГТУ эти температуры составляют 1100...1300°С), совершенствование систем охлаждения лопаток ГТУ должно быть продолжено как на основе опыта освоения авиационных ГТУ и внедрения новых жаропрочных материалов, так и на основе разработок и исследований новых систем охлаждения;

• давно существующей проблемой на пути повышения эффективности термодинамического цикла ЯППУ является переход к сверхкритическим параметрам рабочего тела (воды); исследования показывают, что вопросы физики и безопасности реакторов СКД ещё не решены; но имеется и поле деятельности для теплогидравлики: борьба с ухудшением теплообмена в области псевдоплёночного кипения, исследование рабочего процесса с резкими изменениями теплофизических свойств по тракту среды в реакторе и в турбине (одноконтурная схема);

• самостоятельной проблемой является исследование теплообмена в жидкометаллических теплоносителях для реакторов на промежуточных и быстрых нейтронах; на этом пути благодаря необходимости освоения

свинцово-висмутового ЖМТ для судовых установок, а также благодаря успешному (в целом) опыту освоения натрия на реакторе БН-600 (третий энергоблок Белоярской АЭС) достигнуты значительные успехи в части технологии (очистки, поддержания нужного состава и т.п.) этих теплоносителей, что позволяет с оптимизмом рассматривать возможность создания новых «быстрых» реакторов, если учитывать именно теплогидравлику; однако, имеются лежащие на плечах физиков вопросы ядерной безопасности и «нераспространения» ядерных материалов, экономичность замкнутого топливного цикла, требующего сложных конструкций и больших капиталовложений, специфические для этой области реакторостроения; по-видимому, поэтому не следует удивляться медленному прогрессу в этой области как у нас, так и за рубежом;

• имеются, однако, направления в теплогидравлике, решение которых, с одной стороны, востребовано заказчиками энергоблоков (в том числе, зарубежными), а с другой, под силу нашей прикладной науке и промышленности; к ним могут быть отнесены:

- работы в обоснование проектов «сухих» градирен с интенсифицированными (оребрёнными) поверхностями охлаждения для ТЭС и АЭС, располагаемых на территориях, бедных водными ресурсами (количество таких территорий в мире постоянно растёт);
- разработка систем и оборудования для опреснения морской воды на основе использования энергии солнечного источника (малотоннажные технологии) и энергии ядерного источника (крупнотоннажные технологии); в настоящее время многие страны африканского и азиатского регионов испытывают всё нарастающую острую потребность в таких опреснительных установках, а некоторые (примеры – Объединённые Арабские Эмираты, Саудовская Аравия) уже предпринимают реальные шаги в этом направлении; эти страны не имеют и не будут в обозримой перспективе иметь того научного задела и кадрового обеспечения, которое имеют страны с развитой атомной энергетикой (включая Россию); необходимость работы с морской водой приводит к техническим решениям с использованием титана и его сплавов как материалов для аппаратуры опреснения, и здесь опыт и технологические возможности России также могут быть с успехом востребованы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В условиях малочисленности и недостаточности обеспечения экспериментальными стендами научных центров, сложившихся к настоящему времени в России, объединение усилий специалистов и организаций, находящихся в этих центрах, представляется необходимым для успешного решения затронутых в докладе проблем.



СЕКЦИЯ 1 Турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах





Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-05

УДК 536.24.023

СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ВОЗДУХА В ВЕРТИКАЛЬНОМ ОТКРЫТОМ С ОБОИХ КОНЦОВ КАНАЛЕ. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И РАСЧЕТЫ

Амелюшина А.Г.², Безлепкин В.В.², Беленький М.Я.¹, Блинов М.А.¹, Игнатьев А.А.², Кректунов О.П.², Лебедев М.Е.¹, Мухина И.С.¹, Семашко С.Е.², Фокин Б.С.¹

¹ ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», 191167, Россия, Санкт-Петербург, ул. Атаманская, д. 3/6

² ОАО "Головной институт "ВНИПИЭТ" 197183, Россия, Санкт-Петербург, ул. Савушкина, д. 82

АННОТАЦИЯ

В докладе представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований теплообмена и аэродинамики при течении воздуха в каналах охлаждения долговременного хранилища делящихся материалов (РХДМ), созданного в России. Проводилось также численное моделирование течения и теплообмена в экспериментальных моделях. По результатам экспериментальных и численных исследований даны рекомендации для расчета характеристик течения и теплообмена в исследовавшихся элементах хранилищ и продемонстрированы возможности использованного численного метода применительно к описанию свободноконвективных течений.

введение

Свободноконвективный теплообмен в той или иной степени имеет место в любых теплоэнергетических устройствах. Особую роль он играет в системах безопасности АЭС, основанных на пассивном принципе действия, где важна независимость от внешнего энергоснабжения и участия персонала. Задача моделирования свободноконвективного теплообмена как в расчетном, так и в экспериментальном плане, оказывается существенно сложнее, чем в случае вынужденной конвекции. В частности, экспериментальное моделирование осложнено еще и тем, что при создании уменьшенных масштабных моделей, как правило, не удается использовать теорию подобия для обоснования корректности моделирования, поскольку невозможно обеспечить равенство чисел Грасгофа в модели и натуре. В этой ситуации приходится проводить эксперимент на моделях с размерами, близкими к натурным.

В докладе приводится описание и результаты экспериментальных исследований течения и теплообмена в канале охлаждения российского хранилища делящихся материалов (РХДМ). В этом хранилище тепловыделение осуществляется в железобетонном массиве, а охлаждающий воздух движется в вертикальных каналах, пронизывающих этот массив. Кроме того, выполнено расчетное исследование движения воздуха в этих каналах охлаждения, на основании которого выбран метод, наиболее адекватно описывающий теплообмен и аэродинамику свободноконвективного восходящего течения.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1. Описание установки

Экспериментальная модель представляла собой вертикальную стальную трубу высотой 6.6 м внутренним диаметром 98 мм. Было проведено 12 серий опытов. Серии отличались друг от друга различным сочетанием варьируемых параметров:

- длина обогреваемого участка могла составлять 2.5 м, 5 м и 6.2 м. В последнем случае труба обогревалась по всей длине в режиме свободной конвекции для сопоставления результатов с известными опытными данными, а также для верификации расчетных методик;
- обеспечивалось два варианта теплового граничного условия: t = const (с помощью намотанного на трубу водяного змеевикового нагревателя) и q = const (с помощью пропускания по трубе постоянного электрического тока);
- обеспечивалось два варианта организации движения воздуха в канале: свободная (естественная) конвекция и смешанная конвекция. В последнем случае вынужденная составляющая расхода воздуха обеспечивалась вентилятором, установленным над рабочим участком.

Получено около ста экспериментальных режимов. Эксперименты проведены в широком диапазоне изменения задаваемых режимных параметров (теплового потока, температуры стенки, скорости вынужденного движения воздуха): $Q = 11.6 \div 260$ Вт, $q = 9 \div 254$ Вт/м², $w = 0.19 \div 1.52$ м/с. Безразмерные критерии подобия менялись в следующем диапазоне: Ra_q = $2.8 \cdot 10^5 \div 6.8 \cdot 10^6$, Ra_t = $8.1 \cdot 10^4 \div 6.7 \cdot 10^5$, Re_r = $600 \div 4200$.

По высоте трубы было размещено 40 термопар и 11 градиентных датчиков теплового потока, принцип действия которых основан на поперечном эффекте Зеебека. Температура воздуха измерялась как на входе и выходе канала, так и в пяти сечениях - по высоте. Для этого использовались зонды термометров сопротивления. В качестве датчика использовалась платиновая проволочка диаметром 5 мкм и длиной 2-3 мм. Зонды перемещались по диаметру канала с помощью специальных координатных устройств. Измерение скоростей воздуха производилось в четырех уровнях по высоте с помощью лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС), для чего в каждом сечении в стенках канала были уста-

новлены оптические окна. Специальные шаговые устройства обеспечивали возможность измерения профилей скорости по диаметру трубы.

Целью исследований являлось получение рекомендаций для расчета теплоотдачи, а также экспериментального материала для верификации расчетных методик.

1.2. Результаты измерений

Было снято около 100 стационарных тепловых режимов. Стационарное состояние модели, характеризующееся постоянством во времени осредненных измеряемых величин, достигалось приблизительно через 12 часов работы установки. Осредненные результаты измерений и их первичная обработка для каждого опыта помещались в протокол, образец которого приведен на рис. 1. В центре протокола помещено изображение рабочего участка, выполненное в масштабе, и отображающее его реальное состояние для данного режима. Штриховка соответствует длине обогреваемого участка. Справа от рабочего участка представлены профили температуры воздуха, измеренные в сечениях, координаты которых привязаны сносками к рабочему участку. Как правило, это сечения, соответствующие началу и концу обогреваемого участка и выходному сечению рабочего участка. Над каждым профилем указана величина средней температуры воздуха в данном сечении, полученная интегрированием соответствующего профиля температуры. Правее профилей температуры воздуха представлено распределение температуры стенки рабочего участка по высоте. Слева от рабочего участка помещены профили скорости воздуха в рабочем участке, измеренные в четырех сечениях по высоте. Эти сечения также привязаны к рабочему участку сносками. Над каждым профилем указана величина средней скорости воздуха в данном сечении, полученная интегрированием соответствующего профиля скорости. Левее профилей скорости представлено распределение плотности теплового потока на внутренней поверхности рабочего участка по высоте. Все графики, представленные в протоколе, строятся по данным осредненных результатов замеров, помещенным в файлы, которые формируют соответствующие измерительно-вычислительные комплексы по окончании эксперимента. Над каждой из эпюр помещены результаты первичной обработки соответствующих величин.

В результате экспериментов получены расчетные зависимости, позволяющие определить характеристики течения и теплообмена в канале охлаждения в условиях 50% и 100% загрузки в режимах свободной и смешанной конвекции при выполнении граничных условий постоянной температуры или постоянной плотности теплового потока на стенке.



Рис. 1. Образец протокола эксперимента

1.3. Обобщение результатов

Проведенное исследование носило прикладной характер, что нашло отражение в использованных способах обработки данных. В частности, были сделаны размерные обработки, например, получена зависимость скорости воздуха от количества подведенного тепла в режимах со свободной конвекцией. Одна из таких зависимостей представлена на рис. 2 (совместно нанесены данные, полученные для граничных условий t = const и q = const).



Рис. 2. Зависимость средней скорости воздуха от подведенного тепла (свободная конвекция, обогрев 2.5 м)

Для каждой серии опытов были получены критериальные зависимости для расчета теплоотдачи (характерный размер - радиус канала). Для режимов со свободной конвекцией искалась зависимость числа Нуссельта от числа Релея, а для режимов со смешанной конвекцией от чисел Релея и Рейнольдса. Пример одной из таких обработок приведен на рис. 3.


Рис. 3. Обработка данных по теплоотдаче (свободная конвекция, обогрев 2.5 м, q = const)

Табл. 1 содержит сводку полученных по результатам опытов формул, по которым могут быть рассчитаны числа Нуссельта. Там же присутствуют зависимости, по которым через формально введенное число Рейнольдса могут быть определены расходные характеристики свободноконвективного течения. В левом столбце таблицы указаны условия, при которых получены соответствующие зависимости: тепловое граничное условие, длина обогреваемого участка и характер движения воздуха – свободная или смешанная конвекция.

Таблица 1. Результаты исследования теплообмена и аэродинамики при движении воздуха в канале охлаждения

| Условия опытов | Re (Ra) | Формула для определения Nu | |
|---|--|--|--|
| Q = const L _{oб} = 2.5 м Св. конв. | $Re = 0.276 Ra_{q}^{0.617}$ $Raq = 3 \div 33 \cdot 10^{5}$ | $0.083 \operatorname{Ra_q}^{0.293}$ | |
| Q = const L _{об} = 2.5 м См. конв. | $Re = 9 \div 43 \cdot 10^2$ $Ra_q = 3 \div 33 \cdot 10^5$ | 0.0426 Re ^{0.364} ·Raq ^{0.14} | |
| Q = const L _{об} = 5.0 м Св. конв. | $Re = 2.72 Ra_q^{0.472}$ $Ra_q = 3 \div 25 \cdot 10^5$ | $0.0816 \text{ Ra}_{q}^{0.282}$ | |
| Q = const L _{об} = 5.0 м См. конв. | $Re = 9 \div 37 \cdot 10^2$ $Ra_q = 3 \div 25 \cdot 10^5$ | $0.0536 \\ \text{Re}^{0.319} \text{Ra}_{q}^{0.138}$ | |
| T = const L _{об} = 2.5 м Св. конв. | $Re = 0.151 Ra_t^{0.748}$ $Ra_t = 1 \div 6.6 \cdot 10^5$ | $0.0504 \text{ Ra}_{t}^{0.367}$ | |
| T = const L _{oб} = 2.5 м Св. конв. | $Re = 7 \div 43 \cdot 10^{2}$ $Ra_{t} = 1 \div 6.6 \cdot 10^{5}$ | $0.069 \text{ Re}^{0.409} \text{Ra}_{t}^{0.1}$ | |
| T = const L _{об} = 2.5 м Св. конв. | $Re = 0.17 Ra_t^{0.755} Ra_t = 9.5 \div 33 \cdot 10^4$ | $0.0441 \text{ Ra}_{t}^{0.372}$ | |
| T = const L _{об} = 2.5 м Св. конв. | $Re = 8.5 \div 33 \cdot 10^{2}$ $Ra_{t} = 9.5 \div 33 \cdot 10^{4}$ | $\begin{array}{c} 0.015\\ \text{Re}^{0.6125}\text{Ra}_{t}^{0.1} \end{array}$ | |

В экспериментах выявлен ряд особенностей течения и теплообмена в канале охлаждения. Некоторые из них перечислены ниже:

 течение происходит в области ламинарнотурбулентного перехода;

- наличие загиба в верхней части канала приводит к деформации профиля скорости на выходе и к увеличению гидравлического сопротивления;
- течению присуща внутренняя нестационарность, проявляющаяся в крупномасштабных пульсациях скорости и температуры воздуха, а также плотности теплового потока на стенке.

2. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ ВОЗДУХА В КАНАЛЕ ОХЛАЖДЕНИЯ

2.1. Верификационные расчеты

Проведен численный анализ течения и теплообмена в канале охлаждения с помощью CFD пакетов FLOW-3D, SINF, FLUENT-5, FloVENT. Некоторые результаты этих расчетов приведены в [1]. Во всех случаях рассматривалась стационарная осесимметричная модель. Однако совпадение расчетов с экспериментами оказалось не вполне удовлетворительным. Поэтому была предпринята попытка проведения численного моделирования с помощью метода DNS (прямого численного моделирования), в связи с тем, что DNS-моделирование свободно от неопределенностей, вносимых полуэмпирическими RANS- турбулентными моделями. Основным критерием применимости DNS является соотношение $\Delta/\lambda_{\kappa} \approx 1$, где Δ – характерный размер расчетной ячейки и λ_{κ} – минимальный (колмогоровский) масштаб турбулентности. Как показывают оценки, это соотношение удается выполнить для задач свободной конвекции на сетках, содержащих около 40 ÷ 50 млн. ячеек. Для практических DNS расчетов был использован коммерческий CFD пакет STAR-CCM+ и многопроцессорный кластер. Для проверки способности кода правильно воспроизводить турбулентные пульсации предварительно был выполнен DNS-расчет свободноконвективного пограничного слоя вдоль вертикальной пластины для условий эксперимента [2] (Tsuji & Nagano, 1988).

В работе [2] приведены результаты экспериментального исследования свободной конвекции воздуха около вертикальной пластины. С точки зрения возможности проверки работоспособности кода эта работа интересна тем, что в ней приведены подробные экспериментальные данные не только по теплообмену вдоль пластины, но и распределения средних профилей температуры и скорости и их пульсационных характеристик поперек пограничного слоя на различных уровнях.

Параметры эксперимента [2] были следующие: высота пластины 4 м, ширина 1 м, температура пластины 60° С, температура окружающего воздуха 16° С. Для экономии ресурсов суперкомпьютера в расчетах была рассмотрена вертикальная пластина, имеющая половинную высоту (2.1 м) и ширину 0.7 м. Это можно было сделать, т.к. ламинарно-турбулентный переход на пластине имел место в диапазоне приблизительно от 0.6 до 1.1 м по высоте. Расчетная сетка содержала 43.75 млн. ячеек. Шаг сетки по нормали к стенке (ось Y) пластины был равен 0.2 мм, по вертикали (ось Z) – 4.2 мм, и в поперечном направлении (ось X) – 2.8 мм. Шаг по времени 0.001 с. В процессе расчета контролировался интегральный тепловой поток на пластину, который после 15 секунд физического времени в среднем стабилизировался на одном

уровне. После этого в течение 30 секунд набиралась статистика для расчета осредненных полей и пульсационных характеристик.

На рис. 4 показано сравнение расчетных и экспериментальных данных для осредненного «вертикального» числа Нуссельта. Дополнительно показана аппроксимация Бейли [3] $Nu_x = 0.1Ra_x^{1/3}$ (Bayley,1955).



Рис. 4. Распределение числа Нуссельта вдоль пластины: сравнение расчетных и экспериментальных данных

Поскольку в работе [2] приведены данные по экспериментальному профилю температуры вблизи стенки, оказалось возможным с их помощью сосчитать опытные числа Нуссельта. Они обозначены на рис. 4 треугольными точками и несколько отличаются от тех, которые привели в статье сами авторы (квадратные точки). Эта разница и определяет погрешность определения числа Нуссельта в эксперименте. Учитывая это обстоятельство, можно считать совпадение расчетного числа Нуссельта с экспериментом вполне приемлемым.

На рис. 5 ÷ 8 показано сравнение расчетных и экспериментальных распределений вертикальной скорости, температуры и их пульсационных характеристик поперек пограничного слоя для уровня, соответствующего числу Релея $1.55 \cdot 10^{10}$ (z = 1.6 м). Графики приведены для безразмерных параметров:

$$Y^+ = yU_* / v, U^+ = U / U_*, T^+ = (T_w - T) / T_*$$

где $U_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ – динамическая скорость,

 $T_* = q_w / (\rho c_p U_*)$ – динамическая температура,

 τ_w – трение на стенке.



Рис. 5. Профиль температуры поперек пограничного слоя



Рис. 6. Профиль вертикальной скорости поперек пограничного слоя



Рис.7. Профиль среднеквадратичных пульсаций температуры поперек пограничного слоя



Рис. 8. Профиль среднеквадратичных пульсаций вертикальной скорости поперек пограничного слоя

Как видно из рисунков, совпадение расчетных и экспериментальных значений (профилей температуры и скорости и их пульсационных характеристик) вполне удовлетворительное, что свидетельствует о правильности полученных в DNS-расчете результатов. Кроме того, расчеты показывают, что условие применимости DNS в данном случае выполнено (параметр Колмогорова в пограничном слое имеет величину около 1...2).

2.2. Расчет теплообмена в вертикальной трубе

Результаты DNS-расчетов для условий наших экспериментов также оказались в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. На рис 8 и 9 для примера представлено сопоставление расчета с опытными данными для свободноконвективного течения воздуха в рабочем участке, описанном в Разделе 1, для случая $q = \text{const}; L_{of} = 5.0 \text{ м}$ (см. табл. 1, 3-я строка).



Рис. 9. Зависимость числа Рейнольдса от числа Релея



Рис. 10. Зависимость числа Нуссельта от числа Релея

Успешное описание теплообмена (см. рис. 10) связано, в первую очередь, с тем, что DNS-расчет, в отличие от использовавшихся ранее CFD-пакетов, учитывает внутреннюю нестационарность течения, отмеченную в экспериментах (см. Раздел 1). Эту нестационарность иллюстрирует рис. 11, на котором приведено распределение осевой составляющей скорости. Расчет выполнен для случая обогреваемой длины, $L_{o6} = 6$ м с постоянным тепловым потоком на стенке q = 129.1 Вт/м² с учетом возмущений, генерируемых входной кромкой.



Рис. 11. Поле вертикальной составляющей скорости в сечении z=3 м. Расчет с учетом входной кромки

Некоторое завышение результатов расчета поля скорости (см. рис. 9) вызвано тем, что задача решалась без учета конструктивного изгиба верхней части рабочего участка. Как показали эксперименты, наличие изгиба искажает симметрию поля скорости на выходе из канала (см. рис. 1), что приводит к заметному увеличению местного гидравлического сопротивления выхода [4] и, соответственно, к увеличению полного сопротивления канала и уменьшению средней скорости по сравнению с расчетной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволили получить экспериментально обоснованные рекомендации для расчета тепловых и аэродинамических характеристик воздухоохлаждаемого хранилища РХДМ и подтвердить работоспособность этого хранилища. С помощью полученных экспериментальных данных проведена верификация предложенного расчетного DNS-метода и показано, что этот метод, во-первых, позволяет адекватно описать температурный режим хранилища, и, во-вторых, дает хорошие результаты при расчете течения и теплообмена восходящих свободноконвективных течений.

Список литературы:

- Лебедев М.Е., Блинов М.А., Китанин Э.Л. и др. Теплообмен при свободной и смешанной конвекции охлаждающего воздуха в хранилищах делящихся материалов и отработавшего ядерного топлива// V Minsk International Heat and Mass Transfer Forum, Proceedings. Секция 1. «Конвективный тепломассообмен», май 2004. Доклад №1-09. 10 с.
- Tsuji, T., Nagano, Y. Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1988, Vol. 31, No. 8, pp. 1723-1734.
- Bayley F. J. An analysis of turbulent free-convection heat transfer//Proceedings of The. Institution of Mechanical. Engineers, Vol. 169, № 20, 1955, p. 361.
- Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1992. – 672 с.



УДК 536.24

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-1-01

ТЕПЛООБМЕН В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПОЛОСТИ ПРИ ДВУХСТОРОННЕМ ОБТЕКАНИИ КОНТРНАПРАВЛЕННЫМИ ПОТОКАМИ

Баев В.К., Головин А.А., Солоненко О.П., Чусов Д.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибиск, ул. Институтская 4/1

e-mail: solo@itam.nsc.ru

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты детального численного моделирования течения и теплообмена в прямоугольной полости, обтекаемой контрнаправленными потоками. Расчеты выполнены для параметров, имевших место в экспериментах, в которых измерены поля температур и коэффициенты теплоотдачи на цилиндра расположенных по оси полости, и на торцевой поверхности.

В целом расчет по программе «FLUENT» хорошо соответствует эксперименту, что дает основания использовать математическое моделирование для изучения этого нового типа течений.

Ключевые слова: структура потока, коэффициент теплообмена, коэффициент турбулентного обмена, полость, контрнаправленные потоки.

Схема организации течения, в котором исследовался теплообмен, ясна из рис.1. Отдельные фрагменты структуры потока, теплообмена и реализации процессов горения описаны в работах [1-4]. В настоящей работе впервые приводятся детальные расчеты структуры течения и теплообмена на цилиндрическом теле, помещенном по оси полости и на одной из торцевых стенок, образующих полость. Расчеты выполнялись для конкретных размеров и значений параметров, имевших место в экспериментальных исследованиях. Поэтому описание результатов расчетов следует предварить описанием экспериментальной установки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема обтекания и расположения поверхностей нагрева представлена на рис. 1, отражающем поперечное сечение установки. Полость образована двумя телами толщиной B=40мм, расположенными на расстоянии H=40мм друг от друга. Протяженность полости составляла 190мм.

Цилиндрическое тело устанавливалось по оси полости. Это была кварцевая лампа диаметром 10мм, керамический стержень Ø7мм или керамическая трубка Ø21,6 мм. На них наматывалась спираль медным эмалированным проводом Ø0,2 мм.

При использовании кварцевой лампы нагрев осуществлялся либо с ее помощью, либо нагревом медной спирали.

В двух других случаях медная спираль служила одновременно нагревателем и термометром сопротивления.



Рис. 1 Поперечное сечение установки 1 – окна; 2 – цилиндрическое тело; 3 – теплоизоляция торцев и нагревательный элемент

Питание спирали осуществлялось стабилизированным (по току или напряжению) источником. При косвенном подогреве сопротивление спирали измерялось по 4х проводной схеме приборами, использовались приборы B7-23 и B-34 (вольтметры универсальные цифровые).

При исследовании теплообмена на торцевой поверхности там устанавливался нагревательный элемент из фольгированного гетинакса размером 40х190мм с пропилами медной фольги так, чтобы образовался змеевик из 20 последовательно включенных полос.

Температура воздуха на входе измерялась ртутным термометром с точностью $\pm 0,1^{\circ}$ С. Температура воздуха в полости измерялась К термопарой с проводами Ø0,2 мм с точностью $\pm 10\mu$ V.

Диапазон изменения скорости потока во входных щелях составлял от 3 до 14,5 м/сек. Скорость определялась по разряжению на входе в канал с плавным входом, измеряемого электронным прибором с точностью ±1Па.

Поскольку отсос воздуха осуществлялся вентилятором с частотным регулированием скорости их вращения, воспроизводимость параметров была высокой, так как частота поддерживалась заданной с точностью ~ 0,1 1/сек на уровне от 10 до 50 1/сек.

Для визуализации полей температур при теплообмене цилиндрических тел в полости использовались пленки с жидко-кристаллическим (ЖК) покрытием с относительно низким диапазоном температур, в котором происходит изменение цвета (2-5°С). Пленка располагалась в поперечном сечении полости параллельно потоку.

Математическое моделирование осуществлялось на базе расчетов с использованием программы FLUENT для геометрии проточной части и режимов течения, имевших место в экспериментах. При этом были тестированы различные модели турбулентности. Следует отметить, что конструкция установки обеспечивала плавный вход бестурбулентной среды и развитие турбулентности происходило в установке, что моделировалось расчетом.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Средний коэффициент теплоотдачи.

Для цилиндрических тел в [4] получена следующая закономерность

Для торцевой поверхности результаты приведены на рис. 2. Очевидно, что они могут в аналитическом виде быть представлены как

Следует отметить, что (1) получена при отнесении к поверхности гладкого цилиндра, в то время как реальная

поверхность в $\approx \frac{\pi}{2}$ больше из-за того, что нагреватель-

ный элемент выполнен из проволоки круглого сечения. Учет этого обстоятельства позволяет сблизить результаты экспериментальных и расчетных зависимостей коэффициента теплоотдачи α от скорости воздуха u, что иллюстрируется рис. 3, где пунктиром показана скорректированная расчетная зависимость определяющей перепада температур от скорости. Более сложный вид экспериментальной кривой связан, очевидно, со структурой погранслоя на волнистой поверхности.



2. Профили температур расчетные для различных скоростей по осям X и Y приведены на рис.4. На рис.5 приведено сопоставление профилей при использовании различных моделей турбулентности.

На рис. 6 приведены профили температур измеренные термопарой, ЖК и расчетные для скорости 6м/сек (где лучшее совпадение по рис. 3). Удовлетворительное соответствие приведенных результатов свидетельствует, очевидно, о корректности измерений и корреляции их с расчетом.

3. Локальные коэффициенты теплоотдачи на торцевой поверхности.

Сложность структуры потока может быть проиллюстрирована расчетными полями коэффициента турбулентного обмена, приведенными на рис. 7. Это, естественно, находит отражение и на распределение коэффициентов теплоотдачи по торцевой поверхности. На рис. 8 приведены расчетные и экспериментально определенные коэффициенты теплоотдачи. В виду сложности распределения α по поверхности для более детального изучения этого распределения следует, по-видимому, усовершенствовать методику измерений. Тем не менее можно полагать, что математическое моделирование на этой стадии исследований является может быть более эффективным способом исследования таких сложных течений и процессов обмена.



Puc. 4



Рис. 5 Пример влияния модели турбулентности на профили относительной температуры



Рис. 6 Сопоставление температур измеренных разными способами и расчета для и=6м/сек •- по термопаре X – по ЖК _____- расчет



Рис. 7 Расчетные поля эффективности коэффициента теплопроводности



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты позволяют считать приемлемыми использованный подход к моделированию процессов при двустороннем обтекании полости.

Список литературы

- Баев В.К. Новые установки ИТПМ СО РАН для исследований термохимических преобразований твердых топлив//VIII Всероссийская конференция с международным участием «Горение твердого топлива», 13-16 ноября 2012г., Новосибирск, Россия; Тезисы докладов.Новосибирск, изд-во Института Теплофизики СО РАН, с. 20.
- Баев В.К., Одинцов Е.С., Чусов Д.В. Горение газовой струи в прямоугольной полости, обтекаемой контрнаправленными потоками.//XXIII Семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям: Сборник трудов под ред. Г.В. Кузнецова и др.; Томский политехнический университет, - Томск; изд-во Томского политехнического университета, 2012 стр. 285-287.
- В.К. Баев, Головин А.А., Солоненко О.П., Чусов Д.В. Особенности течения в прямоугольной полости, обтекаемой контрнаправленными потоками. Доклад на Конференции с международным участием «VIII Всероссийский семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике». Екатеринбург.12-14 ноября 2013. Сб. докладов, Екатеринбург, УрФУ, 2013, с. 52-56.
- В.К. Баев, Д.В. Чусов Теплообмен цилиндра в прямоугольной полости, обтекаемой контрнаправленными потоками. Доклад на ICMAR-2014, 30 ИЮНЯ – 6 ИЮЛЯ 2014, Новосибирск.



УДК 519.6

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-13

ДОЛГОСРОЧНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗОН ОТТАИВАНИЯ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД В УСТЬЕ КУСТА ДОБЫВАЮЩИХ СКВАЖИН

Ваганова Н.А.¹, Филимонов М.Ю.^{1,2}

¹ Институт математики и механики им. Н.Н. Красовского УрО РАН, 620990, Россия, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 16

² Уральский федеральный университет, 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

АННОТАЦИЯ

Для новой математической модели, описывающей растепление многолетнемерзлых пород (ММП) от различных инженерных объектов, использующихся на северных нефтегазовых месторождениях с кустовым способом добычи углеводородов, разработан программный комплекс с облачным интерфейсом. Разработка этого программного комплекса связана с необходимостью подготовки нормативных документов (регламентов) по обустройству и эксплуатации кустовых площадок. В регламент обязательно должны войти численные расчеты по долгосрочному прогнозированию распространения зон оттаивания от работающих добывающих, нагнетательных скважин, или от других инженерных систем (факельных систем, охлаждающих устройств и других источников тепла). Целью работы является учет максимального числа климатических и технических параметров, влияющих на распределение температурных полей в системе скважины-ММП.

введение

Основными характеристиками ММП, которые обычно учитываются при строительстве добывающих скважин и различных инженерных сооружений в этих условиях, являются категория распространения (сплошное, прерывистое, островное), вид криогенной структуры (массивная, слоистая, сетчатая) и степень льдистости. Слагающие ММП породы имеют различные физикохимические свойства, которые могут изменяться по всем направлениям. В летнее время, в силу положительных температур воздуха и солнечного излучения, происходит сезонное оттаивание верхнего слоя грунта, в зимнее время наблюдается обратный процесс. Было замечено, что в северных высоких широтах средняя температура воздуха увеличивалась более высокими темпами, чем средняя глобальная температура, что не могло не сказаться на состоянии ММП. Многолетнемерзлые породы, имеющие отрицательную температуру ниже зоны сезонного протаивания грунта, занимает около 25% всей суши земного шара (в основном это Аляска, части северных территорий Канады, России, высокогорные области Китая) и очень подвержены внешним воздействиям. В России ММП занимают общую площадь около 10 млн. км², что составляет около 60% всей территории. Эти территории чрезвычайно важны для российской экономики, так как здесь добывается около 93% российского природного газа и 80% нефти. Оттаивание насыщенных льдом пород из-за потепления климата, или различных

техногенных воздействий будет сопровождаться просадками земной поверхности и развитием термокарста, а для добывающих скважин, в случае обратного промерзания пород, может привести и к повреждению скважин. Различные сценарии изменения климата показывают, что глобальное потепление будет усиливаться в полярных регионах, и может привести к значительной деградации ММП, усиливающейся из-за техногенных воздействий [1]. За 10 последних лет только в городах Норильского района вследствие уменьшения несущей способности фундаментов снесено около 50 многоэтажных домов. На территории Ямбургского газоконденсатного месторождения из-за морозного пучения в 2007 - 2009 г.г. срезано около 8 тысяч опор для газопроводов. Подвергаются деформации около 40% всех инженерных сооружений в криолитозоне. По зарубежным данным, Газпром ежегодно теряет более 1,9 млрд. долларов США на восстановление инфраструктурных объектов, пострадавших в результате растепления ММП. Проектирование и строительство рабочих площадок с добывающими скважинами на этих территориях имеют свою специфику. Например, по российским строительным стандартам считается, что две скважины не могут быть пробурены на расстоянии друг от друга меньшим, чем два радиуса растепления (т.е. расстояния от скважины, на котором будет находиться нулевая изотерма, за 25-30 лет эксплуатации одиночной скважины). Добыча нефти и газа оказывает существенное влияние на ММП, т.к. выделение тепла от горячей нефти, нагревающей трубы в скважинах, приводит к растеплению ММП, что в свою очередь может приводить к авариям и даже к разрушению скважин.

Заметим также, что 75% всех российских зданий и сооружений в зоне вечной мерзлоты построено и эксплуатируется по принципу сохранения мерзлого состояния грунтов оснований. Поэтому проблема уменьшения интенсивности теплового взаимодействия в системе «источник тепла – ММП» имеет особое значение для решения задач энергосбережения, охраны окружающей среды, безопасности, экономии затрат и повышению эксплуатационной надежности различных инженерных сооружений. Для решения этой проблемы наличие адекватной математической модели распространения тепла в неоднородном мерзлом грунте с учетом наиболее существенных факторов и разработанного на ее основе соответствующего программного обеспечения, является актуальной задачей для нефтегазовой промышленности и строительства в районах распространения вечной мерзлоты.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для моделирования тепловых полей в зоне ММП без учета инженерных сооружений следует учитывать различные климатические и физические факторы. К первой группе факторов относится учет солнечного излучения, сезонное изменение температуры воздуха, приводящее к периодическому протаиванию (промерзанию) грунта, и возможный снежный покров. Ко второй группе факторов относятся теплофизические параметры грунтов, меняющиеся от влажности, их неоднородность и температура. Для полного моделирования тепловых полей при проведении строительства различных инженерных объектов в зоне ММП дополнительно следует учитывать и возможные источника тепла от скважин, трубопроводов и фундаментов сооружений. Кроме этого, необходимо учитывать и теплофизические параметры применяемой теплоизоляции, а также возможные устройства (типа сезоннодействующих охлаждающих устройств (СОУ)), используемые для термостабилизации (охлаждения) грунта. Таким образом, следует учесть следующие физические явления:

1. лучистое излучение, приводящее к нелинейным краевым условиям на дневной поверхности;

2. различные теплофизические параметры грунтов, составляющих вечномерзлые породы, изменяющихся не только в вертикальной плоскости;

3. сезонные колебания температур воздуха в исследуемом районе (в летнее время происходит сезонное оттаивание верхнего слоя грунта, в зимнее время наблюдается обратный процесс);

4. возможный фазовый переход;

5. особенность инженерных сооружений, которыми оснащены добывающие скважины (различные теплоизолирующие материалы, сезонные охлаждающие устройства);

6. теплоизоляция поверхности кустовой площадки, на которой бурятся скважины (как правило, это бетонные плиты, песок и пеноплекс);

7. начальная стадия проведения бурильных работ (до двух недель), когда происходит прохождения верхнего слоя мерзлого грунта бурильным инструментом, влияющим на растепление мерзлого грунта вблизи строящейся скважины.

Рассмотрим сначала теплообмен на ровной поверхности грунта (без инженерных сооружений), непосредственно освещенного солнцем. Пусть в начальный момент времени $t_0=0$ грунт занимает заданный параллелепипед Ω и имеет температуру $T_0(x,y,z)$. Расчетная область представляет собой трехмерный параллелепипед, в котором оси x и y расположены параллельно поверхности грунта, а ось z направлена вниз. Будем считать, что размер области Ω определяется положительными числами L_x, L_y, L_z :

$$-L_x \le x \le L_x, \ -L_y \le y \le L_y, \ -L_z \le z \le 0$$

Для моделирования распространения тепла в этом объеме была предложена следующая математическая модель. Пусть T=T(t,x,y,z) – температура грунта в точке (x,y,z) в момент времени t. Основные тепловые потоки, связанные с климатическими факторами, на поверхности z=0 представлены на рис. 1.



Рис. 1. Основные тепловые потоки на поверхности грунта.

Через $T_{air}(t)$ обозначена температура воздуха в приповерхностном слое, которая изменяется периодически в соответствии с годичным температурным циклом, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²K⁴) – постоянная Стефана-Больцмана, b=b(t,x,y) – коэффициент теплообмена, $\varepsilon = \varepsilon(t, x, y) - \varepsilon$ коэффициент серости. Коэффициенты теплообмена и серости зависят от типа и состояния поверхности грунта. Суммарная солнечная радиация q(t) состоит из суммы прямой солнечной радиации и рассеянной радиации. Грунтом поглощается только часть суммарной радиации равной $\alpha q(t)$, где $\alpha = \alpha(t, x, y) - доля энергии, ушедшая на$ нагрев грунта, которая в общем случае зависит от состояния атмосферы, угла падения солнечных лучей, т.е. широты местности и времени суток.

Моделирование процессов распространения тепла в грунте сводится к решению в области Ω уравнения

$$\rho(c_{v}(T) + k\delta(T - T^{*}))\frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda(T) \operatorname{grad} T)$$
(1)

с учетом начального условия

$$T(0, x, y, z) = T_0(x, y, z)$$
⁽²⁾

Здесь $\rho = \rho(x, y, z)$ – плотность [кг/м³], $T^* = T^*(x, y, z)$ – температура фазового перехода,

$$c_{\nu}(T) = \begin{cases} c_1(x, y, z), \text{ при } T < T^*, \\ c_2(x, y, z), \text{ при } T > T^*, \end{cases}$$

удельная теплоемкость [Дж/кг.К],

$$\lambda(T) = \begin{cases} \lambda_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}), \text{ при } T < T^*, \\ \lambda_2(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}), \text{ при } T > T^*, \end{cases}$$
коэффициент теплопровод-

ности [Вт/м.К], k=k(x,y,z) – теплота фазового перехода, δ – дельта-функция Дирака. Коэффициенты, входящие в уравнение (1), могут меняться в различных точках расчетной области в виду неоднородности грунта.

Остановимся более подробно на получении краевого условия на поверхности грунта, поскольку условие такого типа редко используется при решении рассматриваемых задач. В качестве граничного условия на поверхности грунта – основной зоне формирования естественных тепловых полей – используется уравнение баланса потоков, приносящих и уносящих энергию, с учетом основных климатических факторов: среднемесячной температуры воздуха и мощности солнечного излучения (в основном в весенние и летние месяцы). Составим тепловой баланс на дневной поверхности z=0. Имеем:

 $q_1 = \alpha q$ - солнечная радиация, ушедшая на нагрев грунта; $q_2 = b(T_{air} - T(t,x,y,0))$ - теплообмен с воздухом на поверхности грунта z=0;

 $q_3 = \mathcal{E} \delta T^4(t, x, y, 0) - T_{air}^4$) - излучение «черного тела» с поверхности грунта;

поверхности групта.

$$q_4 = -\lambda \frac{\partial I}{\partial z}$$
 - теплоотдача за счет внутреннего

теплового потока на поверхности.

Баланс потоков на дневной поверхности z=0имеет вид: $q_1+q_2=q_3+q_4$ и определяет соответствующее нелинейное граничное условие:

$$\alpha q + b(T_{air} - T|_{z=0}) = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{air}^4) + \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}$$
(3)

Учет солнечной энергии поглощенной и отраженной энергии в условии (3) является сложной задачей, поскольку при выборе параметров α и ε присутствует много неопределенностей. В идеале для полного количественного описания солнечной радиации поглощенной и отраженной поверхностью грунта в конкретной географической местности нужно учитывать много факторов, которые, как правило, не известны. В частности и конкретный параметр р - доля длинноволнового излучения, отраженного атмосферой в сторону поверхности Земли. Если в среднем для Земли величина р полагается равной 0.84, то для конкретной географической точки земной поверхности эта величина будет сильно отличаться от средних значений. Чтобы получить более точные оценки этих параметров необходимо учесть, в том числе, и число солнечных и дождливых дней в году, а также и другие климатические параметры, которые часто носят вероятностный характер, и требуется определить их среднемесячные значения. Более того, определение величины параметра є не всегда удаётся точно определить для конкретной географической точки. Значение этого параметра может существенно влиять на краевое условие (3). Такие же рассуждения касаются и других параметров, входящих в краевое условие (3). Более того, все эти параметры должны меняться со временем в соответствии с климатическим циклом (в нашей модели предусмотрено такое изменение). Например, учитывать величину снежного покрова, структуру снега, наличие на поверхности слоя перегноя, растительности, и т.д. Исследование влияния снежного покрова имеется во многих работах (см., например, [2-6]). Было показано, что коротковолновая часть радиации может проникать в снежную толщу на значительную глубину, изменяясь с глубиной по закону Бугера-Ламберта. Глубина проникновения зависит от плотности снега, его влажности, кристаллической структуры и других факторов. С развитием вычислительной техники появилась возможность решать такие задачи в полной трехмерной постановке. Однако, исследователи в виду сложности задачи в трехмерном случае, стали отказываться от многих важных условий, которые оказывают существенное влияние на распределение температурных полей в мерзлом грунте. Исследование отечественных пакетов программ, направленных на решение поставленных в проекте конкретных задач, показало, что многие параметры, оказывающие влияние на получение тепловых полей в грунте (например, солнечное излучение, сезонное изменение температур, различные виды теплоизоляции добывающих скважин, наличие инженерных устройств – типа сезонных охлаждающих устройств) не учитываются комплексно в исходной модели.

Таким образом, важной задачей является определение параметров, входящих в нелинейное краевое условие (3). Будем считать, что для заданной географической точки нам известны величины, представленные на рис. 2.





Начальное распределение температуры обычно берётся на основании данных разведочных скважин в некоторый момент времени t_0 .. в точке (x_0, y_0) , из расчетной области, представленной на рис. 1.. Обозначим это начальное распределение температуры через $T^{(0)}(t_0, t_0)$

 x_0, y_0, z). Для определённости будем считать, что под t_0 понимается число дней, прошедших с начала года, в который проводятся замеры. Дальнейшей нашей задачей является уточнение (выбор) параметров, входящих в условие (3), чтобы на основании решения задачи (1)-(3) получались следующие соотношения:

 $T^{(0)}(t_0, x_0, y_0, z) \approx T(t_0 + 365j, x_0, y_0, z), \ c \partial e \ j = 1, 2, \dots J.$ (4) Т.е. решение задачи (1)-(3) периодически повторяло (в соответствии с годовым температурным циклом) с некоторым приближением заданное начальное распределение $T^{(0)}(t_0, x_0, y_0, z)$. И чем точнее выполняется данное соотношение на большем промежутке времени (для большего значения J), тем точнее удаётся выбрать параметры, входящие в условие (3). Для решения данной оптимизационной задачи разработан специальный итерационный алгоритм. В случае если известно только значение температуры ММП (T_p) ниже слоя сезонного протаивания грунта (желательно на глубине, как показали наши расчёты по исследованию закономерностей промерзания грунта, не менее 10 метров), то можно ограничиться получением асимптотики распределения температуры при решении задачи (1)-(3), т.е. получения асимптотики



Рис. 3. Распределение температуры в грунте по глубине (м.) для различных сезонов. Без отсыпки (а) и при добавлении отсыпки толщиной 2 метра (б).

При отсутствии распределений температуры $T^{(0)}(t_0, x_0, y_0, z)$ можно воспользоваться дополнительными

данными из открытых баз данных NASA, касающихся температуры поверхности Земли. Конечно выбор параметров, входящих в условие (3), осуществляется также и при учёте теплофизических параметров грунта в рассматриваемой местности. На рис. 3 приведены характерные распределения температур в грунте для различных времен года, полученные при выборе параметров в условии (3) с дополнительными ограничениями (4) и (5).

Таким образом, если удаётся подобрать параметры, входящие в условие (3), которые циклически повторяются в соответствии с климатическим циклом, то можно сделать вывод, что учтены основные особенности и хаданной географической рактеристики местности, влияющие на распределение температурных полей в грунте. При этом уже нет необходимости дополнительно рассматривать излучения отраженные атмосферой в сторону Земли, поскольку опосредовано в выбранных параметрах в условии (3) по указанному выше правилу, это уже содержится, как впрочем, учтены в некотором смысле и другие характеристики рассматриваемой местности, например, состояние приповерхностного слоя грунта, число облачных дней в году, толщина снега, его структура и т.п.

После того, как выбраны все параметры из условия (3), в расчетную область можно добавить n инженерных сооружений Ω_i , (i=1,...,n) такие как скважины, СОУ и т.п. (см. рис. 4).



Рис. 4 Тепловые поля и граничные условия.

Эти объекты являются дополнительными источниками тепловых полей в ММП. В связи с этим возникают дополнительные условия на поверхности этих объектов

$$T\big|_{\Omega_i} = T_i(t), i = 1, \dots, n$$
(6)

С нашей точки зрения задания таких условий является более предпочтительными, чем задания, например, потока, поскольку при задании таких условий могут возникать дополнительные параметры (коэффициент теплообмена), погрешность в определении которых может приводить к неверным результатам. Как показали наши расчеты, задание температуры на поверхности скважины даёт оценку «сверху» для радиуса растепления по сравнению с условиями задания на ней потока тепла. Для того, чтобы воспользоваться численными методами необходимо на гранях расчетной области Ω задать, например, краевые условия

$$\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=\pm L_x} = 0, \ \frac{\partial T}{\partial y}\Big|_{y=\pm L_y} = 0, \ \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=-L_z} = 0, \ (7)$$

которые при больших размерах Ω не будут оказывать существенного влияния на получающееся решение.

Заметим, что учёт солнечного излучения является существенным. Например, как следует из работы [7] в результате замеров температуры грунта в весеннее время авторы обнаружили, что при отрицательной температуре воздуха продолжалось повышение температуры грунта.

Таким образом, для моделирования распространения нестационарных тепловых полей в ММП от различных инженерных систем, требуется решить задачу (1)-(7), в которой учтены не только климатические (сезонные изменения температуры и интенсивность солнечного излучения, обусловленное географическим расположением месторождения) и физические факторы (различные теплофизические характеристики неоднородного грунта, меняющиеся со временем), но и инженерные особенности конструкций скважин и других технических объектов. Кроме того, при моделировании внедрения инженерных структур в (2) необходимо учитывать начальную температуру строительных материалов, вообще говоря, отличную от температуры грунта.

2. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В основу численной методики был заложен алгоритм, хорошо зарекомендовавший себя для нахождения тепловых полей от подземных трубопроводов [8-9], но с учетом специфики, связанной с возможными фазовыми переходами в грунте [10-13]. Используется конечноразностный метод, позволяющий использовать метод расщепления по пространственным переменным, для лучшей организации численных расчетов. В настоящее время известны следующие разностные методы решения задач типа Стефана: метод ловли фронта в узел разностной сетки, метод выпрямления фронтов, метод сглаживания коэффициентов и схемы сквозного счета. Метод ловли фронта в узел сетки применяется только для одномерных однофронтовых задач, а метод выпрямления фронтов – многофронтовых задач. Характерная особенность этих методов состоит в том, что разностные схемы строятся с явным выделением искомого фронта фазового превращения. Следует отметить, что методы с явным выделением неизвестной границы фазового превращения для случая циклического изменения температуры на границе не подходят, т.к. число немонотонно движущихся фронтов может быть несколько, при этом некоторые из них могут сливаться друг с другом или исчезать. В работе [14] разработана экономичная схема сквозного счета со сглаживанием разрывных коэффициентов в уравнении теплопроводности по температуре в окрестности фазового превращения. Схема сквозного счета характеризуется тем, что граница раздела фаз явно не выделяется, и используются однородные разностные схемы. При этом теплота фазового превращения вводится с

применением дельта функции Дирака как сосредоточенная теплоемкость фазового перехода в коэффициент теплоемкости. Получаемая таким образом разрывная функция затем «распределяется» по температуре, и не зависит от числа измерений и фаз.

Используя эти идеи, для решения исходной задачи в трехмерной области применяется метод конечных разностей с расщеплением по пространственным переменным, строится ортогональная сетка, равномерная или сгущающаяся по определенному закону вблизи поверхности грунта, либо к поверхностям Ω i. Исходное уравнение по каждому из пространственных направлений аппроксимируется неявной центрально-разностной трехточечной схемой и методом прогонки решается система разностных линейных алгебраических уравнений, имеющая трехдиагональный вид.

Неоднородность коэффициентов учитывается при формировании потоков тепла в каждой точке разностной сетки [10]. Сетка строится таким образом, чтобы несколько точек сетки попадало в задаваемые слои материалов, составляющих инженерные конструкции (например, бетонная плита в отсыпке). Кроме того, для сооружений, которые являются источниками тепла, вводятся фиктивные узлы внутренней границы, позволяющие точно определять положение и интенсивность такого источника.

На верхней границе - поверхности z=0 возникает алгебраическое уравнение 4-ой степени, для решения которого используется метод Ньютона. Разрешимость разностных уравнений, аппроксимирующих исходную задачу, доказана в работе [8].

Исходное уравнение по каждому из пространственных направлений аппроксимируется неявной центрально-разностной трехточечной схемой и методом прогонки решается система разностных линейных алгебраических уравнений, имеющая трехдиагональный вид. На поверхности грунта возникает алгебраическое уравнение 4-ой степени, для решения которого используется метод Ньютона.

Описанный выше алгоритм был реализован в прикладном пакете программ Wellfrost, на который было получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012660988 от 4 декабря 2012 г. В пакет Wellfrost также интегрирована разработанная уникальная методика построения расчетной сетки, позволяющая строить сетку в сложной трехмерной области, в которой имеются элементы с существенно разными линейными размерами (например, величина расчетной области 70 метров, а толщина теплоизоляции скважины несколько миллиметров). В настоящее время для пакета Wellfrost разработана облачная среда, которая позволяет проводить пользователям удаленные вычисления с использованием минимального числа исходных данных. Для верификации численной методики были проведены сравнения с некоторыми точными решениями, а также и сравнение с экспериментальными данными. В декабре 2012 года численные результаты, выполненные по программе «Wellfrost», по моделированию нестационарных тепловых полей от добывающих скважин были переданы ЗАО «Нордэко Евразия» (г. Москва), которое занималось мониторингом деградации ММП, опробованную для нефтяного месторождения «Русское». В ходе сравнения численных и экспериментальных данных о нахождении границы растепления ММП от нагнетательной скважины, эксплуатируемой 3 года, было показано, что численные результаты с точностью до 5% совпадают с экспериментальными данными. тить на 50% размер рабочих площадок для размещения устьев добывающих нефтяных скважин для Восточно-Уренгойского ЛУ Валажинской залежи.



Рис. 5 Тепловые поля для двух скважин на расстоянии 10 м.(а) - 2 года работы, (б) – 5 лет, (в) – 10 лет, (г) – 15 лет.

Разработанный комплекс программ был использован для разработки регламентов для восьми северных нефтегазовых месторождений и позволил уже на этапе проектирования сэкономить существенные средства. Например, в 2012 году проведенные расчеты позволили сокра-



Рис. 6 *Тепловые поля для двух скважин на расстоянии 40 м.(а)* − 2 года работы, (б) – 5 лет, (в) – 10 лет, (г) – 15 лет.

Приведем результаты некоторых численных расчетов. Рассмотрим взаимодействие тепловых полей, формирующихся вокруг скважин. Для этого разместим в расчетной области две частично теплоизолированные (в верхней – до 22 м. от поверхности - части). Температура в стволе скважин 70°С. На рис. 5 и 6 представлены тепловые поля в срезе расчетной области вдоль осей скважин для 2, 5, 10 и 15 лет функционирования. На рис. 5 расстояние между скважинами составляет 10 м., на рис. 6-40 м. При расстоянии между скважинами 10 м. фронты растепления от скважин сливаются уже на третий год функционирования. После пяти лет работы кровля талика поднимается к поверхности, а за 10 лет достигает уровня отсыпки. Для расстояния 40 м. между скважинами тепловые поля от скважин напоминают поля от одиночных скважин, однако радиусы растепления между скважинами увеличиваются быстрее, чем вне зоны влияния скважин друг на друга. Как показано в таблице 1, чем ближе скважины расположены, тем сильнее они влияют друг на друга. Взаимное тепловое влияние инженерных сооружение необходимо учитывать при проектировании.

| - | | | | Таблица |
|-------------------------|--------|--|---|--|
| Расст. между скв. | | Радиус растепл. без учета влияния второй скв., м. | Радиус растепл. между скв., м. | Различие радиусов растепл., % |
| 30 м. | 5 лет | 8,0 м. | 8,6 м. | 7,5 % |
| | 10 лет | 11,0 м. | 12,7 м. | 15,5 % |
| | 12 лет | 12,0 м. | 14,26 м. | 18,8 % |
| | 15 лет | 14,0 м. | слияние на 13-м году | - |
| 35 м. | 5 лет | 8,0 м. | 8,54 м. | 6,7 % |
| | 10 лет | 11,0 м. | 12,0 м. | 9,1 % |
| | 12 лет | 12,0 м. | 13,0 м. | 8,3 % |
| | 15 лет | 14,0 м. | 15,1 м. | 7,9 % |
| 40 м. | 5 лет | 8,0 м. | 8,3 м. | 3,8 % |
| | 10 лет | 11,0 м. | 11,73 м. | 6,6 % |
| | 12 лет | 12,0 м. | 12,7 м. | 5,8 % |
| | 15 лет | 14,0 м. | 14,36 м. | 2,6 % |

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- На основе новой математической модели разработан комплекс программ Wellfrost с облачным интерфейсом для численного трехмерного моделирования нестационарных тепловых полей в приповерхностном слое ММП от различных технических систем, расположенных на северных нефтегазовых месторождениях.
- Данный комплекс программ был апробирован на 8 нефтегазовых месторождениях при разработке регламентов и показал точность около 5% при сравнении с экспериментальными данными.

3. Отличительной особенностью пакета Wellfrost от всех других является его адаптация к выбираемому конкретному географическому месту, в котором требуется нахождение тепловых полей в грунте. Для этой цели разработан оригинальный итерационный алгоритм, который позволяет опосредовано учесть и меняющуюся толщину снега, и число солнечных дней в году, и особенность верхнего слоя грунта и т.п.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-01-00800a и программами УрО РАН «Арктика» 12-1-4-005, 12-С-1-1001, 12-П-1-1009.

Список литературы:

- F.E. Nelson, O.A. Anisimov, Shiklomanov N.I. Climate Change and Hazard Zonation in the Circum-Arctic Permafrost Regions // Natural Hazards. 2002. Vol. 26: P. 203–225.
- Y. Zhang, W. Chen, Cihlar J. A process-based model for quantifying the impact of climate change on permafrost thermal regimes. // J. Geophys. Res. 2003. Vol. 108(D22). 4695. doi:10.1029/2002JD003354.
- Физические свойства снежного покрова. / П.П. Кузьмин. 1957. Л.:Гидрометеоиздат. 179 с.
- 4. Goodrich L.E. The influence of snow cover on the ground thermal regime // Can. Geotech. J., 1982. Vol. 19. P. 421-432.
- J.H.G. Glendinning, Morris E.M. Incorporation of spectral and directional radiative transfer in a snow model // Hydrol. Processes. 1999. Vol. 13. P. 1761–1772.
- А.Б. Шмакин, Д.В. Турков, Михайлов А.Ю. Модель снежного покрова с учетом слоистой структуры и ее сезонной эволюции // Криосфера Земли. 2009. Т. XIII. № 4. С. 69–79.
- Е.И. Киряков, Сипикин В.В. Влияние солнечной радиации на процесс оттаивания дорожных конструкций // Вестник ТГАСУ. 2007. № 4. С. 172-176.
- Vaganova N.A. Existence of a Solution of an Initial-Boundary Value Difference Problem for a Linear Heat Equation with a Nonlinear Boundary Condition // Proc. Steklov Inst. Math. 2008. Suppl. 1.- P. S260-S271. DOI:10.1134/S0081543808050209.
- Башуров Вл.В., Ваганова Н.А., Филимонов М.Ю. Численное моделирование процессов теплообмена в грунте с учетом фильтрации жидкости // Вычислительные технологии. 2011. Т.16. № 4. С. 3-18.
- Вычислительная теплопередача / А.А. Самарский, П.Н. Вабищевич. М.: Едиториал УРСС. 2003. 784 с.
- Mikhail Yu. Filimonov, Nataliia A. Vaganova. Simulation of Thermal Fields in the Permafrost With Seasonal Cooling Devices // Proc. ASME. 45158, Volume 4: Pipelining in Northern and Offshore Environments; Strain-Based Design; Risk and Reliability; Standards and Regulations 133. 2012. P. 133-141. doi:10.1115/IPC2012-90287.
- Ваганова Н.А., Филимонов М.Ю. Прогнозирование изменений в вечной мерзлоте и оптимизация эксплуатации инженерных систем // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Математика, механика, информатика. 2013. Т. 13. № 4. С. 37-42.
- M.Yu. Filimonov, Vaganova N.A. Simulation of thermal stabilization of soil around various technical systems operating in permafrost // Applied Mathematical Sciences. 2013. Vol. 7. No. 144. P. 7151-7160.
- А.А. Самарский, Моисеенко Б.Д. Экономическая схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана // ЖВМиМФ. 1965. Т. 5, № 5. С. 816-827.



УДК 532.517.6

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-03

ПАРАМЕТРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПОТОКОВ В КАНАЛАХ

Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Паерелий А.А.

Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

АННОТАЦИЯ

Проведено экспериментальное исследование структуры пульсирующего потока воздуха в гладком канале и в диффузоре. Измерения полей скоростей производились специально разработанным оптическим методом на основе цифровой видеосъемки картины течения. Получены поля скоростей потока и их динамика в течение периода наложенных пульсаций. Построены профили скоростей и дополнительных (связанных с периодической нестационарностью) касательных напряжений. Выявлены их особенности в диапазоне частот наложенных пульсаций (0 – 190) Гц.

введение

В настоящее время пульсирующие потоки представляют значительный научный и прикладной интерес для исследований. В первом случае многообразие особенностей гидродинамических и тепловых процессов в пульсирующих потоках из-за большого количества сочетаний влияющих параметров (число Рейнольдса, акустические свойства среды, частота и амплитуда пульсаций) не позволяют считать проблему описания действующих механизмов в таких течениях и достоверного прогнозирования их параметров решенной за исключением отдельных частных задач. В то же время особенности пульсирующих течений открывают некоторые практические возможности, например, интенсификация процессов массо- и теплообмена. В других же случаях может возникнуть необходимость борьбы с нежелательными проявлениями пульсаций потока (вибрации, шум).

В целом исследование пульсирующих течений является довольно сложной и трудоемкой задачей, связанной с получением больших массивов данных по пространству и времени. Тем не менее, современное состояние экспериментальных и расчетных исследований таких течений позволяет судить о различных аспектах потоков, например: особенностях тепловых и гидродинамических процессов в гладких каналах [1-3] и при отрыве потока [4, 5], влиянии наложенных пульсаций на структуру потоков и возможностях классификации пульсирующих течений [6-9]. Однако зачастую полученные данные носят противоречивый характер: например, в разных исследованиях наложенные пульсации приводили как к приросту, так и уменьшению или неизменным значениям осредненных величин (относительно стационарных) гидравлического сопротивления и теплоотдачи в потоке. Такое положение, очевидно, связано с тем, что анализ данных в конкретном случае производился без учета всех факторов, влияющих на процессы в пульсирующем течении. Например, в ряде случаев те или иные процессы рассматриваются в зависимости от частоты наложенных пульсаций без учета их амплитуды. Такой подход

чаще всего связан с тем, что эксперименты проводятся с варьированием частоты, а амплитуда при этом не регулируется.

Экспериментальные и численные исследования пульсирующих потоков, проведенные авторами, показали существенную зависимость даже осредненных по времени параметров потока от частоты и амплитуды пульсаций. В частности, в зависимости от волновой структуры потока перепад статического давления на участках канала принимал значения от аномально низких величин (вплоть до отрицательных) до аномально высоких по сравнению со стационарным режимом [3, 10]. Данный факт свидетельствует о невозможности в общем случае определения гидравлических потерь по перепаду давления. В случае отрывных течений было установлено, что при определенных частотах происходит почти 2-кратное уменьшение длины отрывной области [4] по сравнению со стационарным режимом. При этом наблюдается заметное (до полутора раз) увеличение среднего уровня теплоотдачи в отрывной области и многократное – в ближнем следе за препятствием [5].

Для достоверной оценки интегральных характеристик потока, очевидно, должна быть привлечена информация о механизмах гидродинамических и тепловых процессов в условиях наложенных пульсаций. В этой связи исследования по выявлению структуры пульсирующего течения и ее динамики являются весьма актуальными.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования структуры пульсирующих потоков использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. Рабочий участок 2 установки представлял собой канал квадратного сечения 50×50 мм² длиной 1,2 м. С целью обеспечения подсветки и съемки стенки канала изготовлены из прозрачных материалов (стекло и оргстекло). На входе в канал осуществлялся подвод аэрозоля 1. Расход воздуха и его пульсации задавались устройством 4 (пульсатором), периодически перекрывающим проходное сечение канала и установленным в выходном сечении. Управление частотой оборотов двигателя пульсатора, вал которого соединен с вращающейся заслонкой, позволяло проводить эксперименты в диапазоне частот наложенных пульсаций от 0 до 190 Гц. Таким образом. при помоши пульсатора задавались среднерасходное значение скорости потока, частота и амплитуда ее пульсационной составляющей. Стабильность значений среднего расхода потока обеспечивалась ресивером 5 объемом 1,3 м³, установленным за рабочим участком. Контроль расхода рабочей среды осуществлялся ультразвуковым расходомером ИРВИС-РС4-Ультра, установленным за ресивером.

Для визуализации картины течения использовался водный раствор глицерина со средним размером частиц порядка 0,1-5 мкм, который вносился в поток при помощи генератора аэрозоля Safex. Подсветка в измерительной области *3* создавалась лазером непрерывного действия *6* с диодной накачкой (DPSS-Laser) KLM-532/5000-h. Регистрация картины течения выполнялась высокоскоростной монохромной видеокамерой Fastec HiSpec с максимальным разрешением одного кадра – 1280×1024 пикселя (при скорости съемки 500 кадр/с). Камера была оснащена светосильным объективом Navitar 1''F/0.95 с фокусным расстоянием 25 мм и ручным управлением фокусировкой.



Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – входное устройство; 2 – рабочий участок; 3 – исследуемая область; 4 – пульсатор; 5 – ресивер; 6 - лазер

Позиционирование камеры и лазерного излучателя относительно исследуемой области обеспечивалось координатными устройствами. В экспериментах исследовался поток на участке расположенном на оси канала и на расстоянии 1 м от входа. Для предотвращения засветки области измерений посторонними источниками света во время выполнения эксперимента установка закрывалась плотным светозащитным чехлом.

На этой же экспериментальной установке производились исследования пульсирующих течений в диффузоре. Здесь рабочий участок представлял собой плоский диффузор (рис. 2) из оптически прозрачного материала (поликарбоната) общей длиной 0,5 м и состоял из трех участков: предвключенный участок 3 постоянного сечения, диффузор 2 и поствключенный участок постоянного сечения. Стенки, располагающиеся под углом к оси канала, имели длину 150 мм. Конструкция участка представляла собой две пластины 4 (боковые стенки), между которыми формировалась конфигурация диффузора.



Измерения поля скоростей рабочей среды производились оптическим методом, основанным на результатах цифровой видеосъемки структуры течения. Суть метода заключается в измерении перемещений турбулентных молей рабочего потока (рис. 3), сохраняющих целостность на протяжении некоторого промежутка времени между кадрами. Метод позволяет получать покадровую динамику поля скоростей в исследуемой области (плоскости, подсвеченной «световым ножом») в течение периода наложенных пульсаций.

Достоинством метода является возможность получения большого массива данных по потоку (по пространству и времени) без помещения в него датчиков и, соответственно, без нарушения его структуры.



Рис. 3. Структура потока

Таким образом, по результатам обработки данных могут быть построены осциллограммы скорости в любой точке потока (рис. 4), поля скоростей в интересующих областях канала в любой момент времени, могут быть определены осредненные характеристики течения и т.д.



Рис. 4. Характерная осциллограмма скорости потока

Тестовые измерения на стационарных режимах показали хорошую работоспособность метода.

2. ПРОФИЛИ СКОРОСТЕЙ

Исследования в гладком канале проводились в следующих диапазонах режимных параметров: расход воздуха Q=(28-100) нм³/ч, среднерасходная скорость потока U=(3,1-11,1) м/с, число Рейнольдса Re=Ud/v=(1,.0-3,7)х10⁴ (d=0.05 м – эквивалентный диаметр канала), частота наложенных пульсаций f=(0-190) Гц. В экспериментах работа пульсатора обеспечивала диапазон относительных амплитуд пульсаций скорости $\beta=A_U/U_0=0,07-1,13$. Следует отметить, что амплитуда A_U и средняя скорость U_0 в представленных результатах имеют локальный характер и относятся к точке на оси измерительного сечения. В других сечениях, ввиду волновой структуры пульсирующего течения, амплитуды, очевидно, будут иметь иные значения.

По результатам измерений получены профили продольных компонент скоростей U в сечении на расстоянии 1 м от входа (рис. 5). Данные относятся к режиму $Q=65 \text{ нм}^{3}/\text{ч}$ (U=7,2 м/c).



Рис. 5. Профили скоростей на различных фазах наложенных пульсаций: а - f=6 Гц, β=0,59; б - f=100 Гц, β=0,1

Здесь (рис. 5) и далее за нулевое значение фазового угла $\phi=0^{\circ}$ принят момент достижения скоростью среднего значения в период нарастания. Были рассмотрены профили скоростей в 12 фазах наложенных пульсаций. Фазы определялись по опорной осциллограмме, в качестве которой была выбрана осциллограмма скорости в точке на оси канала. Фазовые скорости определялись осреднением в диапазоне 30°. Во всех случаях наблюдались расслоения профилей скоростей по фазам, как это и должно быть для пульсирующего потока.

Однако в зависимости от режимных параметров выявлены и заметные различия в распределениях скоростей. Как видно из графиков при разных частотах наложенных пульсаций были достигнуты различные амплитуды колебаний скорости. Данное обстоятельство согласуется с волновой структурой пульсирующего потока: при изменении частоты положения узлов и пучностей колебаний скорости перемещаются. В этих условиях при *f*=6 Гц исследуемое сечение находится вблизи пучности колебаний скорости, а при *f*=100 Гц – вблизи узла.

Следующим заметным различием профилей является их форма. При высокочастотных колебаниях все профили скоростей имеют примерно одинаковую форму (рис. 5, δ), а при низкочастотных наблюдаются довольно значительные их деформации (рис. 5, *a*). Тем не менее, анализ полученных данных показал, что форма профилей может сохраняться в пределах определенных промежутков времени. Установлено, что профили по своей форме имеют определенное сходство в фазах нарастания и убывания скорости - на рис. 6 они сгруппированы для низкочастотного режима, представленного на рис. 5, *a*.



Рис. 6. Профили скоростей в фазах ускорения (а) и торможения (б) на режиме f=6 Гц, β=0,59, Q=65 нм³/ч

Полученные данные позволяют судить о степени заполненности профилей скоростей. Сравнение их форм и толщин вытеснения по отдельным промежуткам времени показывает, что в фазе нарастания скорости профили становятся более заполненными, в фазе замедления – менее заполненными. Данное положение согласуется с известными представлениями о нестационарных течениях [2].

Приведенные рассуждения относятся к потокам с низкочастотными пульсациями расхода с большой ам-

плитудой во всем диапазоне расходов (скоростей). При высоких частотах (малых амплитудах) формы профилей изменяются не так заметно.

Аналогичные эффекты были обнаружены и в пульсирующих потоках в диффузоре (рис. 7). Исследования показали довольно заметное различие форм профилей продольных компонент скоростей потока U_x в пределах периода наложенных пульсаций. И здесь сходство форм профилей наблюдается в течение определенных промежутков времени: они хорошо группируются по фазам нарастания (рис. 7, *a*) и убывания скорости (рис. 7, *б*).



Рис. 7. Профили скоростей в диффузоре с углом раскрытия 14° в фазах ускорения (а) и торможения (б) при f=33 Гц и β=0,59

В нестационарных потоках существенную роль в гидродинамических и тепловых процессах, очевидно, играют дополнительные динамические силы, которые и обуславливают переменность параметров потока. При этом под совокупным действием динамических и вязких сил происходят ускорения и торможения потока. Соответственно, величины ускорений можно рассматривать как характеристики этих сил. В этой связи некоторые особенности ускорения потока могут быть выявлены по их профилям (рис. 8). Здесь величина ускорения определялась как отношение $a=\Delta U/\Delta t$, где ΔU - разность скоростей межлу соседними фазами колебаний. $\Delta t = T/12 = 1/(12f)$ – промежуток времени между фазами.

Как видно из графиков (рис. 8), профили ускорений в гладком канале для режимов с низкочастотными и высокочастотными колебаниями имеют существенные отличия. На низкочастотных режимах профили имеют Мобразный вид с локальными экстремумами вблизи стенки (рис. 8, a). Положения этих экстремумов на разных фазах различны. На высокочастотных режимах такого не наблюдается - значения ускорений по всему сечению имеют примерно одинаковые значения (рис. 8, δ).

Таким образом, пульсирующие течения по своей структуре (по меньшей мере, по профилям скоростей и ускорений) могут быть разделены на две группы: низкочастотные и высокочастотные режимы. В предположении, что профили скоростей формируются под действием динамических и вязких сил, по-видимому, соотношение этих сил и приводит к таким особенностям структуры пульсирующего течения.



3. КАСАТЕЛЬНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ГЛАДКОМ КАНАЛЕ

Информация об ускорениях потока дает возможность определения суммарных напряжений, действующих в нем. В свою очередь, на основе этих напряжений возможна оценка дополнительных касательных напряжений путем вычленения нормальных напряжений. Под словом «дополнительные» здесь имеется в виду та часть напряжений, которая влияет на деформации профилей скоростей в процессе наложенной нестационарности. «Стационарные» части касательных и нормальных напряжений, связанные со стационарным профилем скоростей, в данном случае не рассматриваются. При этом дополнительные нормальные напряжения определяются по ускорениям потока на оси канала, где касательных напряжений нет. Далее по тексту речь будет вестись именно об этих дополнительных напряжениях, связанных только с колебательным движением. Суть метода в рамках двумерной плоской задачи поясняется рисунком 9.



Рис. 9. Схема действия напряжений

Для элементарного объема газа уравнение движения может быть представлено следующим образом:

$$\frac{\Delta U_i}{\Delta t} \cdot \rho \Delta x \Delta y \Delta z = (P^0 - P^1) \Delta y \Delta z - (\tau_{i+1} - \tau_i) \Delta x \Delta z ,$$

где $\frac{\Delta U_i}{\Delta t}$ - ускорение; ρ – плотность; $\Delta x \Delta y \Delta z$ – объем рас-

сматриваемого элемента (*x*, *y*, *z* – продольная, поперечная, трансверсальная координаты) P_0 и P_1 – нормальные напряжения, действующие на элемент выше и ниже по потоку; τ_{i+1} , τ_i - касательные напряжения. Все остальные (неуказанные) напряжения считаются компенсированными.

Касательные напряжения на оси канала $\tau_0=0$.

Дополнительные нормальные напряжения по всему сечению канала одинаковы и могут быть определены по параметрам на оси, используя условие $\tau_0=0$:

$$P^0 - P^1 = \Delta P_0 = \frac{\Delta U_0}{\Delta t} \cdot \rho \Delta x$$
.

Таким образом, для плоской задачи распределение по нормали к стенке дополнительных касательных напряжений может быть определено соотношением:

$$\tau_i = \frac{\rho \Delta y}{\Delta t} \sum_{k=0}^{k=i} (\Delta U_0 - \Delta U_k),$$

где ΔU_0 , ΔU_k - приращения скорости на оси канала и в kой точке за промежуток времени Δt .

Соответственно, для канала квадратного сечения без учета угловых эффектов в потоке соотношение примет вид:

$$\tau_i = \frac{\rho \Delta y}{\Delta t} \sum_{k=0}^{k=i} \left[\left(\Delta U_0 - \Delta U_k \right) \cdot \left(1 + \frac{y_k}{y_{k+1}} \right) \right],$$

где у – поперечная координата, начиная от оси канала.

Результаты, полученные по последнему соотношению, представлены на рис. 10 – 12. Касательные напряжения нормированы по величине скоростного напора, где использована средняя скорость потока на оси канала. На рис. 10 представлены профили дополнительных касательных напряжений по фазам за весь период наложенных пульсаций для четырех характерных режимов, охватывающих весь диапазон исследованных частот. Следует отметить, что по числу Рейнольдса (среднерасходной скорости) результаты оказались в целом автомодельными.



Рис. 10. Дополнительные касательные напряжения при: а – f=6 Гц, β=0,51, Q=48 нм³/ч; 6 – f=10 Гц, β=0,67, Q=100 нм³/ч; в – f=130 Гц, β=0,33, Q=65 нм3/ч; г – f=190 Гц, β=1,1, Q=47 $+ M^{3}/4$

Так же как и для профилей скоростей для профилей дополнительных касательных напряжений (рис. 10) наблюдается различие их форм при низких (f=6-10 Гц) и высоких частотах (f=25-190 Гц). Если для высокочастотных режимов формы профилей близки к параболам, то для низких частот характер изменения профилей является заметно более сложным и сопровождается изменениями знаков величин напряжений и их производных.

Особенности этого разделения (на низкочастотные и высокочастотные режимы) проявляются и при анализе характеров профилей дополнительных касательных напряжений на различных фазах наложенных пульсаций (рис. 11, 12). На высокочастотных режимах профили хорошо группируются по фазам нарастании и убывании скорости (рис. 11). При этом характер распределения напряжений указывает на то, что касательные напряжения всегда препятствуют изменению скорости потока. Иными словами, на этих режимах нормальные и касательные напряжению действуют в противофазе.



Рис. 11. Распределения касательных напряжений на режиме Q=47 нм³/ч, f=190 Гц, β=1,1 при нарастании (а) и убывании (б) скорости

На низкочастотных режимах профили напряжений выглядят заметно более разнообразными (рис. 12). По согласованности форм профилей здесь представляется возможным их разделение относительно среднего по времени значения скорости $U_{\rm cp}$ (рис. 12, *a*, *б*). Профили напряжений имеют до трех локальных экстремумов: на оси и на некотором расстоянии от стенок.



Рис. 12. Распределения касательных напряжений на режиме $Q=48 \text{ нм}^{3}/4, f=6 \Gamma \mu, \beta=0,51 \text{ при: } a-U>U_{cp}; \ 6-U<U_{cp}$

В целом совокупное воздействие напряжений при низкочастотных пульсациях приводит к следующей картине течения. При удалении значений скорости потока от средней по периоду ее величины ускорения (положительные и отрицательные) пристеночных слоев имеют минимальные (по модулю) значения. Максимальные ускорения при этом имеют промежуточные слои (между стенкой и ядром потока). При приближении к средней величине, наоборот, ускорения пристеночных слоев максимальны, а ускорения промежуточные слоев минимальны. Во всех случаях значения ускорений ядра потока находятся между величинами ускорений пристеночных и промежуточных слоев. Иными словами, напряжения способствуют поддержанию скоростей пристеночных слоев вблизи средних значений, росту заполненности профилей скоростей при максимальных скоростях потока и уменьшению заполненности профилей при минимальных скоростях. Еще одной заметной особенностью потока с низкочастотными пульсациями является эффект, когда в фазах минимума и максимума скорости различные слои потока в один и тот же момент времени двигаются с ускорением и замедлением.

Таким образом, в силу того, что структура пульсирующего течения и ее динамика формируются под совокупным действием динамических (переменный градиент давления) и вязких (касательные напряжения) сил, различные соотношения между ними приводят к появлению особенностей гидродинамических параметров потоков. В этом плане проведенные исследования указывают на возможность деления пульсирующих потоков на низкочастотные и высокочастотные режимы. К первой группе следует отнести течения, где вязкие силы играют заметную роль в формировании структуры потока. Во второй группе структура течения формируется преимущественно под действием динамических сил, влияние вязких сил существенно меньше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено экспериментальное исследование структуры пульсирующих течений воздуха в гладком канале квадратного сечения и плоском диффузоре. Оптическим методом измерений, основанным на цифровой видеосъемке, получены профили скоростей. А для гладкого канала получены профили ускорений и дополнительных касательных напряжений потока. Установлено, что по особенностям профилей гидродинамических параметров пульсирующие потоки могут быть разделены на две группы: низкочастотные (до 10 Гц) и высокочастотные (выше 10 Гц) течения. Выявлено, что при наложенных низкочастотных колебаниях потока профили скоростей имеют различную форму в фазах ускорения и замедления. Такие же деформации наблюдаются и в профилях ускорений. К тому же профили ускорений имеют Мобразный вид с локальными экстремумами в ядре потока и вблизи стенок, положения которых различны на разных фазах. На высокочастотных режимах этого не наблюдается. Для течений в гладком канале предложен метод определения дополнительных касательных напряжений связанных с наложенными пульсациями. Построены профили этих напряжений. Их формы так же имеют особенности на низкочастотных и высокочастотных режимах течения.

Природу выявленных особенностей предлагается трактовать как результат совокупного действия динамических и вязких сил в потоке, соотношения между которыми различны при разных частотах и амплитудах наложенных пульсаций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты №№13-08-00359, 13-08-00504, 13-08-97050, 13-08-97063, 14-01-31067.

Список литературы:

- Галицейский Б.М, Рыжов Ю.А, Якуш Е.В. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение. 1977, 256 с.
- Дрейцер Г.А., Краев В.М. Турбулентное течение газа при гидродинамической нестационарности. Красноярск: Сиб. аэрокосм. акад. 2001. 147 с.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М., Романов Д.И. Сопротивление круглой трубы при пульсационном изменении расхода // Изв. РАН. МЖГ. 2006. №3. С.96-101.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Отрыв пульсирующего потока. // Доклады Академии наук. 2007.– т.417., №6.– С.760-763.

- Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур.- 2012, том 50, №3, с. 442-449.
- Гольцман А.Е., Давлетшин И.А., Паерелий А.А. PIV-метод для исследования структуры пульсирующего течения в гладком канале // Теплофизика и аэромеханика, 2013. Т.30, №3. С.267-374.
- K.S. Hwang, H.J. Sung, J.M. Hyun. An experimental study of largescale vortices over a blunt-faced flat plate in pulsating flow // Experiments in Fluids 30 (2001). P. 202-213.
- B. Ünsal, S.Ray, F. Durst, Ö. Ertunç. Pulsating laminar pipe flows with sinusoidal mass flux variations // Fluid Dynamics Research37 (2005). p. 317 – 333.
- Григорьев М.М. Кузьмин В.В., Фафурин А.В. Классификация пульсирующих турбулентных течений // ИФЖ.– 1990.– Т.59, №5.– С.725-735.
- Михеев Н.И., Молочников В.М., Давлетшин И.А., Душина О.А. Моделирование пульсирующих потоков в канале // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. 2009. № 1. С. 50-52.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-04

УДК 532.546+519.63+544.42

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В ФИКСИРОВАННОМ СЛОЕ ГРАНУЛИРОВАННОГО КАТАЛИЗАТОРА МЕТОДОМ SPH

Ермолаев В.С.¹, Егорова М.С.¹, Мордкович В.З.¹

¹ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, 142190, Россия, г. Москва, г. Троицк, ул. Центральная, д. 7а

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты моделирования течения газа в фиксированном слое катализатора с учетом реальной геометрии гранул. Расчеты проводились методом сглаженных частиц (SPH) с использованием распределенных вычислений на базе технологии CUDA. Вспомогательные этапы моделирования, такие как генерация расчетной сетки и расчет случайной упаковки гранул катализатора, осуществлялись методом дискретных элементов.

введение

Данная работа является одним из этапов разработки программного комплекса для расчета, проектирования и управления работой промышленного реактора синтеза Фишера — Тропша (ФТ) с фиксированным слоем катализатора. Синтез ФТ — это процесс химического превращения синтез-газа (смеси монооксида углерода и водорода) в присутствии катализатора в углеводороды и воду [1, 2]. Синтез ФТ сопровождается выделением значительного количества тепла, что существенно влияет, во-первых, на тепловую устойчивость реактора при его работе, а во-вторых, на состав получаемых в результате реакций продуктов [3]. Это приводит к необходимости исследования тепловой устойчивости процесса при изменении технологических параметров работы (давление, температура, состав синтез-газа и его расход) и оптимизации конструкции аппарата. Существует два пути решения этих задач: проведение физического моделирования (эксперимент) или построение математической модели процесса.

Так как в промышленных реакторах с фискированным слоем катализатора, как правило, используются крупные гранулы, размер которых сопоставим с диаметром реакционной трубы, то существующие математические модели аппаратов, основанные на «квазигомогенном» приближении (например, [4, 5]), являются некорректными и не позволяют проводить количественные расчеты характеристик аппарата, а также оценивать устойчивость системы.

Поэтому, необходимо создание детальной математической модели, учитывающей большое количество физико-химических факторов, влияющих на ход синтеза: параметры каталитического слоя, такие как форма и пористость гранул, порозность каталитического слоя, влияние внешних условий на ход реакции, превращение веществ в результате химических реакций, тепломассоперенос внутри реакторной трубы, течение многофазной среды в фиксированном слое катализатора. В связи со сложной геометрией слоя катализатора учет всех указанных явлений с помощью традиционных эйлеровых (сеточных) методов крайне затруден в использовании, но вполне реализуем с помощью бессеточных методов. Основное отличие бессеточных методов частиц от традиционных методов конечных разностей и методов конечных элементов состоит в том, что для их реализации не требуется создание сетки с указанием связности узлов. Они работают с частицами, материальными точками, которым приписываются некоторые физические характеристики в малом окружающем точку пространстве, такие как объем, масса и плотность, температура, давление и другие.

Метод сглаженных частиц [6, 7] (Smoothed Particle Hydrodynamics, далее SPH) — это бессеточный лагранжевый вычислительный метод, в настоящее время используемый в различных областях математического моделирования для расчета эволюции жидкостей и газов, реже — в задачах деформации твердых тел [8, 9, 10]. Он является одним из наиболее изученных и универсальных лагранжевых методов. Впервые для моделирования сплошных сред SPH был предложен в 1992 году в статье Monaghan J. J. [11]. Немного позже появилась работа [12], в которой было рассмотрено применение SPH для моделирования потока жидкости со свободной границей, а также примеры, демонстрирующие работу метода. После было опубликовано множество работ, в которых рассматривались различные аспекты применения SPH: смешивание жидкостей (например, [13]), обтекание препятствий [14], применение к сжимаемым и несжимаемым жидкостям и газам [15].

На данный момент существуют свободные программные пакеты, реализующие SPH, например: SPHYSICS¹ [16, 17], его параллельная реализация в технике GPGPU («графический ускоритель общего назначения») DualSPHysics² [18], GPUSPH³ [19]. Однако они ориентированы в большей степени на описание аэрогидродинамических процессов, а потому не позволяют единообразно моделировать все интересующие нас физические процессы.

1. МЕТОД СГЛАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для расчетов методом SPH необходимо представить область в виде произвольно распределенного набора частиц, каждая из которых обладает собственной массой m_i , плотностью ρ_i и положением \mathbf{r}_i . Объем и масса ча-

¹ Gómez-Gesteira M. et al. (2012) http://www.sphysics.org

² Crespo A. et al. (2012) http://www.dual.sphysics.org

³ Hérault A. et al. (2010) http://www.ce.jhu.edu/dalrymple/GPUSPH

стицы зависят от объема и средней плотности среды. Область, занимаемую твердым телом, желательно описать структурированно.

1.1. Основные соотношения метода

Аппроксимация неизвестных величин, входящих в исходную систему уравнений, начинается в методе SPH с рассмотрения следующего равенства:

$$F(\mathbf{r}) = \int_{\Omega} F(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \qquad (1)$$

где $F(\mathbf{r})$ — функция от точки \mathbf{r} пространстве, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ — дельта-функция Дирака. Выражение (1) непосредственно следует из определения дельта-функции. Также в уравнении (1) Ω — некоторый объем, содержащий \mathbf{r} .

Заменим дельта-функцию $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ ее гладким приближением $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)$, тогда выражение

$$\langle F(\mathbf{r}) \rangle = \int_{\Omega} F(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}'$$
 (2)

есть аппроксимация величины $F(\mathbf{r})$. Здесь обозначение (.) принято для оператора аппроксимации функции через сглаживающее ядро $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)$.

Сглаживающее ядро $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ должно удовлетворять условию нормировки $\int_{\Omega} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' = 1$ и, очевидно, следующему условию: $\lim_{h\to 0} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$. Кроме того, $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) = 0$ при $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| > \kappa h$, что называется условием компактности. Оно определяет так называется условием компактности. Оно определяет так называемую опорную область [6] радиуса κh , область сглаживающего ядра $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)$, в которой оно не обращается в нуль. Подставим в формулу (2) вместо функции $F(\mathbf{r})$ ее производную $\nabla \cdot F(\mathbf{r})$ и получим

$$\langle \nabla \cdot F(\mathbf{r}) \rangle = \int_{\Omega} \nabla \cdot F(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}'.$$

После преобразования и применения теоремы Остроградского – Гаусса можно получить

$$\langle \nabla \cdot F(\mathbf{r}) \rangle = -\int_{\Omega} F(\mathbf{r}') \cdot \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}'.$$
 (3)

Заменим в (2), (3) бесконечно малый объем $d\mathbf{r}'$ в частицах с номерами j конечными объемами самих час-

тиц
$$\Delta V_j$$
: $\Delta V_j = \frac{m_j}{\rho_j}$, где m_j — масса частицы j , ρ_j —

ее плотность, тогда для частицы *i* :

$$\langle F(\mathbf{r}_i) \rangle = \sum_{j=1}^{N} \frac{m_j}{\rho_j} F(\mathbf{r}_j) W_{ij}, \qquad (4)$$

$$\langle \nabla \cdot F(\mathbf{r}_i) \rangle = -\sum_{j=1}^{N} \frac{m_j}{\rho_j} F(\mathbf{r}_j) \cdot \nabla_i W_{ij}, \qquad (5)$$

Где
$$W_{ij} = W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h), \quad \nabla_i W_{ij} = \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{r}_{ij}} = \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial r_{ij}},$$
 и

 $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, \ r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|.$

Соотношения (4), (5) определяют SPHаппроксимацию функции и ее производной в общем случае со вторым порядком по h [6].

Выбор ядра осуществляется из соображений баланса между низкой вычислительной стоимостью и точностью

SPH-аппроксимации. Мы используем кубический сплайн [20] ($a = \frac{r_{ij}}{2}$):

$$W(q,h) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} \frac{1}{4}(2-q)^3 - (1-q)^3, & \text{при} \quad 0 \le q < 1; \\ \frac{1}{4}(2-q)^3, & \text{при} \quad 1 \le q \le 2; \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases}$$

Он хорошо аппроксимирует функцию Гаусса, являющуюся аналитическим приближением дельта-функции, прост в вычислениях и широко используется в различных приложениях.

1.2. Аппроксимация уравнений переноса в методе сглаженных частиц

Система уравнений переноса для течения вязкой жидкости в отсутствие внешних массовых сил выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{6}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}^2) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}), \tag{7}$$

где (6) — уравнение переноса массы, (7) — уравнение переноса количества движения; **v** — скорость, p — давление, μ — динамическая вязкость. Выбранная нами SPH-аппроксимация системы (6)–(7) выражается следующим набором уравнений:

$$\frac{d\boldsymbol{\rho}_{i}}{dt} = \sum_{j=1}^{N} m_{j} \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_{i} W_{ij},$$

$$\frac{d\mathbf{v}_{i}}{dt} = -\sum_{j=1}^{N} m_{j} \left(\frac{p_{i}}{\boldsymbol{\rho}_{i}^{2}} + \frac{p_{j}}{\boldsymbol{\rho}_{j}^{2}} \right) \nabla W_{ij} + \sum_{j=1}^{N} \frac{m_{j} (\boldsymbol{\mu}_{i} + \boldsymbol{\mu}_{j})}{\boldsymbol{\rho}_{i} \boldsymbol{\rho}_{j}} \mathbf{v}_{ji} \nabla W_{ij} = P + V,$$
(9)

$$p_i = \frac{\rho_0 c^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^{\gamma} - 1 \right], \tag{10}$$

где $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$. Запись правой части уравнения движения выбрана на основе работ [11], [21] и рекомендаций [22], используется слабосжимаемая формулировка метода SPH (WCSPH). Малая сжимаемость ($|\delta\rho|^{\sim} 0,01\rho_0$, [21]) гарантируется использованием уравнения состояния Тейта [23] (10) при выборе $\gamma = 7$ и $c = 10 \cdot v_{max}$, здесь v_{max} — максимальная скорость.

1.3. Граничные условия

Интегральное преобразование вида (2), (3) на границе расчетной области в общем случае не является корректным, так как для частиц у границы области в интегральной сумме учитываются только внутренние частицы области. Отсутствие частиц в некоторой значительной части опорной области обладает тем же эффектом, что и наличие в этой области частиц с нулевыми значениями рассматриваемых величин, что в общем случае не позволяет получить аппроксимацию даже с первым порядком по h. Таким образом, на границе расчетной области и за ней должны быть помещены частицы, которые дополняли бы вклад внутренних частиц в сумму в правых частях выражений (4), (5).

Задача об описании течения газа в зернистом слое катализатора подразумевает рассмотрение трех типов граничных условий: на стенке реактора и слое катализатора (прилипания/непротекания), входного (фиксированный расход газа) и выходного (фиксированное давление на выходе). Схема представлена на рис. 1.



в зернистом слое катализатора. Входная зона обозначена «in», стенки реактора — «wall», выходная зона — «out».

Рассмотрим способы описания твердых границ в методе SPH. Существует два основных пути описать такие условия, и оба связаны с введением дополнительных частиц в расчет аппроксимации.

Первый путь предполагает введение на каждом шаге по времени нового набора частиц по некоторому установленному принципу (например, зеркально к частицам среды), второй — создание набора частиц, описывающих границу, на этапе подготовки к вычислениям и их хранение и использование во время расчета (4), (5).

В связи с необходимостью в перспективе проводить анализ не только течения газожидкостной среды, но и процессов тепломассопереноса, происходящих в реакторе, мы разработали алгоритм создания распределения частиц в твердом теле (гранулах катализатора). Частицы, составляющие поверхности гранул, мы используем как граничные для расчета течения.

1. Создание распределения частиц в гранулах катализатора. Очевидно, в случае, если частицы SPH заведомо неподвижны (внутри гранулы скорость SPHчастиц равна нулю), чем равномернее будет их распределение, тем точнее будут аппроксимации (4), (5).

Для создания фиксированного распределения частиц в твердом теле можно воспользоваться методами генерации расчетных сеток. При этом напомним, что важно получить распределение точек, но не нужно осуществлять установление связей между узлами.

Мы используем модифицированный метод «Bubble mesh»[24] (пузырьковая сетка). Основная идея заключается в интерпретации частиц как материальных точек, взаимодействующих друг с другом с силой, величина которой изменяется обратно пропорционально расстоянию между ними [25]:

$$\mathbf{f}_{ij} = f(l_{ij}) \cdot \mathbf{e}_{ij} = \begin{cases} k_0(l_0 - l_{ij}) \cdot \mathbf{e}_{ij}, & l_{ij} < l_0, \\ \mathbf{0}, & l_{ij} \ge l_0. \end{cases}$$
(11)

Здесь \mathbf{f}_{ij} — сила, $\mathbf{e}_{ij} = \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}}$ — единичный вектор направления, $f(l_{ij})$ — величина силы, k_0 — коэффициент

пропорциональности (жесткости), l_{ij} — расстояние между частицами, l₀ — длина действия. Кроме того, необходимо введение силового взаимодействия частиц с границей описываемой области, которое не давало бы ей выйти за ее пределы, и оно записывается в том же виде, что и (11). При правильном выборе длины и величины действия всех сил система, состоящая из, допустим, случайно расположенных частиц, за некоторое время придет в состояние равновесия. Это состояние равновесия и будет равномерным распределением частиц SPH в твердом теле. Предложенный метод отличается от исходного «Bubble mesh» более простой формой сил взаимодейст-(простое отталкивание вместо притяжениявия отталкивания) и постоянством числа частиц в системе. В нашей работе качество получаемого распределения регулируется изменением длины взаимодействия l₀, а не изменением числа взаимодействующих частиц, как это делается в «Bubble mesh». Такая модификация делает более простым расчет с использованием параллельных вычислений на видеокартах (технология GPGPU NVIDIA CUDA).

Итак, записываем систему уравнений движения с демпфирующим коэффициентом *c* :

$$m_i \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} + c \frac{d \mathbf{r}_i}{dt} = \sum_{j=1}^N \mathbf{f}_{ij}, \quad i = 1, \dots, N,$$
(12)

и ведем ее интегрирование (например, методом Верле или через точное решение системы (12) до установления).

В ходе разработки программы, реализующей описанную идею, мы провели поиск идеального напряженного состояния между частицами. Изначально предполагалось, что идеальным состоянием станет такое, при котором средняя сила взаимодействия минимальна, то есть, близка к нулю. Однако тестирование показало, что идеальная средняя сила взаимодействия между точками составляет около $f_0 \approx 0.15 l_0$. При этом расчет считается оконченным, если l_0 далее не меняется.

На рис. 2, 3 показаны полученные распределения частиц для катализаторов различной формы.



Рис. 2. Распределение частиц в грануле катализатора цилиндрической формы с отверстием



Рис. 3. Распределение частиц в грануле катализатора трилистной формы

2. Граничные условия для потока газа на гранулах катализатора и стенке реактора. В предыдущем пункте показано, как описать твердое тело в виде набора частиц SPH. Метод подходит как для создания распределения частиц, описывающих гранулы катализатора, так и для описания стенки трубы реактора. Рассмотрим теперь, как используются созданные частицы в расчете течения газа в катализаторном слое реактора.

Согласно работе [26], во-первых, экстраполируем скорость частиц среды на граничные:

$$\tilde{\mathbf{v}}_{w} = \frac{\sum_{j=1}^{m} \mathbf{v}_{j} W_{wj}}{\sum_{j=1}^{M} W_{wj}},$$
(13)

здесь суммирование проводится по всем частицам газа, попавшим в опорную область для частицы на границе. Затем граничной частице назначается скорость

$$\mathbf{v}_{w} = 2\mathbf{v}_{0} - \mathbf{v}_{w},\tag{14}$$

где \mathbf{v}_0 — скорость границы. В нашем случае $\mathbf{v}_0 = \mathbf{0}$, так как слой катализатора неподвижен.

Давление экстраполируется аналогично (13), далее принимается $p_w = \tilde{p}_w$. Затем согласно уравнению состояния (10) вычисляется плотность ρ_w .

Тестирование других вариантов SPH-аппроксимации граничных условий (отталкивающий потенциал на границе с фиксированным значением давления и скорости для граничных частиц [27, 28], зеркальное отражение значений величин в среде на граничные частицы [29]) показало, что выбранный подход обладает простотой и более эффективен, чем указанные.

3. Входное и выходное условия. На входе в реактор установлено следующее граничное условие:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{in}, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0.$$

Оно реализуется через наличие на входе нескольких «входных» слоев частиц, не участвующих в общем расчете, двигающихся с фиксированной скоростью (рис. 1). Как только частицы пересекают условную границу «входа», они входят в общий расчет, и во входную зону добавляется новый слой «входных» частиц. До этого для них идет расчет давления по принципу (13), скорость фиксирована в частице. Возможно использование граничного условия для входной скорости в форме (13)– (14), но в нашей задаче оно не показало заметных отличий в результатах моделирования.

На выходе после пересечения частицами условной границы «выход» их скорость проецируется на ось трубы для выполнения условия

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} = \mathbf{0},$$

а давление для них устанавливается постоянным и равным выходному давлению из аппарата

$$p = p_{out}$$
.
1.4. Интегрирование по времени

Мы используем метод интегрирования системы (8)-(10), основанный на принципе разделения по процессам [30].

1. Метод интегрирования. Рассмотрим закон сохранения импульса (7) и разделим его на две части: одна часть описывает эффекты переноса (в нашем случае только вязкость, V), другая — действие давления в среде P.

На каждом шаге по времени t вычислим

$$\mathbf{v}_{t+1}^{(1)} = \mathbf{v}_t + \tau V_t.$$

Далее обновим значения плотности в каждой частице:

$$\rho_{t+1,i} = \rho_{t,i} + \tau \left(\sum_{j} m_{j} W_{ij} + \sum_{j=1}^{N} m_{j} \mathbf{v}^{(1)}_{t+1, ij} \cdot \nabla_{i} W_{ij} \right),$$

затем на основе найденных значений найдем P_t во всех частицах и, осуществляя промежуточный шаг $\mathbf{v}_{t+1}^{(2)} = \tau P_t$, находим

Тестирование показало, что такой метод более устойчив, чем методы Эйлера, Верле и их модификации. 2. Критерии выбора шага. Для того чтобы обеспечить устойчивость интегрирования по времени, необходимо выбрать шаг интегрирования τ такой [21], что, вопервых, выполнено условие Куранта — Фридрихса — Леви

$$\tau_{CFL} \leq 0,25\frac{h}{c},$$

во-вторых, выполнено условие устойчивости для явной схемы интегрирования

$$\tau_{\mu} \leq 0,125 \frac{\rho h^2}{\mu}$$

Далее выбирается $\tau = \min{\{\tau_{CFL}, \tau_{\mu}\}}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На основе изложенной методики была разработана программа на языке C++ с использованием технологии NVIDIA CUDA, осуществляющая расчет течения газа в зернистом слое катализатора.

Внутренний диаметр трубы принимаем равным D = 10 мм (диаметр лабораторного реактора), характерный размер гранул (приведенный диаметр) — d = 3 мм. Плотность газа примем равной $\rho = 5,4$ кг/м³ (синтез-газ, CO+H₂, при 220° С и давлении $p = 2,1\cdot10^6$ Па), динамическую вязкость — $\mu = 2,2\cdot10^{-5}$ Па · с (при тех же условиях). Так как удельный объемный расход синтез-газа в аппарате варьируется от 1000 до 4000 ч⁻¹, среднемассовая скорость течения газа изменяется от 7,5·10⁻⁴ до 3,1·10⁻³ м/с.

1. Обтекание единичных гранул катализатора

Для случая обтекания единичных гранул примем $\|\mathbf{v}_0\| = 1,02 \cdot 10^{-3} \text{ м/c},$ тогда получим $\text{Re} = \frac{\|\mathbf{v}_0\|D}{N} \approx 2,5$.

Рассмотрим обтекание единичной гранулы цилиндрической формы в трубе реактора (см. рис. 4, слева, посередине).



Рис. 4. Обтекание гранул в трубе реактора. Схема. Слева — единичная гранула цилиндрической формы. Посередине — единичная гранула трилистной формы. Справа — слой катализатора.

На рис. 5, слева показан результат моделирования обтекания гранулы цилиндрической формы с отверстием радиуса r = d/4, на рис. 5, справа — трилистной формы. Количество частиц метода SPH — 921 917.

2. Обтекание слоя катализатора

Для случая обтекания засыпки сфер в трубе локальное число Рейнольдса [31] равно $\operatorname{Re}_{L} = \|\mathbf{v}\|_{0} d / (\phi v)$, где ϕ — минимальное проходное сечение. Минимальное проходное сечение для рассматриваемого (рис. 4, справа) случая определяется следующим образом:

$$\phi = \frac{\pi D^2 - 7\pi d^2}{\pi D^2} = 1 - 7\left(\frac{d}{D}\right)$$

— это отношение площади, свободной для течения, к общей площади сечения при минимальной свободной площади в сечении. В нашем случае такое сечение расположено на той высоте трубы, где расположен верхний или нижний слой рассматриваемых сферических гранул. Принимая $\|\mathbf{v}_0\| = 5,52 \cdot 10^{-4}$ м/с, получим $\operatorname{Re}_L \approx 2$.

На рис. 6 показаны результаты моделирования обтекания слоя катализатора, состоящего из сферических гранул. Для моделирования использовалось разное число частиц метода SPH.

На рис. 7 показан профиль скорости для обтекания 72 сферических гранул катализатора в трубе реактора.



Рис. 5. Обтекание гранул в трубе реактора. Результаты моделирования. Показан профиль скорости в разрезе трубы реактора. Слева — обтекание единичной гранулы цилиндрической формы, φ = 45°. Справа — обтекание единичной гранулы трилистной формы, φ = 90°.



Рис. 6. Обтекание зернистого слоя катализатора в трубе реактора. Результаты моделирования. Показан профиль скорости в разрезе трубы реактора. Количество частиц метода SPH слева — 236 363, справа — 2 942 393.



Рис. 7. Обтекание зернистого слоя катализатора в трубе реактора. 72 сферические гранулы катализатора. Результаты моделирования. Показан профиль скорости в разрезе трубы реактора. Количество частиц метода SPH — 5 804 643.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование течения газа в зернистом слое катализатора сложной формы методом SPH. Предложен простой способ задания перепада давления в трубе для течения с фиксированным объемным расходом для метода SPH.

Разработан быстрый алгоритм создания представления гранулы катализатора в виде набора частиц метода. Алгоритм подходит для создания неструктурированных распределений частиц для любых лагранжевых методов и способен описать любую форму поверхности.

Рассмотрено обтекание единичных гранул цилиндрической и N-листной формы в трубе реактора. Рассмотрен случай единичных гранул катализатора и фрагмент слоя засыпки. Показан эффект заполнения внутренней структуры гранул катализатора сложной формы синтез-газом.

Список литературы:

- Rofer-DePoorter C. K. A comprehensive mechanism for the Fischer-Tropsch synthesis //Chem. Rev. 1981. Vol. 81, no. 5. P. 447–474.
- Guettel R., Kunz U., Turek T. Reactors for Fischer-Tropsch synthesis // Chem. Eng. Technol. 2008. Vol. 31, no. 5. P. 746–754.
- Derevich I. V., Ermolaev V., Mordkovich V. Modeling of hydrodynamics in microchannel reactor for Fischer–Tropsch synthesis // Int. J. Heat Mass Tran. 2012. Vol. 55, no. 5–6. P. 1695–1708.
- 4. Heterogeneous modeling for fixed-bed Fischer–Tropsch synthesis: Reactor model and its applications / Y.-N. Wang, Y.-Y. Xu, Y.-W. Li et al. // Chem. Eng. Sci. 2003. Vol. 58. P. 867–875.
- One-dimensional heterogeneous model of a Fischer-Tropsch synthesis reactor with a fixed catalyst bed in the isothermal granules approximation / N. A. Mamonov, L. M. Kustov, S. A. Alkhimov et al. // Catalysis in Industry. 2013. Vol. 5, no. 3. P. 223–231.
- Liu G. R., Liu M. B. Smoothed particle hydrodynamics: a meshfree particle method. Singapore: World Scientific, 2003. P. 473.
- Violeau D. Mechanics and the SPH method. Theory and applications. Oxford: Oxford University Press, 2012. 616 p.
- Bui H. H., Fukagawa R. An improved SPH method for saturated soils and its application to investigate the mechanisms of embankment failure: Case of hydrostatic pore-water pressure // Int. J. Numer. Anal. Met. 2013. Vol. 37, no. 1. P. 31–50.
- Multidimensional discontinuous SPH method and its application to metal penetration analysis / F. Xu, Y. Zhao, R. Yan et al. // Int. J. Numer. Meth. Eng. 2013. Vol. 93, no. 11. P. 1125–1146.
- 10. Chen W., Qiu T. Simulation of earthquake-induced slope deformation using SPH method // Int. J. Numer. Anal. Met.
- Monaghan J. J. Smoothed particle hydrodynamics // Annu. Rev. Astron. Astr. 1992. Vol. 30. P. 543–574.
- Monaghan J. J., Thompson M., Hourigan K. Simulation of free surface flows with SPH // J. Comput. Phys. 1994. Vol. 110, no. 2. P. 543–574.
- Hopkins P. F. A General Class of Lagrangian Smoothed Particle Hydrodynamics Methods and Implications for Fluid Mixing Problems // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2013. Vol. 428. P. 2840–2856.
- Pirovano M. Accurate real-time fluid dynamics using Smoothed-Particle Hydrodynamics and CUDA. Master thesis: Automation Engineering at the Politecnico di Milano. 2011.
- A comparative study of truly incompressible and weakly compressible SPH methods for free surface incompressible flows / Z. Chen, Z. Zong, M. B. Liu et al. // Int. J. Numer. Meth. Fl. 2013. Vol. 73, no. 9. P. 813– 829.
- SPHysics development of a free-surface fluid solver Part 1: Theory and Formulations / M. Gomez-Gesteira, B. Rogers, A. Crespo et al. // Comput. Geosci. 2012. Vol. 48. P. 289–299.
- SPHysics development of a free-surface fluid solver Part 2: Efficiency and test cases / M. Gomez-Gesteira, A. Crespo, B. Rogers et al. // Comput. Geosci. 2012. Vol. 48. P. 300–307.
- GPUs, a new tool of acceleration in CFD: Efficiency and reliability on Smoothed Particle Hydrodynamics methods / A. Crespo, J. Dominguez, A. Barreiro et al. // PLoS ONE. 2011. Vol. 6, no. 6.
- Herault A., Bilotta G., Dalrymple R. SPH on GPU with CUDA // J. Hydraul. Res. 2010. Vol. 48 (Extra Issue). P. 74–79.
- Monaghan J. J., Lattanzio J. C. A refined particle method for astrophysical problems //Astronomy and astrophysics. 1985. Vol. 149. P. 135–143.
- Morris J., Fox P., Zhu Y. Modelling low Reynolds number incompressible flows using SPH //Journal of Computational Physics. 1997. no. 136. P. 214–214.
- Oger G. et al. An improved SPH method: Towards higher order convergence //Journal of Computational Physics. 2007. Vol. 225, no. 2. P. 1472–1492.
- Fisher F., Dial O.E. J. Equation of state of pure water and sea water // Tech. rep., Marine Physical Laboratory of the Scripps. Institution of Oceanography, San Diego,1975.
- Shimada K. Physically-based mesh generation: automated triangulation of surfaces and volumes via bubble packing. Ph.D. thesis: Massachusetts Institute of Technology. 1993.
- Persson P.-O. Mesh generation for implicit geometries. Ph.D. thesis: Massachusetts Institute of Technology. 2004.
- Adami S., Hu X., Adams N. A generalized wall boundary condition for smoothed particle hydrodynamics // Journal of Computational Physics. 2012. Vol. 231, no. 21. P. 7057–7075.
- Comparisons of weakly compressible and truly incompressible algorithms for the SPH meshfree particle method / E.-S. Lee, C. Moulinee,

R. Xu et al. // Journal of Computational Physics. 2008. Vol. 227, no. 18. P. 8417-8436.

- 28. Hosseini S., Manzari M., Hannani S. A fully explicit three-step SPH algorithm for simulation of non-Newtonian fluid flow // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. 2007. Vol. 17, no. 7. P. 715-735.
- 29. Yildiz M., Rook R., Suleman A. SPH with the multiple boundary tangent method // International journal for numerical methods in engineer-ing. 2009. Vol. 77, no. 10. P. 1416–1438.
- Ihmsen M., Orthmann J., Solenthaler B., Kolb A., Teschner M. SPH Fluids in Computer Graphics // Eurographics 2014 State of the Art Reports. 2014. Р. 21-42.31. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротив-
- ление. М.: Энергоатомиздат. 369 с.



УДК 536.7

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-10

РАВНОВЕСНОЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ В МНОГОКОНТУРНЫХ ГИДРАВЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Каганович Б.М.¹, Зароднюк М.С.¹, Якшин С.В.¹

¹Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН 664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130.

АННОТАЦИЯ

В докладе раскрываются допустимость и эффективность равновесного термодинамического моделирования необратимого движения жидкости в многоконтурных технических и природных системах. Основной идеей такого моделирования стали отказ от применения общего уравнения исследуемого процесса и переход к пошаговому наращиванию результатов вычислений. Шаги во времени (пространстве) принимаются конечными, но столь малыми, что оказывается допустимой предпосылка о стационарности движения. Используемые методы анализа обосновываются в результате установления для стационарных процессов математических связей между закономерностями консервативных и диссипативных систем и термодинамических выводов уравнений кинетики. Для построения траекторий предложен метод совместного использования созданной в Институте систем энергетики модели экстремальных промежуточных состояний (МЭПС) и динамического программирования (ДП). МЭПС предназначается для анализа отдельных шагов, а ДП – для последовательного наращивания результатов вычислений. Полезность разрабатываемой методики иллюстрируется на примере расчёта нестационарного потокораспределения в многоконтурной трубопроводной системе, включающего стадию гидравлического удара

введение

Наличие и плодотворность взаимосвязей между классической термодинамикой и теорией цепей фактически были выявлены уже создателями теории электрических цепей Кирхгофом [1, 2] и Максвеллом [3]. В анализе задач токораспределения они исходили из существования потенциальных, зависящих исключительно от состояния функций, т.е. предполагали равновесность любой проходимой электрическими зарядами точки. Ведь возможность фиксирования значения физической величины означает равновесие стремящихся изменить его сил. Их тепловые теоремы, относящиеся к пассивным цепям (без внутренних источников электродвижущих сил) с изотермическими движениями зарядов, можно рассматривать как частные случаи открытой примерно через сто лет после открытий, сделанных ими, одной из основных теорем необратимой термодинамики - теоремы Онсагера – Пригожина о минимуме производства энтропии, поскольку в изотермических процессах изменение энтропии пропорционально изменению теплоты.

Статья Кирхгофа [1], в которой были выведены два его известных закона токораспределения, была посвя-

щена не расчёту реальных электрических сетей, которых в год её написания (1845) ещё не существовало, а исследованию прохождения тока через плоскую пластину круглой формы. Для облегчения решения поставленной задачи пластину он заменил условным графом – цепью, переведя тем самым используемое математическое описание в одномерное пространство переменных. Сделанным преобразованием Кирхгоф показал возможности полезного использования графических "цепных" моделей при решении разнообразных задач.

Объединение моделей и методов равновесной термодинамики с моделями и методами теории цепей позволяет объединить сравнительные преимущества простейшего, потенциального, одномерного и термодинамического пространств переменных. Важнейшим достоинством последнего является монотонность функций, которая придаёт областям термодинамической достижимости из заданных исходных состояний свойства инвариантных многообразий, резко облегчающие построение допустимых траекторий движения.

Стремительное развитие в наше время вычислительной математики и информационных технологий сильно повышает значимость ещё одного достоинства термодинамической и цепной теорий – простоты и универсальности исходных предпосылок. Простота возрастает и благодаря стационарности рассматриваемых отрезков движения. Роль простоты в использовании вычислительной техники наилучшим образом объяснил Беллман [4], по словам которого, на компьютере легче решить тысячу простых задач, чем одну сложную.

В данном докладе из "цепных" теорий рассматриваются задачи теории гидравлических цепей, основы которой по аналогии с теорией Кирхгофа и Максвелла были заложены В.Я. Хасилевым [5] и А.П. Меренковым [6].

1. ОБОСНОВАНИЕ ДОПУСТИМОСТИ РАВНОВЕСНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ

Доказательство такой допустимости требует раскрытия математических связей между соблюдаемыми в любых макроскопических системах принципами равновесия, экстремальности и сохранения, с одной стороны, и положениями, определяющими несимметричность природных явлений относительно времени (вторым законом термодинамики, теорией Онсагера – Пригожина), с другой. Анализ этих связей применительно к достаточно малым отрезкам стационарного движения уже приводился в [7–12]. Наиболее популярное объяснение наличия формализованных зависимостей между закономерностями консервативных и диссипативных систем можно дать исходя исключительно из факта соблюдения стационарности движения. Ведь необратимость процессов представляется естественным истолковывать как следствие качественных изменений проходимых состояний, в которых преобразуются сами обусловливающие поведение систем зависимости и возвратное движение становится невозможным. Стационарность по определению отвергает возникновение таких изменений. Но доказательство наличия связей недостаточно для определления их вида.

В [11] вид связей определялся на основе по возможности более общих предпосылок. Здесь мы ограничимся конкретными примерами гидравлических цепей. Сначала рассмотрим закрытую (не обменивающуюся потоками жидкости с окружением) активную (с источниками движущих давлений) цепь. От выбранного примера легко перейти к другим возможным схемам. Так, если в узлах гидравлической цепи имеются внешние притоки и стоки, т.е. сеть представляет открытую систему, то к закрытой схеме её можно преобразовать, введя условные ветви, связывающие узлы внешних притоков (стоков) с узлом, который отображает окружающую среду. Для ветвей, по которым в исходную схему поступают внешние потоки, задаются движущие давления, равные разности давлений между узлом притока и окружением. Переход к анализу открытых пассивных цепей (не содержащих движущих давлений) осуществляется путём удаления из исходной схемы ветвей, на которых имеются такие давления и введения в смежные с удалёнными ветвями узлы соответствующих притоков (стоков).

Чтобы построить применительно к выбранной исходной схеме равновесную термодинамическую модель цепи используем ставшее основным в описании ньютоновской механики уравнение равновесия механической системы Лагранжа [13], но дадим конкретную интерпретацию описываемому этим уравнением принципу виртуальных перемещений: на каждой ветви гидравлической цепи на любом бесконечно малом отрезке времени (координаты) соблюдается равновесие всех действующих на движущуюся жидкость сил (давления, трения, тяжести и др.), и работа, затрачиваемая на бесконечно малое отклонение потока на ветви от его равновесного значения, равняется нулю. При наличии на *i*-й ветви только сил: вызываемой разностью давлений между начальным и конечным сечениями ветви (ΔP_i); создаваемого нагнетателем движущего давления (P_i^{mov}) и силы трения (*P*^{br}), – принципу Лагранжа соответствует уравнение

$$\Delta P_i dx_i + P_i^{\text{mov}} dx_i - z_i x_i^{\text{p}} dx_i = 0, \qquad (1)$$

где x_i – объёмный поток на ветви (координата); z_i – коэффициент сопротивления; β – показатель степени в формуле, связывающей силу трения с расходом

$$P_i^{\rm br} = z_i x_i^{\beta}. \tag{2}$$

Для цепи в целом уравнение Лагранжа (1.1) приобретает вид

$$dL = \sum_{i} P_{i}^{\text{mov}} dx_{i} - \sum_{i} z_{i} x_{i}^{\beta} dx_{i} = 0, \quad i = 1, ..., n.$$
(3)

Член, содержащий слагаемые $\Delta P_i dx_i$ в уравнение (3) не вошёл, поскольку сумма ΔP_i для каждого замкнутого контура и всей цепи согласно второму закону Кирхгофа равняется нулю. Роль множителей Лагранжа λ_i в (1) и (3) играют произведения $z_i x_i^{\beta} = P_i^{\text{br}}$, представляющие, согласно Лагранжу, силы сопротивления связей. Уравнение (3) позволяет определить вид целевой функции модели экстремальных промежуточных состояний (МЭПС) при расчёте стационарного изотермического потокораспределения несжимаемой вязкой жидкости в закрытой активной цепи. Вследствие стационарности точки равновесия интегралы, соответствующие обеим суммам, входящим в (3), приобретают экстремальные значения. Для последующего анализа удобнее использовать последнюю из них. При этом блок конечного равновесия МЭПС приобретает вид:

найти $\operatorname{extr}(1/T) \sum_{i=1}^{n} z_{i} x_{i}^{\beta+1}$ (4)

при условиях

$$Ax = 0, (5)$$

$$\sum_{i=1}^{n} P_i^{\text{mov}} x_i - \sum_{i=1}^{n} z_i x_i^{\beta+1} = 0,$$
(6)

$$\sum_{i=1}^{n} z_i x_i^{\beta+1} - K(T - T_{\text{env}}) = 0,$$
⁽⁷⁾

где $A = [a_{ij}] - (m-1) \times n$ – матрица соединений независимых узлов и ветвей; $a_{ij} = 1$, если поток на *i*-й ветви в соответствии с заранее заданным направлением подходит к *j*-му узлу; $a_{ij} = -1$, если *i*-й поток отходит от *j*го узла, и $a_{ij} = 0$, когда узел *j* не принадлежит ветви *i*; m – число узлов; n – число ветвей; T и T_{env} – температуры жидкости и окружающей среды; K – коэффициент в формуле теплопередачи

$$q = K(T - T_{\rm env}). \tag{8}$$

q – теплота передаваемая цепью в окружающую среду.

Не сдвигающее точку экстремума умножение целевой функции (4) на множитель 1/T придает ей смысл энтропии, переносимой в окружение и равной увеличению энтропии изолированной системы (цепь плюс окружающая среда). Уравнения (5) и (6) описывают материальный и энергетический балансы цепи. (7) выражает равенство работы трения возникающей в результате её совершения теплоте, производящей энтропию.

Функция Лагранжа модели (4)-(8) имеет вид:

$$L = (1/T)\sum_{i=1}^{n} z_{i}x_{i}^{\beta+1} - \sum_{j=1}^{m-1} \lambda_{j}\sum_{i\in I_{j}} a_{ij}x_{i} + \lambda_{m}\left(\sum_{i=1}^{n} z_{i}x_{i}^{\beta+1} - \sum_{i=1}^{n} P_{i}^{mov}x_{i}\right) + \lambda_{m+1}\left(K(T - T_{env}) - \sum_{i=1}^{n} z_{i}x_{i}^{\beta+1}\right)^{(9)}$$

где I_j – подмножество ветвей, инцидентных узлу j.

Вторые производные этой функции

$$\partial^2 L / \partial x_i^2 \le 0 \quad \text{ и } \quad \partial^2 L / \partial T^2 \ge 0.$$
 (10)

Доказательство первого из неравенств (10) приводилось в [7, 8] (для суммы первых трех членов L) и [11] (с учетом четвёртого члена). Справедливость второго неравенства, видимо, не требует объяснений. Таким образом, при стационарном изотермическом потокораспределении и зависимости выделяемой теплоты q только от равных совершаемых работ движущих сил и трения в изолированной системе, включающей активную закрытую гидравлическую цепь и окружающую среду, соблюдается второй закон термодинамики. Совершаемая движущими силами работа целиком тратится на преодоление трения и превращается в теплоту, максимально увеличивающую энтропию изолированной системы. Однако по оси температур согласно (10) температура жидкости и, следовательно, передачи в окружение теплоты и энтропии принимают минимальные значения. Это свидетельствует о том, что даже при движении системы к "смерти", ее деградации лишняя бесполезно расходуемая термическая энергия не образуется, и второй закон термодинамики как и вариационные принципы механики в некоторых отношениях, используя выражение Эйлера, можно назвать принципом "бережливости". Сделанный вывод согласуется с релятивиствской термодинамикой Планка – Эйнштейна [14, 15] согласно которой с увеличением скорости системы координат (например, связанной с движущейся жидкостью) при увеличении энергии, зависящей от массы и скорости, температура и выделяемая теплота уменьшаются.

Минимальности энтропии *S* по оси *T* можно дать еще более простое и наглядное по сравнению с приведенным объяснение. При сделанной предпосылке о том, что $q \neq f(T)$ от известного уравнения второго закона

$$dS = dq/T \tag{11}$$

можно перейти к формуле

S = q/T

и обнаружить, что

$$\partial^2 S / \partial T^2 = 2qT^{-3} \ge 0. \tag{12}$$

Выводы найденных закономерностей необратимого движения вязкой жидкости получены на основе принципа виртуальных перемещений консервативных систем. В рассмотренной активной цепи соблюдается принцип стационарного действия. Ведь для стационарных процессов работу без изменения результата оптимизации можно умножить на любое заданное время, а для используемых в нашем анализе ничтожно малых отрезков времени процессы всегда стационарны. Максимальная работа движущих сил при установленных ограничениях осуществляется наиболее экономным способом. Теплота, не связанная с работой перемещения жидкости, не возникает и лишняя энергия не тратится.

Исследование поведения пассивных цепей можно провести на модели:

найти $extr \sum_{i=1}^{n} z_i x_i^{\beta+1}$ при условиях Ax = Q, (13)

где Q – вектор независимых внешних притоков и стоков. Множитель (1/T) из целевой функции и условие, аналогичное (7) из модели (13) исключены, поскольку она предназначена исключительно для изучения цепей без рассмотрения их объединения с окружением (изолированной системы). Вторые производные функции Лагранжа

$$L = \sum_{i=1}^{n} z_{i} x_{i}^{\beta+1} + \sum_{j=1}^{m-1} \lambda_{j} \left(Q_{j} - \sum_{i \in I_{j}} a_{ij} x_{j} \right)$$

данной модели

$$\partial^2 L / \partial x_i^2 = \beta(\beta + 1) z_i x_i^{\beta - 1} \ge 0,$$

т.е. экстремум L является точкой минимума. Отсюда ясно, что для пассивных цепей соблюдаются принцип наименьшего действия и теорема Онсагера – Пригожина. Физически это легко объяснимо. Ведь в пассивных цепях отсутствуют элементы, участвующие в производстве работы, а обмен потоками с внешней средой, естественно, должен осуществляться наиболее экономным способом.

Отметим, что установленную распространимость на анализ гидравлических цепей принципов классической механики; равновесной, необратимой, релятивистской Планка – Эйнштейна термодинамик можно полностью отнести и к электрическим цепям. Выявленные взаимосвязи между различными принципами равновесия и экстремальности позволяют и значительно расширить трактовки тепловых теорем Кирхгофа и Максвелла, отказаться при их обосновании от использования экспериментально открытого закона Джоуля и перейти к цельному формализованному анализу, объяснить изменение вида экстремумов при переходе от моделей пассивных цепей к моделям активных.

Для раскрытия возможностей равновесного моделирования необратимых процессов кроме обоснования принципиальной применимости "механико-термодинамических" принципов следует показать и практическую реализуемость макроскопических термодинамических выводов уравнений кинетики. Много прекрасных образцов таких выводов уже имеется в литературе. Прежде всего, конечно, следует назвать выводы Эйнштейном закона молекулярной диффузии Фика [16] из условия термодинамического равновесия между броуновской частицей и несущей жидкостью и уравнения квантового излучения Планка [17] из условия химического термодинамического равновесия между условными газами, отличающимися мольной энергией. Попытки систематитермодинамикозании накопленного опыта кинетического моделирования и создания новых термодинамико-кинетических моделей приводятся в [11], где равновесное описание движения последовательно распространяется на химические превращения, перенос сплошной среды, молекулярную диффузию, передачу теплоты излучением и теплопроводностью, перенос электрических зарядов. Ниже будет приведен пример анализа нестационарного потокораспределения в гидравлической системе, включающего стадию гидравлического удара. Используемая для его описания формула Жуковского уже выводилась авторами доклада как из уравнения равновесия механической системы, так и из фундаментальных уравнений Гиббса [7, 8, 11].

2. РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ

Вместо традиционных в равновесной термодинамике методов циклов (Карно, Клаузиуса) и потенциалов (Гиббса) в термодинамических исследованиях ИСЭМ используются модели и методы современного математического программирования (МП), которое с точки зрения физика и инженера можно определить как математическую теорию равновесных экстремальных состояний. Достоинства вычислительных методов МП заключаются в сравнительной легкости учета многоаспектности, многомасштабности и индивидуальных особенностей решаемых задач.

Этими достоинствами в значительной мере обладают и тесно связанные с МП содержанием используемых проблем и построением МЭПС, в том числе и МЭПС гидравлических цепей (4)–(7). Они позволяют в ходе проведения вычислительных экспериментов изменять постановки решаемых задач (целевую функцию и систему ограничений) и выбирать наиболее соответствующий характеру решаемой задачи вычислительный метод.

Наилучшим для пошагового построения траекторий является метод ДП. Фактически он основывается на принятой в "Аналитической механике" Лагранжа [13] исходной предпосылке о представимости траектории в виде непрерывной последовательности равновесных состояний и следовательно, о возможности редукции моделей движения к моделям покоя. Большой опыт использования высоких качеств ДП в оптимизации параметров и совместной оптимизации схем и параметров гидравлических систем был накоплен ещё в "дотермодинамический" период применений теории гидравлических цепей [5, 6, 18, 19]. Первый алгоритм оптимального пошагового выбора пьезометрических графиков (изменений давления) разветвлённых (имеющих граф в виде дерева) тепловых сетей предложил А.П. Меренков [18]. На сложные тепловые сети (включающие существующие участки; прокладываемые в условиях сложного рельефа местности; удовлетворяющие различным ограничениям, например, на надежность теплоснабжения и допустимость реконструкции существующих элементов) подход А.П. Меренкова был распространён в [19].

Согласно изложенному в [19] варианту ДП функциональные уравнения записывались в виде

$$F_{j} = \min(F_{j+1} + F_{j,j+1}),$$

$$F_{j-1} = \min(F_{j} + F_{j-1,j}),$$
(14)

где F_j – денежные затраты в отрезок сети от концевого потребителя до узла j; номера узлов j+1, \dot{j} , j-1 и т.д. убывают в направлении от концевых потребителей к основному теплоисточнику; F с двумя индексами – затраты в участок между соответствующими узлами. Система (14) соответствует принципу оптимальности Беллмана [4]: "Оптимальное поведение обладает тем свойством, что, каковы бы ни были первоначальное состояние и решение в начальный момент, последующие решения должны составлять оптимальное поведение относительно состояния, получающегося в результате первого решения". Перечислим важнейшие преимущества пошагового метода ДП по сравнению с методом одновременного принятия решений для всего моделируемого объекта.

Многоаспектность (оценка принимаемых решений с позиций экономичности, экологичности, надёжности, удобства в эксплуатации, качества обеспечения потребителей) и многомасштабность (от нано до макро) описаний отдельных шагов вычислительного процесса с изменением наиболее детально рассматриваемых характеристик изучаемой системы при переходе от одного шага к другому.

Учёт дискретности используемых переменных (диаметров трубопроводов, параметров источников движущих давлений).

Возможность вычисления целевой функции и проверки соблюдения ограничений по сложным алгоритмам с использованием логических выражений и таблиц. Так, могут использоваться таблицы: удельных капиталовложений в зависимости от диаметров трубопроводов, конструкций прокладки и грунтовых условий; стоимостей сооружения насосных подстанций различных производительностей и давлений; коэффициентов местных сопротивлений.

Приспособленность к решению многоэкстремальных задач невыпуклого программирования.

Автоматическое получение в результате вычислений определяемого выбором числа интервалов, на которое разбивается диапазон допустимых значений управляющих переменных, набора оптимальных вариантов, что очень удобно для многовариантного анализа принимаемых решений с учётом различных требований.

На основе ДП С.В. Сумароковым был предложен метод многоконтурной оптимизации [20], позволяющий решать задачу одновременного выбора конфигурации и параметров трубопроводной сети. Согласно этому методу поочередно выполняются итерации расчетов потокораспределения при фиксированных диаметрах труб и – с помощью ДП оптимальных диаметров при фиксированном потокораспределении. В [9–11] методу С.В. Сумарокова был придан "термодинамический оттенок": исходная постановка задачи записана в виде модификации МЭПС, а расчет потокораспределения на основе законов Кирхгофа заменен поиском экстремума модели (4)–(7). Используемая модификация МЭПС приобрела вид:

найти

$$\min\left[F(x, P^{\rm br}, P^{\rm mov}) = \sum_{i=1}^{n} F_i(x_i(x), P_i^{\rm br})\right] = F(x^{\rm ext}) \quad (15)$$

при условиях

$$Ax = 0, \tag{16}$$

$$\sum_{i=1}^{n} P_i^{\text{mov}} x_i - \sum_{i=1}^{n} P_i^{\text{br}} x_i = 0,$$
(17)

$$D_{t}(y) = \begin{cases} x : \left| \begin{array}{c} x \leq y, \\ \varphi_{r}(x) \leq \psi_{r}, \quad r \in R^{\lim}, \end{array} \right| \end{cases}$$
(18)
(19)

$$P_i^{\rm br} = z_i x_i^{\beta} , \qquad (20)$$

$$F_{i} = a_{i}x_{i}(x)P_{i}^{\text{br}} + b_{i}x_{i}^{\theta}(x)/(P_{i}^{\text{br}})^{\varsigma} + c_{i}, \qquad (21)$$

где F и F_i – затраты на всю сеть и её i-й участок; x^{ext} – значение вектора потоков в точке экстремума целевой

функции; y - начальное значение вектора потоков, $y \subset x$; φ_r и Ψ_r – лимитируемая кинетическая функция r-го компонента x и ее предельное значение; R^{\lim} – набор индексов кинетических ограничений; a, b – постоянные коэффициенты; θ и ς – показатели степени, зависящие от β ; c – постоянная часть затрат.

В ходе исследований на основе модели (15)–(21) удалось добиться существенных успехов в решении наиболее сложной проблемы приложения ДП – проблемы неадлитивности целевой функции, вызываемой взаимодействием между компонентами моделируемой системы. Расчёты на соответствующих итерациях вычислений потокораспределения, являющегося следствием взаимодействий между потоками на отдельных ветвях, обеспечивают при отсутствии других видов взаимодействий (электрических, химических, гравитационных) сходимость метода ДП при оптимизации параметров. Конечно, найденное решение не является всеобщим, но представляет хороший задел для дальнейшего анализа отмеченной проблемы.

3. ПРИМЕР МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОЦЕССА

Равновесное термодинамическое моделирование уже многократно использовалось в анализе нормальных и аварийных режимов и проблем оптимального синтеза трубопроводных систем [9-11, 21]. Здесь мы приведем простой, но наглядный пример расчёта нестационарного потокораспределения в четырёхконтурной гидравлической цепи, включающего стадию гидравлического удара. Аналогичный процесс для двухконтурной схемы рассматривался в [11, 22]. Здесь как и в [11, 22] суммарная продолжительность процесса разбивается на три этапа: 1) стационарное движение вязкой жидкости до перекрытия потока на одной из ветвей; 2) мгновенное торможение потока на перекрытой ветви и гидравлический удар в жидкости, ставшей из-за невозможности мгновенного проявления трения идеальной и 3) стационарное движение жидкости, вновь ставшей вязкой после образования в точке удара разрыва трубы. Расчетные схемы приведены на рис. а и б.

Конечно, трёхэтапное описание моделируемого процесса является его предельной идеализацией. Между моментами разрыва трубы и установления стационарного потокораспределения имеет место стадия нестационарного движения, которая может оказаться интересной и с точки зрения промежуточных результатов (например, размеров бесполезных утечек жидкости из сети), и с методической точки зрения. Развитие методов расчёта подобных движений стало предметом многих исследований [21]. Здесь эта стадия пропущена с целью акцентирования возможностей равновесного описания, объясняющего качественные изменения в различных направлениях закономерностей движения: перехода от движения вязкой жидкости к движению идеальной и от турбулентного режима течения к ламинарному. Первый и третий этапы рассчитывались на основе МЭПС (4)-(7), а второй [7-11] по согласующейся с принципами равновесия формуле Жуковского. При расчёте третьего этапа было сделано предположение о том, что в узле 1 как и на первом этапе поддерживается давление равное атмосферному, а жидкость к точке разрыва поступает с двух сторон (от узлов 3 и 4). Принятая послеаварийная схема цепи отображена на рис. б. Результаты расчётов сведены в таблицу.



Рис. Схемы гидравлической цепи: исходная (а) и условная третьей (послеударной) стадии процесса (б). - источник движущего давления; b – точка мгновенного торможения потока; ----- условная линия движения потока между точкой разрыва и узлом 1.

Табличные данные позволяют разъяснить достоинства равновесного, пошагового, стационарного моделирования. Вместо анализа непрерывного перехода от одного к другому качественно резко отличному состоянию на основе какого-либо уравнения неизвестной точности здесь из простейших универсальных и точных зависимостей определяются конечные равновесные состояния последовательно рассчитываемых стадий. Различия достигаемых состояний определяют содержательность не только формализованной, но и неформализованной, "субъективной" составляющей термодинамического анализа. Субъективизм связан с оценкой упорядоченности проходимых гидравлической системой состояний и периодов (моментов) движения. Момент обладания движущейся средой свойствами идеальной жидкости напрашивается на отнесение его к пребыванию в полном порядке. Но ведь идеальное, "не сопровождаемое" бесполезными потерями энергии движение в обсуждаемом случае приводит к разрушению трубопровода, т.е. к состоянию деградации, хаоса. Достижение этого хаоса требует максимального повышения давления жидкости, уровня её организованности. Таким образом, на основе равновесной модели удаётся давать разносторонние, двойственные трактовки одному и тому же понятию, величине.

| Потокораси | пределение | на первой | і и трет | ъей ста | диях і | 1po- |
|------------|------------|-----------|----------|---------|--------|------|
| | | цесса | | | | |

| Вет | Диа- | Дли- | Ско- | Коэффи- | Объ- | Поте- | |
|---------------|---------------|------|--------|---------------|-------------------|-------------------|--|
| ВЬ | метр | на | рость, | циент со- | емный | ря | |
| | вет- | вет- | м/с | против- | pac- | давле- | |
| | ви, | ви, | | ления, | ход, | ния, | |
| | М | КМ | | MΠa c^2/M^6 | м ³ /с | МΠа | |
| | Первая стадия | | | | | | |
| 1-2 | 1,2 | 1 | 4,2 | 0,0049 | 4,8 | 0,112 | |
| 2-3 | 0,9 | 1 | 2,1 | 0,0223 | 1,3 | 0,039 | |
| 3-5 | 0,5 | 2 | 2,2 | 0,8366 | 0,5 | 0,171 | |
| 3-4 | 0,6 | 2 | 2,9 | 0,332 | 0,9 | 0,249 | |
| 2-5 | 0,7 | 1 | 4,1 | 0,0821 | 1,6 | 0,210 | |
| 2-4 | 0,7 | 1 | 4,8 | 0,0821 | 1,9 | 0,288 | |
| 4-1 | 0,8 | 2 | 5,4 | 0,0815 | 2,7 | 0,613 | |
| 5-1 | 0,7 | 2 | 5,3 | 0,1641 | 2,1 | 0,691 | |
| Третья стадия | | | | | | | |
| 1-2 | 1,2 | 1 | 6,7 | 0,0049 | 7,6 | 0,278 | |
| 2-3 | 0,9 | 1 | 5,2 | 0,0223 | 3,3 | 0,245 | |
| 3-5 | 0,5 | 2 | 0,001 | 1,4313 | 0,0002 | $1 \cdot 10^{-7}$ | |
| 3-b | 0,6 | 0,3 | 11,2 | 0,0445 | 3,3 | 0,490 | |
| 2-5 | 0,7 | 1 | 4,5 | 0,0821 | 1,7 | 0,245 | |
| 2-4 | 0,7 | 1 | 6,5 | 0,0820 | 2,5 | 0,516 | |
| 4-1 | 0,8 | 2 | 3,2 | 0,0816 | 1,6 | 0,219 | |
| 5-1 | 0,7 | 2 | 4,5 | 0,1641 | 1,7 | 0,490 | |
| 4-b | 0,6 | 1,7 | 2,9 | 0,2873 | 0,9 | 0,219 | |
| b-1 | | | | | 4,2 | | |

Примечание: ρ и P^{mov} соответственно приняты равными 958,4 кг/м³ и 1,01325 Мпа; ударное давление P=3,069 Мпа.

В рассматриваемом примере обнаружился наряду с переходом от вязкой движущейся среды к идеальной и переход на ветви 3-5 в связи с резким уменьшением объёмного расхода (более чем на три порядка) в послеаварийной ситуации от турбулентного режима течения к ламинарному (изменению показателя степени В в уравнении (2) от двух до единицы). Этот переход в отличие от предыдущего можно однозначно трактовать как понижение уровня порядка. Ведь при ламинарном движении отдельные макроскопические элементы системы обладают меньшими степенями свободы и возможностями обмена энергией с окружением чем при турбулентном. Следовательно, на основе единого вычислительного процесса удалось анализировать протекающие в различных частях моделируемой системы разные по направленности и физической природе процессы самоорганизации и деградации.

Конечно, приведенный пример описания "ударных" процессов ещё не раскрывает всех сложностей их равновесного термодинамического моделирования. Развитие исследований послеударного потокораспределения на различных временных и пространственных отрезках, бесспорно, потребует внесения существенных изменений в создаваемую методику совместного применения МЭПС и ДП в анализе траекторий. Однако перспективность, необходимость предлагаемой тематики работ убедительно подтверждается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнение обсуждённых исследований должно способствовать объединению термодинамической теории с теориями гидравлических и электрических цепей и расширению области приложений равновесного моделирования, его распространению на стационарные и нестационарные, обратимые и необратимые процессы, явления самоорганизации и деградации. При этом сама равновесная термодинамика будет преобразовываться из теории равновесных экстремальных состояний в единую замкнутую теорию состояний и траекторий.

Приведенный краткий анализ математических взаимосвязей между закономерностями механики; гидродинамики; равновесной, необратимой и релятивистской термодинамик серьезно пополнит необходимый задел для всестороннего обоснования возможностей равновесного описания самых различных необратимостей.

Создание равновесных математических моделей и вычислительных методов для решения многочисленных конкретных задач, относящихся к разным областям естествознания, технических наук и экономики, конечно, потребует длительных усилий многих специалистов. Здесь лишь показаны принципиальные возможности их решения.

Надежды на дальнейшее успешное развитие намеченного научного направления поддерживаются нынешним стремительным развитием вычислительной математики и информационных технологий. Ведь простота и универсальность предпосылок равновесной термодинамики наилучшим образом согласуются с требованиями к математическому обеспечению современных компьютеров.

Список литературы:

- К Кирхгоф Г. О прохождении электрического тока через плоскую пластину, например, круглой формы // Избр. труды. – М.: Наука, 1988. С. 155 – 165.
- Кирхгоф Г. О применении формул для силы гальванического тока в системе линейных проводников к системе, частично состоящей из нелинейных проводников // Там же. – С. 178 – 189.
- Максвелл Д.К. Трактат об электричестве и магнетизме. М.: Наука, 1989. – Т.1. – 416 с.
- Беллман Р. Динамическое программирование. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 400 с.
- Виктор Яковлевич Хасилев: Воспоминания о жизни и деятельности. Научное наследие – Новосибирск: Академ. изд.-во «Гео», 2012. – 382 с.
- Меренков А.П., Хасилев В.Я. Теория гидравлических цепей. М.: Наука, 1985. – 278 с.
- Горбань А.Н., Каганович Б.М., Филиппов С.П. Термодинамические равновесия и экстремумы: Анализ областей достижимости и частичных равновесий в физико-химических и технических системах. – Новосибирск: Наука, 2001. – 296 с.
- Gorban A.N., Kaganovich B.M., Filippov S.P, Keiko A.V., Shamansky V.A., Shirkalin I.A. Thermodynamic Equilibria and Extrema Analisis of Attainability Regions and Partial Equilibria. – Springer. 2006 – 282 p.
- Каганович Б.М., Кейко А.В., Шаманский В.А. Равновесное термодинамическое моделирование диссипативных макроскопических систем. – Иркутск: ИСЭМ СО РАН, 2007. – 78 с.
- Kaganovich B.M., Keiko A.V., Shamansky V.A. Equilibrium Thermodynamic Modeling of Dissipative Macroscopic Systems // Advances in Chemical Engineering. Vol. 39. Thermodynamics and kinetics of complex systems. Chapter 1 – Elsevier, 2010. – P. 1–74.
- Каганович Б.М. Равновесная термодинамика. Проблемы и перспективы. – Иркутск: ИСЭМ СО РАН, 2013 – 132 с.
- 12. Kaganovich B.M., Keiko A.V., Shamansky V.A., Zarodnyuk M.S. On

the Interrelations Between Kinetics and Thermodynamics as the Theories of Trajectories and States // Chemical Kinetics. - Rijeka: Intech, 2012. – P. 31 – 60.

- 13. Лагранж Ж. Аналитическая механика. – М. – Л.: ГИТТЛ, 1950.– Т. 1. – 594 c.; T.2 – 440 c.
- Planck M. Zur Dynamik bewegten Systeme // Ann. Phys. 1908. Bd. 14 331, N.6. - S. 1 - 34
- 15. Эйнштейн А. О принципе относительности и его следствиях // Собр. науч. тр. – М.: Наука, 1965. – Т. 1. – С. 65 – 112. Эйнштейн А. Элементарная теория броуновского движения // Там
- 16. же-С. 155-163.
- 17. Эйнштейн А. К квантовой теории // Там же. - С. 328-335.
- 18. Меренков А.П. Применение ЭВМ для оптимизации разветвлённых

тепловых сетей // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. - 1963. - № 4. - c. 531 - 538.

- 19. Каганович Б.М. Дискретная оптимизация тепловых сетей. Новосибирск: Наука, 1978. - 88 с.
- 20. Сумароков С.В. Математическое моделирование систем водоснабжения. - Новосибирск: Наука. Сиб. отд.-ние, 1983. - 167 с.
- 21. Балышев О.А., Балышев С.О. Физико-математические основы описания динамических процессов в многоконтурных гидравлических цепях. – Новосибирск: Академ. изд-во «Гео», 2012. – 219 с.
- 22. Каганович Б.М., Якшин С.В. Термодинамическое описание нестационарных процессов в многоконтурных гидравлических системах // Моделирование неравновесных систем: Материалы XVI Всероссийского семинара. - Красноярск: ИВМ СО РАН, 2013. - с. 65-68.



УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-03

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ, ПОДВЕРЖЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЮ ВОЗМУЩЕНИЙ ИЗ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

Катасонов М.М., Козлов В.В., Мотырев П.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

АННОТАЦИЯ

В экспериментах в модельном приближении исследованы характеристики и особенности развития волновых пакетов - предвестников и генерирующих их продольных структур в пограничном слое прямого крыла. Исследования проведены в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе, для регистрации возмущений использовался термоанемометр постоянной температуры. В экспериментах показано, что генерируемые в набегающем потоке локализованные возмущения, порождают в пограничном слое прямого крыла продольные полосчатые структуры, на переднем фронте которых возникают высокочастотные волновые пакеты предвестники. Вниз по потоку волновые пакеты преобразуются в очаги турбулентности – турбулентные пятна. Исследована динамика развития волновых пакетов в зависимости от ряда параметров: состояние течения вблизи фронта продольного возмущения, амплитуды продольного возмущения и градиента скорости внешнего потока.

введение

Ламинарно-турбулентный переход имеет место в различных сдвиговых течениях, таких как пограничные слои, струи, течения в каналах. Повышенный интерес исследователей к процессу ламинарно-турбулентного перехода имеет две причины: техническую, в частности снижение аэродинамического сопротивления и шумности летательных аппаратов; и научную, желание получить новые фундаментальные знания, которые позволят дополнить известную на сегодняшний день физическую картину явления. В последние несколько лет большое внимание уделяется изучению продольных локализованных возмущений, так называемых полосчатых структур "streaky structures", возникающих в пограничном слое под воздействием повышенной степени турбулентности набегающего потока. Сценарий ламинарнотурбулентного перехода при этом будет кардинально отличаться от классического, при низкой степени турбулентности набегающего потока, определяемого развитием волн неустойчивости (Толлмина-Шлихтинга) и подробно исследованного как теоретически так и экспериментально. Отличие состоит в том, что продольные полосчатые структуры существенно модифицируют пограничный слой и создают условия для развития высокочастотных волновых возмущений (вторичная неустойчивость, предвестники), которые при определенных условиях трансформируются в турбулентные пятна, в результате, течение в пограничном слое переходит из ламинарного состояния в турбулентное по иному сценарию. На сегодняшний день не существует исчерпывающей теории, описывающей данный сценарий перехода, также во многом остается непонятными механизмы образования высокочастотных возмущений в пограничном слое при повышенной степени турбулентности набегающего потока. Экспериментальные исследования поведения возмущений в "естественных" условиях не дают на текущий момент полных ответов на поставленные вопросы, поскольку появление возмущений в пограничном слое носит случайный характер, и отследить поведение конкретного возмущения в большинстве случаев – задача технически не реализуемая. В целях детального изучения продольные структуры моделируются искусственно.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению волновых пакетов-предвестников, возникающих в пограничных слоях в областях, предшествующих резкому изменению скорости потока внутри пограничного слоя (фронты локализованного возмущения). При этом варьировались как параметры потока (градиент скорости внешнего потока), так и параметры, задающие условия возникновения волнового пакета- предвестника.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе МТ-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Рабочая часть установки имеет поперечное сечение 200 x 200 мм и длину 800 мм. Скорость набегающего потока $U_{\infty} = 3,2$ м/с, степень турбулентности потока не превышала 0,18 %. Использовался профиль прямого крыла размахом 200 мм и хордой C = 290 мм (см. рис. 1). Профиль устанавливался горизонтально в рабочей части трубы, при углах атаки $\alpha = -1$, -3 и -5°. Продольные возмущения в нограничном слое профиля генерировались методом вдува воздуха через трубку, расположенную перед носиком крылового профиля. Диаметр трубки составлял 2,5 мм. Центр среза трубки располагался в 2,5 мм выше по потоку от носика профиля. Вдув производился с помощью компрессора, длительность задавалась быстродействующим клапаном, который был синхронизован с системой записи сигнала. Продольные структуры генерировались с частотой 0,5 - 1 Гц. Изменение локального градиента скорости (du/dt) на переднем фронте искусственного продольного возмущения производилось изменением объема демпфера, установленного между клапаном и трубкой.

Для регистрации возмущений использовался термоанемометр постоянной температуры. Измерялись средняя *U* и пульсационная *и* компоненты продольной составляющей скорости. Диаметр нити датчика термоанемометра составлял 6 мкм, длина - около 1 мм. Координатное устройство позволяло перемещать датчик по координате X с точностью 0,5; Z - 0,5; Y - 0,005 мм. Данные представляли собой набор осциллограмм в координатах амплитуда-время (А-t) для различных точек пространства (X, Y, Z) внутри пограничного слоя. Начало координат отсчитывалось от носика профиля. Ось Х направлена вдоль потока, ось Z вдоль размаха крыла, ось Y с началом отсчета на поверхности крыла перпендикулярна осям Х, Z. Скорость набегающего потока в рабочей части аэродинамической трубы измерялась насадком Пито - Прандтля, соединенным с электронным манометром. Датчик термоанемометра тарировался в свободном потоке напротив трубки Пито - Прандтля при скоростях потока 1-15 м/с, так чтобы погрешность в определении средней скорости была менее 1 %. Процесс тарировки и применяемое экспериментальное оборудование подробно описаны в работе [4].



Осциллограммы сигнала с моста термоанемометра через \Box аналого-цифровой преобразователь поступали в компьютер, усреднялись по ансамблю реализаций для улучшения соотношения сигнал/шум, что позволяло выделять полезный сигнал из недетерминированных шумов. Осреднение выполнялось по 3-40 единичным реализациям в зависимости от уровней выделяемого сигнала и шума. Измерения процесса развития возмущений по трансверсальной координате Z выполнялись в области максимума их интенсивности, что примерно соответствует середине толщины пограничного слоя.

Обработка результатов измерений, фильтрация сигнала (выделение высокочастотной составляющей) производилась с применением прямого и затем обратного преобразования Фурье в выделенном диапазоне частот.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперимент проводился в условиях градиентного течения, образованного за счет обтекания профиля крыла при углах атаки α = -1, -3 и -5°. Измерялись характеристики невозмущенного течения - распределение средней скорости в рабочей части над крылом вне погра-

ничного слоя вдоль оси X (см. рис. 2) и профили скорости в пограничном слое. Анализ распределений скорости показал, что при всех исследованных углах атаки течение в пограничном слое без введения контролируемых возмущений является безотрывным.



Рис. 2. Распределение средней скорости свободного потока при различных углах атаки профиля.

При α = -5° имеется практически нулевой градиент давления на участке от *X*/*C*=0,48 и далее вниз по потоку (см. рис. 2). С ростом угла атаки область неблагоприятного градиента давления увеличивается.

В сечениях при *X/C*=0,07, *X/C*=0,34, *X/C*=0,62, X/C=0,97 и $\alpha = -3^{\circ}$ были получены Y - t диаграммы в пограничном слое при возбуждении в нем продольных структур (см. рис. 3). Сплошные линии - превышение скорости относительно невозмущенного потока, а пунктирные - ее дефект. Уровни отклонений указаны в процентах скорости набегающего потока U_{∞} ($u \min - \max$ симальный дефект, и тах – максимальное превышение, step - шаг по амплитуде пульсаций). Для каждого положения датчика по оси Х найден максимум пульсаций скорости, далее, на уровне максимума данного возмущения снимались диаграммы Z - t (см. рис. 4). Диаграммы Y - t и Z - t позволили получить наглядное представление о структуре и динамике развития возмущений в пограничном слое. Из полученных Y - t и Z - t диаграмм видно, что продольные структуры целиком располагаются внутри пограничного слоя, размер структуры по координате У увеличивается вместе с ростом толщины пограничного слоя вниз по потоку (см. рис. 3). Размер структуры по трансверсальной координате (координата Z) практически не изменяется (см. рис. 4). Вниз по потоку локализация продольной структуры сохраняется.

Попадая в пограничный слой, локализованное возмущение из набегающего потока порождает в нем продольную структуру - стрик, вблизи его фронтов (в областях предшествующих резкому изменению скорости) возникают волновые пакеты – предвестники. В области неблагоприятного градиента вниз по потоку происходит интенсивный рост амплитуды пакетов - предвестников (см. рис. 5). Анализируя зависимости, представленные
на рис. 5, видно, что с ростом неблагоприятного градиента давления (увеличение угла атаки профиля α) происходит усиление темпа роста амплитуды волновых пакетов-предвестников. В процессе развития в волновом пакете растет количество максимумов, увеличивается размер пакета в трансверсальном направлении (см. рис. 4). На поздних стадиях развития волнового пакета видно как он трансформируется в Λ - структуру (см. рис. 4 ж, 3). Предшествующие исследования [3] показывают, что предвестник представляет собой пакет волн Толлмина – Шлихтинга, который, как известно, также проходит стадию трансформации в турбулентное пятно.



Рис. 3. Изолинии пульсационной составляющей скорости при Z =0 в плоскости Y- t. α =-3°; а, б - X/C=0,07, в, г - X/C=0,34, д, е - X/C=0,62, ж, з - X/C=0,97; а, в, д, ж – не фильтрованный сигнал; б, г, е, з -фильтрованный сигнал с выделенным волновым пакетом.

Далее были проведены исследования по возбуждению волновых пакетов – предвестников продольными локализованными структурами, введенными из набегающего потока, имеющими различные условия на переднем фронте. На рис.6 представлены осциллограммы сигнала для различных координат вниз по потоку при двух различных градиентах скорости вблизи переднего фронта продольного возмущения (*du/dX*). Детально данные градиенты показаны на рис.7, возмущения 1 и 2. Эволюция возмущения вниз по потоку показывает, что чем больше градиент скорости вблизи переднего фронта продольного возмущения (du/dX), тем раньше начинает нарастать волновой пакет - предвестник в области неблагоприятного градиента давления (см. рис. 6, б). При малом градиенте du/dX, (см. рис. 6, а) предвестник начинает проявляться и нарастать при X/C = 0,9-0,97, для

большего градиента du/dX, (см. рис. 6, б) – при X/C = 0,62-0,69.



Рис. 4. Изолинии пульсационной составляющей скорости в плоскости Z– t. α =-3°; a, б - X/C=0,07, в, г - X/C=0,34, д, е -X/C=0,62, ж, з - X/C=0,97; a, в, д, ж – не фильтрованный сигнал; б, г, е, з – фильтрованный сигнал с выделенным волновым пакетом.

Данные результаты согласуются с результатами работы [3], где различие скоростей роста пакета на переднем фронте объясняется разными величинами градиентов (du/dX) вблизи фронтов соответствующих продольных структур. Чем большим градиентом скорости (du/dX) характеризуется фронт продольной структуры, тем интенсивнее развивался волновой пакет - предвестник.



Рис. 5.Изменение амплитуды волнового пакета для различных углов атаки крылового профиля.



Рис. 6. Эволюция локализованных возмущений вниз по потоку при различных значениях градиента скорости du/dX вблизи переднего фронта продольного возмущения, осциллограммы сигнала.

Другой фактор, влияющий на развитие волновых пакетов - предвестников это начальная амплитуда продольного локализованного возмущения (при том же самом значении градиента скорости вблизи переднего фронта du/dt). Уменьшение более чем в два раза начальной амплитуды продольной структуры (см. рис. 7, возмущения 1 и 3) сместило вниз по потоку с X/C = 0,62 до X/C = 0,86 (см. рис. 8) положение по продольной координате, при котором наблюдается начало нарастания волнового пакета - предвестника.



Рис. 7. Осциллограммы сигнала при X/C=0,07 и Y =Yu_{max}. 1 – опорное возмущение; 2 – возмущение с уменьшенным градиентом du/dX вблизи переднего фронта; 3 - возмущение с уменьшенной амплитудой.

3. ВЫВОДЫ

В пограничном слое прямого крыла в условиях градиентного течения вблизи фронтов продольных возмущений, моделируемых из набегающего потока, получены высокочастотные волновые пакеты - предвестники.

Изучены характер поведения волновых пакетов предвестников в зависимости от следующих факторов: локального градиента скорости вблизи переднего фронта продольного возмущения, амплитуды продольного возмущения, градиента скорости внешнего течения (угла атаки профиля). При этом обнаружено:

 увеличение неблагоприятного градиента давления (угла атаки профиля) интенсифицирует нарастание предвестников по амплитуде;

- увеличение градиента скорости (*du/dt*) вблизи фронта продольной структуры, порождающей волновой пакет-предвестник, ускоряет рост предвестника;

- уменьшение амплитуды продольной структуры, задерживает нарастание предвестника.



Рис. 8. Изменение амплитуд волновых пакетов - предвестников вниз по потоку при различных начальных условиях, α =-1,2°. 1 – опорное возмущение; 2 – возмущение с уменьшенным градиентом du/dX вблизи переднего фронта; 3 - возмущение с уменьшенной амплитудой.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-01-00292, 12-08-31083, 12-07-00548 и 13-07-00616.

Список литературы:

- Kozlov V.V. The role of localized vortex disturbances in the process of transition to turbulence in a boundary layer // Dynamics of localized disturbances in engineering flows: EUROMECH Colloquim 353: Booklet of summaries. Karlsruhe, 1996. P. 15-16.
- Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В. Козлов В.В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. Издат. Фирма, 1999.
- Горев В.Н., Катасонов М.М. Возникновение и развитие предвестников на фронтах продольных структур в пограничном слое прямого крыла // Теплофизика и аэромеханика. 2004. № 3. Том 11. С. 403-415.
- Грек Г.Р., Катасонов М.М., Козлов В.В., Чернорай В.Г. Моделирование "пафф"- структур в двух- и трехмерных пограничных слоях // Новосибирск, 1999. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теор. и прикл. механики; № 2-99).



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-04

УДК 534.13:533.6.011.5

АВТОКОЛЕБАНИЯ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЕРЕРАСШИРЕННЫХ СТРУЯХ

Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 4/1

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований автоколебаний В сверхзвуковых перерасширенных струях. В данной работе рассмотрены два случая: натекание сверхзвуковой круглой струи на преграду и истечение сверхзвуковой радиальной струи из плоского радиального сопла. В задаче о натекании сверхзвуковой перерасширенной струи на преграду выявлен массорасходный механизм автоколебаний, состоящий в периодической смене режима втекания и режима вытекания газа из области отрыва в струю, обтекающую эту область. В задаче об истечении сверхзвуковой радиальной струи показано, что развиваются изгибные колебания, приводящие к разрушению струи. В этих задачах существенную роль играет обратная связь, которая осуществляется звуковыми волнами в газе, окружающем сверхзвуковую струю.

введение

В настоящее время имеется большое число работ, посвященных изучению автоколебаний при натекании сверхзвуковой недорасширенной струи на ограниченные и неограниченные преграды [1-3]. Интерес к исследованию недорасширенных сверхзвуковых струй обусловлен их применением в ракетной технике. Изучению автоколебаний в перерасширенных сверхзвуковых струях при их взаимодействии с преградой посвящено небольшое количество экспериментальных работ, однако, в последнее время вырос интерес к сверхзвуковым перерасширенным струям, которые используются в методе холодного газодинамического напыления (ХГН) [4]. Суть метода ХГН состоит в ускорении микрочастиц в сверхзвуковой перерасширенной струе, натекающей на преграду. В результате соударения ускоренных микрочастиц с преградой на ней возникает покрытие. При некоторых параметрах течения появляются автоколебания, что может приводить к ухудшению качества покрытия. Таким образом, актуальной задачей является исследование механизма автоколебаний при взаимодействии прерасширенной сверхзвуковой струи с преградой. В работе [5] для нанесения покрытий методом ХГН предложено использовать радиальные сопла. В этом случае также возникают автоколебания радиальной перерасширенной струи, которые не описаны в известной авторам литературе. В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследований автоколебаний, возникающих при натекании сверхзвуковой перерасширенной струи на неограниченную преграду и автоколебаний в радиальной сверхзвуковой струе, истекающей в затопленное пространство. Данная работа является продолжением исследований автоколебаний

сверхзвуковых струй, которые проводятся авторами в течение нескольких последних лет [6-7].

1. НАТЕКАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ КРУГЛОЙ СТРУИ НА ПРЕГРАДУ

1.1. Постановка задачи

Рассматривается коническое сопло Лаваля, за которым на некотором расстоянии располагается плоская преграда (рис. 1). Расчет течения струи газа в сопле Лаваля и ее соударения с преградой проводится в осесимметричной постановке в координатах z, r в рамках двухпараметрической $(SST) k - \omega$ - модели турбулентности с использованием пакета FLUENT [6-7]. В качестве газа используется воздух, описываемый уравнением состояния идеального газа $p = \rho RT$, $\gamma = 1, 4$.



Рис. 1. Расчетная область в задаче о натекании круглой сверхзвуковой струи на преграду.

Численный расчет проводится по неявной схеме с первым порядком точности по времени и вторым порядком точности по пространству. Уравнения для турбулентной энергии k и скорости диссипации ω решались с первым порядком точности. В экспериментах использовалась стандартная установка, которая включала источник газа высокого давления и сверхзвуковое коническое сопло. Среднее давление на преграде измерялось через дренажные отверстия диаметром 0,4 мм расположенные на расстоянии 0,8 мм друг от друга.

Эксперименты и расчеты проводились для конического сверхзвукового сопла (см. рис. 1), имеющего размеры: радиус входного сечения $r_v = 0,5$ см, критического сечения $r_e = 0,2$ см, выходного сечения $r_e = 0,4$ см, длина входного участка $z_v = 0,3$ см, дозвукового сужающегося участка $z_* - z_v = 1$ см, сверхзвукового конического расширяющегося участка $z_e - z_* = 4,3$ см, угол конусности

 $\alpha = 5,3^{\circ}$. Расчетная область разбивалась на $1,5 \cdot 10^{5}$ расчетных ячеек. Вблизи границ сопла и преграды сетка сгущалась, при этом значение y^{+} в зависимости от шага сетки в окрестности границы изменялось в диапазоне от 1 до 5. На границах сопла Γ_{n} и преграды Γ_{w} ставились условия прилипания. Через входное сечение сопла Γ_{v} подавался воздух с давлением торможения $p_{0} = 1,5$ МПа и температуре торможения $T_{0} = 300$ К. Температура воздуха в окружающем пространстве, куда вытекала струя, была равна $T_{0}' = 300$ К.

1.2. Результаты расчета

На рис. 2 показаны результаты расчета поля течения между соплом и преградой в два момента времени.



Рис. 2. Шлирен фотографии рассчитанного течения сверхзвуковой струи (M=3) между соплом и преградой (a) и в окрестности преграды в моменты времени: $t_2 = 3,31$ мс (б) и $t_3 = 3,33$ мс (в).

На рис. 2 а показана ударно – волновая картина в сверхзвуковой струе, которая взаимодействует с преградой после чего превращается в веерную струю, растекающуюся по преграде. В результате отрыва пограничного слоя на стенках сопла возникает область отрыва, которая создает косую ударную волна. Эта волна отражается от оси струи, выходит на границу струи, от которой отражается волной разрежения. Вблизи преграды возникает область отрыва, ограниченная слева ударной волной. Сверхзвуковая струя обтекает отрывную область и обменивается с ней массой. На рис. 2 (б) показано течение

в окрестности преграды в момент $t_2 = 3,31$ мс, когда происходит вытекание газа из отрывной области в сверхзвуковую струю. На рис. 2 (в) показано течение в

окрестности преграды в момент $t_3 = 3,33$ мс, когда происходит втекание газа из сверхзвуковой струи в отрывную область. Изменение режима вытекания на режим втекания газа в отрывную область связано с колебаниями давления в этой области. На рис. 3 показана зависимость давления от времени на преграде в несколько моментов времени за один период колебания.



Рис. 3. Зависимость давления на преграде: (а) от времени на оси струи и (б) от радиуса в 6 моментов времени (помечены цифрами на рис. (а)). Кружками и треугольниками на рис. (б) показаны средние (по времени) значения давления, измеренные в двух экспериментах.

Видно, что при большом давлении происходит вытекание газа из области отрыва, а при малом – втекание газа в эту область. Образование отрывной области связано с наличием неблагоприятного градиента давления dp / dr > 0. Это приводит к отрыву пограничного слоя на преграде и образованию вихревой области. Колебания поддерживаются за счет акустических волн, распространяющихся от преграды к срезу сопла по газу, окружающему сверхзвуковую струю. Они проникают по пограничному слою внутрь сопла и вызывают смещение отрывной области на стенках сопла. В свою очередь это приводит к изменению угла наклона косой ударной волны, в которой происходит усиление колебаний за счет нелинейных эффектов.

2. КОЛЕБАНИЯ РАДИАЛЬНОЙ СТРУИ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

2.1. Постановка задачи

Для напыления частиц на внутреннюю стенку трубы предложено использовать радиальное сопло с разворотом канала на 90° [5]. В данной работе проведен численный расчет течения газа в радиальном сопле и его истечение в пространство заполненное газом. На рис. 4 линиями *AB* и *CD* показаны контуры сечения верхней половины этого сопла (r > 0) плоскостью, проходящей через ось симметрии *Oz*.



Рис. 4. Расчетная область в задаче об истечении радиальной струи в затопленное пространство.

Радиальное сопло состоит из горизонтального канала, который ограничен цилиндрическими поверхностями с радиусами r_1 и r_2 . и радиального канала, ограниченного двумя дисками радиуса r_e и отстоящими друг от друга на расстоянии $h = z_2 - z_1$. Для организации сверхзвукового течения в радиальной части сопла сопле необходимо, что бы площадь сечения на входе в канал $S_{g} = \pi \left(r_{2}^{2} - r_{1}^{2} \right)$ была больше площади сечения в его радиальной части $S_{y} = 2\pi r_{2}h$. В этом случае критическое сечение *S*_{*} будет находиться в области поворота канала. С учетом данного замечания в расчете и эксперименте были выбраны следующие параметры сопла: $r_1 = 5 \text{ мм}$, $r_2 = 9 \text{ MM}$, $z_1 = 40 \text{ MM}$, $z_2 = 42 \text{ MM}$, $r_e = 36 \text{ MM}$. CBepx3Byковая струя вытекала в область, ограниченную границей BEFG, показанную на рис. 4 штриховой линией, где r_w = 70 мм. Расчеты проводились в рамках двухпараметрической (SST) $k - \omega$ - модели турбулентности с использованием пакета FLUENT при следующих параметрах. Расчетная область состояла из 360000 ячеек. Вблизи стенок производилось измельчение сетки, при этом величина y^+ не превышала 1. Через входное сечение сопла (рис. 4) подавался воздух с давлением торможения $p_0 = 2,5$ МПа и температуре торможения $T_0 = 300$ К. Температура воздуха в окружающем пространстве, куда вытекала струя, была равна $T'_0 = 300$ К.

2.2. Результаты расчета и эксперимента

В результате расчетов и экспериментов было показано, что вытекающая сверхзвуковая струя испытывает изгибные колебания. На рис. 5 показаны результаты расчета и эксперимента поля течения в фиксированный момент времени. Видеосъемка процесса истечения производилась в эксперименте с экспозицией равной 4 мкс.



а



Рис. 5.Шлирен фотография радиальной сверхзвуковой струи (M=3) в эксперименте (а) и расчете (б).

На рис. 6 показаны результаты расчета и эксперимента распределения полного среднего (по времени) давления поперек струи в трех сечениях, полученных в расчете и эксперименте. Видно, что наблюдается удовлетворительное совпадение результатов расчетов и эксперимента. Вытекающая из сопла струя теряет устойчивость на некотором расстоянии от сопла, после чего в ней развиваются изгибные колебания. Колебания поддерживаются за счет обратной связи, осуществляемой акустическими волнами, распространяющимися от струи к срезу сопла по газу, окружающему струю.



Рис. 6. Распределения безразмерного полного давления поперек струи в трех сечениях 4h, 8h и 16 h в эксперименте (показаны треугольниками, ромбами и звездочками) и расчете (показаны сплошной, штриховой и штрихпунктирной линиями).

На рис. 7 (а) показаны результаты расчета зависимости от времени статического давления p(t) на оси струи в точке, расположенной на расстоянии равном ширине сопла $\Delta r = h$. На рис. 7 (б) показан соответствующий

спектр Фурье $p'_f = (1/\Delta t) \int_0^{\Delta t} p'(t) \exp(-2\pi i f t) dt$ пульса-

ций давления $p'(t) = p(t) - \overline{p}, \quad \overline{p} = (1 / \Delta t) \int_{0}^{\Delta t} p(t) dt$.



Рис. 7. Рассчитанная зависимость давления от времени в центре струи на расстоянии ширины сопла от среза сопла (a) и соответствующий спектр пульсаций (б).

Видно, что в спектре пульсаций присутствует дискретная частота, равная 4,8 кгц, на которой происходят автоколебания струи.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В задаче о натекании сверхзвуковой перерасширенной струи на преграду выяснен механизм возникновения и поддержания пульсаций на дискретной частоте. Показано, что автоколебания происходят за счет возмущений в сверхзвуковой струе, вызывающих обмен массой между внешним сверхзвуковым потоком и вихревой областью на преграде. Обратная связь осуществляется акустическими волнами, которые излучает веерная струя на преграде. Эти волны распространяются в газе, окружающем струю, попадают на срез сопла и вызывают возмущения параметров косых ударных волн, распространяющихся к оси струи. В косых ударных волнах в струе происходит усиление возмущений, после чего они попадают на границу отрывной области. Отрывная область возникает в результате отрыва пограничного слоя за счет положительного градиента давления на преграде. Причиной возникновения положительного градиента давления является смещение максимума давления от оси на расстояние порядка радиуса струи.

В задаче об истечении сверхзвуковой струи из плоского радиального сопла в затопленное пространство (воздух), струя резко расширялась на некотором расстоянии от среза сопла. Видеосъемка процесса истечения с экспозицией 4 мкс показала, что резкое расширение струи связано с развитием неустойчивости в струе. Численные расчеты показали, что на некотором расстоянии от среза сопла вытекающая струя теряет устойчивость. В струе развиваются изгибные колебания струи, которые происходят на дискретной частоте, свойственной автоколебаниям. Обратная связь, осуществляется акустическими волнами, распространяющимися от возмущенных участков струи к срезу сопла по газу, окружающему струю. При смещении от среза сопла происходит нарастание амплитуды колебаний в струе, что приводит к развалу струи. В результате развала струи возникают крупномасштабные пульсации, которые в дальнейшем за счет нелинейных эффектов превращаются в мелкомасштабные турбулентные пульсации. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Авторы выражают благодарность Кавуну И.Н. и Кундасеву С.Г. за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-01-00352а.

Список литературы:

- Антонов А. Н. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях / А.Н. Антонов, В.М. Купцов, В. В. Комаров. М.: Машиностроение, 1990. 271 с.
- Powell A. On edge tones and associated phenomena // Acustica. 1953. V. 3. P. 233 – 243.

- Глазнев В. Н. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике / В.Н. Глазнев, В.И. Запрягаев, В.Н. Усков и др. Новосибирск: Изд во СО РАН, 2000. 200 с.
- Алхимов А. П. Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика / А.П. Алхимов, С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, В.М. Фомин. М.: Физматлит, 2010. 535 с.
 Зайковский В.Н., Косарев В.Ф., Клинков С.В., Кавун И.Н., Кунда-
- 5. Зайковский В.Н., Косарев В.Ф., Клинков С.В., Кавун И.Н., Кундасев С.Г. Исследование сверхзвуковой струи, истекающей из радиального плоского сопла // Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине. Доклады V Всероссийской конференции. Ново-

сибирск. 26-29 марта 2013 г. Том II: Новосибирск. Параллель. 2013. С. 63-67.

- Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. О механизме автоколебаний при натекании сверхзвуковой струи на преграду 1. Преграда с иглой // ПМТФ. 2014. Т. 55. № 4. С. 50-59.
- Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. О механизме автоколебаний при натекании сверхзвуковой струи на преграду 2. Преграда без иглы // ПМТФ. 2014. Т. 55. № 5. С. 21-28.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-1-15

УДК 693.5:536.24+532.51

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ И ВЕТРОВЫХ НАГРУЗОК ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ДВУХ КВАДРАТНЫХ ПРИЗМ

Кошин А.А.¹, Коробков С.В.¹, Гныря А.И.¹, Терехов В.И.²

¹ Томский Государственный Архитектурно-строительный Университет (ТГАСУ), 634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты цикла экспериментальных исследований распределения ветровых нагрузок по модели здания, расположенной в следе за впередистоящим объектом тех же геометрических размеров при изменении расстояния между ними в и поперечном направлении относительно движения воздушного потока.

введение

В последние годы в России все большее внимание уделяется строительству зданий повышенной этажности. Основное преимущество этих зданий заключается в количестве полезной площади, приходящейся на квадратный метр участка застройки. Благодаря этому удается наиболее компактно расположить жилые и рабочие площади в городской черте.

В условиях уплотнения городской застройки и роста темпов строительства высотных зданий все больший интерес представляют воздействия ветровых нагрузок, действующих на здания, расположенные во внутриквартальной застройке. Существующая нормативная документация [1] в малой степени позволяет учесть расположение поблизости проектируемого здания других объектов, в результате чего страдает точность расчета несущих конструкций на действия ветра.

Другим важным обстоятельством, требующим точного прогноза ветровых нагрузок, является широкое использование навесных фасадов, механическая прочность которых значительно уступает несущим конструкциям. Работы в этом направлении в настоящее время получили интенсивное развитие [2-4]. Отметим также, что процессы тепломассообмена в вентилируемых прослойках между ограждением и навесными панелями также во многом определяются полем давлений на поверхности фасада зданий [5], что диктует необходимость проведения детальных исследований. Активное развитие в последнее время получили работы по экспериментальному и численному исследованиям взаимного влияния тел призматической формы [6-10].

В настоящем докладе представлены результаты систематических экспериментальных исследований распределения давления по поверхности двух квадратных призм, моделирующих здания различной высотности, обдуваемых воздушным потоком. При этом призмы находятся на различных расстояниях друг от друга и со смещением в поперечном направлении.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОПЫТНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Здания и сооружения представляют собой плохообтекаемые тела и имеют разные формы, не редко встречаются и в виде квадратных призм. В связи с этим были выбраны модели зданий с соотношением сторон H/b = 1, 3 и 6. Размер поперечного сечения призмы был неизменным и равным b = 50 мм. Выбор формы сечения и определяющего размера моделей позволяет распространить экспериментальные данные по давлению на широкий круг не только зданий, но и на многие другие конструкции подобной формы.

Опыты были проведены на аэродинамической трубе открытого типа, работающей на всасывание. Поперечное сечение канала было 0.4 х 0.4 м и длиной рабочей части 1,2 м. Загромождение канала в зависимости от высоты модели изменялось в диапазоне 1.5 ÷ 9.3%. Профиль скорости в ядре потока был равномерным, а толщина пограничного слоя к месту установки модели составляла ~20 мм.

Экспериментам по изучению полей давления на поверхностях призм предшествовала серия визуализационных опытов с помощью нанесения саже - масляного покрытия на дно канала и поверхности призмы.

Основной величиной, подлежащей опытному исследованию при изучении полей статического давления, является коэффициент давления *Ср*, рассчитываемый по формуле

$$C_{p} = \frac{p - p_{0}}{\frac{1}{2} \cdot \left(\rho \cdot \omega_{0}^{2}\right)}$$

где p и p_0 –статическое давление в рассматриваемой точке поверхности и окружающей среде (на стенке аэродинамической трубы в месте установки модели), соответственно; ρ и $\omega 0$ – плотность и скорость набегающего потока.

Поверхности призмы были препарированы 84 отверстиями диаметром 0.8 мм, которые располагались по высоте и нескольких поперечных сечениях призмы, а также на дне канала в областях до – и после призмы. Таким образом, измерениями охватывалась вся поверхность призмы, в том числе и в ее окрестности.

Измерения производились с помощью наклонного многоканального спиртового микроманометра с погрешностью не более 1 Па. Соответственно относительная погрешность измерений коэффициента давления при этом не превышала 7.2%. Программой экспериментов предусмотрено изучение следующих конфигураций расположения моделей (рис. 1).



Рис. 1. Конфигурация тандема квадратных призм при поперечном смещении препятствия: D – величина поперечного смещения.

1. Тандем из двух призм (модель + препятствие) с геометрическими размерами 50x50x150 мм. Принятый скоростной режим воздушного потока лежит в диапазоне чисел Рейнольдса от $3,13\times10^4$ до $4,25\times10^4$. Угол атаки воздушного потока – 90° . Расстояния между моделями в следе соответствуют калибрам L/b = 1,5 и 3.

Поперечное смещение изменялось с шагом 25 мм, и, соответственно, безразмерный калибр смещения принимал следующие значения: D/b = 0,5; 1; 1,5 и 2.

2. Тандем из двух призм (модель + препятствие) с геометрическими размерами 50x50x300 мм. Принятый скоростной режим воздушного потока лежит в диапазоне от 10 до 15 м/с. Угол атаки воздушного потока – 90° . Расстояния между моделями в этом случае был равен L/ b = 3 и 6. Поперечное смещение принято таким же, как и для модели высотой 150 мм.

Особенности течения воздушного потока вблизи подобной конфигурации рассмотрены во множестве работ, посвященных аэродинамике плохообтекаемых тел [2-6].

Аэродинамика двух моделей зданий, расположенных в тандеме при наличии поперечного смещения имеет ряд особенностей, не характерных при их осевом расположении.

Используемая схема обозначений вертикальных и горизонтальных сечений на поверхности экспериментальной модели показано на рис. 2..



Рис. 2. Схема обозначений вертикальных и горизонтальных сечений экспериментальной модели.

При малом смещении D/b = 0,5 (рис. 3) изменение потока наблюдается непосредственно за моделью «1» в виде отклонения зоны вторичного отрыва перед моделью «2» и зоны рециркуляции за ней. Грань «B-C» попадает в след модели «1», в то время как грань «A-D» оказывается под воздействием вторичного отрыва, сформированного ребром «A».

По мере увеличения смещения (рис. 4) модель «2» гранью «А-В» входит в зону действия первичного отрыва от модели «1». Пред гранью А-В можно проследить

формирование вторичного отрыва и разделения потока подобно впередистоящей модели «1».



Рис.3. Визуализация течения воздуха вблизи тандема моделей зданий при поперечном смещении D/b=0,5 угле атаки воздушного потока 90°.



Рис. 4. Визуализация течения воздуха вблизи тандема моделей зданий при поперечном смещении D/b=1 угле атаки воздушного потока 90°.

Зона рециркуляции в следе модели «2» отклоняется в сторону ребра «С» под воздействием отрывной струи. Так же под воздействием вторичного разделения потока у грани «В-С» можно проследить отрывное течение малой интенсивности, практически не оказывающего влияние на зону рециркуляции всего тандема.

При калибре D/b = 1,5 (рис. 5) вторичное разделение потока у грани «A-B» становится более явным. Имеет место появление отрывной воздушной струи вдоль грани «B-C», разделяющей зоны рециркуляции первой «1» и второй «2» модели.



Рис. 5. Визуализация течения воздуха вблизи тандема моделей зданий при поперечном смещении D/b=1,5 угле атаки воздушного потока 90°.

Смещение модели на 2 калибра (D/b = 2, рис. 5) приводит к формированию воздушного течения вокруг модели «2» подобно подковообразному вихрю модели «1». Зона рециркуляции за моделью «2» имеет характерные особенности, присущие отдельно стоящей модели.



Рис. 6. Визуализация течения воздуха вблизи тандема моделей зданий при поперечном смещении D/b=2 угле атаки воздушного потока 90°.

Выход модели «2» из следа модели «1» наилучшим образом характеризуют горизонтальные сечения по периметру. Вертикальные сечения в данном случае является не столько ключевыми в фиксировании изменений коэффициента давления, сколько дополняющими результаты по горизонтальным.

Распределение давления по граням модели здания в виде квадратной призмы высотой 150мм для вертикальных сечений при 2-х скоростях воздушного потока, угле атаки воздушного потока 90° и калибре L/b = 1,5 представлено на рис. 7 и 8.



Рис. 7. Распределения коэффицента давления по граням модели здания 150x50x50 мм по вертикальным сечения, при угле атаки 90° и $Re = 3,13 \times 10^4$: L/b = 1,5; • – смещении D=0;



Рис. 8. Поле давления по граням модели здания 150x50x50 мм, по вертикальным сечениям, при угле атаки 90°. L/b = 1,5: uRe= 4,25×10⁴; Точки: • – смещении D/b=0, \triangle – 0.5; \bigcirc –1.0; \diamondsuit – 1.5; × – 2.0; + –одиночная модель.

Анализируя графики на рис. 7 и рис. 8 можно заметить, что серединная по вертикали часть грани находится под воздействием зоны рециркуляции модели «1» (интервал 1-2) при смещениях от D/b=0 до D/b=1 включительно. Большая часть точек измерений показывает отрицательное давление. Далее, при D/b=1,5 и выше, можно отметить, что коэффициент давления имеет то же распределение нагрузки, какое имеет отдельно стоящая модель или первая призма тандема.

Если величину *Ср* для фронтальной грани модели предсказать достаточно просто, то для боковых граней «3-4» и «7-8» его значение во многом зависит не только от положения модели, но и от граничных условий (скорости ветра, общих геометрических размеров и т.д.) При малом смещении наблюдается плавный рост разрежения на грани «3-4», находящейся в следе модели «1». При смещении от 1,5 до 2 происходит значительное понижение давления. В результате попадания грани в отрывную струю модели «1» и формирования собственной отрывной струи за ребром «В» (между гранями 1-2 и 3-4) происходит ускорение течения, приводящее к росту разрежения с пиковыми значениями, превышающими -1,7 – 1,8 ветровых потоков.

По грани «7-8» так же отмечаются пониженные значения коэффициента давления, лежащие в том же диапазоне величин, аналогично грани «3-4». Первичный отрыв модели «1» в данном случае представляет собой локальную ускоренную воздушную струю, повышающую нагрузку на модель в целом и увеличивая значения коэффициента давления на ее боковых гранях в частности. Этот вывод подтверждается значением *Ср* по тем же граням при полном выходе модели «2» из следа модели «1».

Распределение давления по граням модели здания в виде квадратной призмы высотой 150мм для горизонтальных сечений при 2-х скоростях воздушного потока, угле атаки воздушного потока 90° и калибре L/b = 1,5 представлено на рис. 9 и 10.



Рис. 9. Распределение коэффициента давления по граням модели здания 150x50x50 мм (модель 2), по горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и $Re = 3,13 \times 10^4$: L/b = 1,5; Точки- \bullet -смещении D/b=0; \triangle -0.5; \bigcirc - D/b=1.0, \diamondsuit -1.5; \times - 2.0; + - одиночная модель.

При смещении D/b=0 показания по модели «2» соответствуют данным по тандему без смещения при аналогичном калибре. Для более точного анализа изменений



Рис. 10. Поле давлений по модели здания 150х50х50 мм по горизонт. сечениям. L/b = 1,5; и Re = $4,25 \times 10^4$ Точки: ◆ – смещ. D/b=0; △ -0.5; ○ -1.0; ◇ -1,5; × - 2.0; + одиночная модель.

коэффициента давления по грани при ее смещении рассмотрим рисунок 9 и рисунок 10. Смещение D/b=0,5 приводит к увеличению разрежения в отличие от положения D/b=0 (интервал А-В). Ребро «А» выходит из зоны рециркуляции и попадает под действие отрывной струи модели «1». Вместе с тем равномерно увеличивается разрежение на грани «В-С» и грани «D-А» с пиковым значением у ребра «D». Далее, при смещении D/b=1 на грани «А-В» фиксируется рост давления, т.к. грань выходит в поток воздуха сопряженный с отрывным течением. Показания у ребра «А» соответствуют нормальным значениям для отдельно стоящей модели. Вместе с тем значительно увеличивается разрежение на грани «D-А» ввиду формирования вторичного отрыва гранью «А-В». При выходе модели на D/b=1,5 и более показания по грани «А-В» соответствую нормальным показаниям одиночной модели. Коэффициент давления по боковым граням («В-С» и «D-А») лежит одном диапазоне значений. Модель «2» полностью вышла из следа модели «1».

Распределение давления по граням модели здания в виде квадратной призмы высотой 150мм для вертикальных сечений при 2-х скоростях воздушного потока, угле атаки воздушного потока 90° и калибре L/b = 3,0 представлено на рис. 11 и 12.



Рис. 11. Поле давления модели я 150x50x50 мм по вертикальным сечениям, при угле атаки 90° и Re = 3,13×10⁴: L/b = 3,0 Точки: ↓- D/b=0, △-0,5, ○-1.0; ◊-1,5; ×-2.0; +- одиночная модель. при смещении с выходом из следа призмы-препятствия (модель 1).



Рис. 12. Эпюра давления по граням модели 150x50x50 мм в вертикальных сечениях при угле атаки 90°, . L/b = 3 и Re = 4,25×10⁴: • -D/b=0, △ - 0,5; ○ - 1.0; ◇ - 1.5; × - .2.0; + - одиночная модель.

Начальные значения давления грани «1-2» (рис. 11 и 12) при смещении D/b=0 находятся значительно выше, ввиду большего расстояния. Положительные значения по всему сечению фиксируются уже при смещении D/b=1. Однако полное выравнивание до нормативных значение происходит по прежнему при D/b=1,5 и выше.

По горизонтальным сечениям (см. рис. 13 и 14) равномерность достигается при смещении D/b=2, т.к. отрывная струя, в которую попадает модель «2», ввиду удаленности моделей друг от друга, оказывает меньшее воздействие на грань «А-В». Грань «D-А» попадает под действие одновременно двух вихревых образований. Вопервых, это отрывное течение, сформированное моделью «1», во-вторых, вторичный отрыв от ребра «А» модели «2». Под воздействием этой комбинации потоков при смещениях от D/b=0,5 до D/b=1,5 отмечается пиковое значение коэффициента давления у ребра «D» значительно большее, чем, в среднем, по боковым граням «B-С» и «D-А».



Рис. 13. Эпюра давления по граням модели 150x50x50 мм в горизонтальных сечениях при угле атаки 90°, L/b = 3,0 и Re = 3,13×10⁴: Точки: $\bullet - D/b=0, \Delta - 0,5; \circ - 1.0; \diamond - 1,5; \times - 2.0;$ +- одиночная модель.

При работе с моделью высотой 300 мм наибольший интерес представляет изменение *Ср* в ее верхней части, находящейся в развитом потоке воздуха (см. рис. 15). В данной серии экспериментов хорошо прослеживаются



Рис. 14. Распределение коэффициента давления модели 150x50x50 мм по горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re =4.25×10⁴: L/b = 3,0. Точки: ◆ -D/b=0, △ -0,5; ○ -1.0; ◇ -1.5; × -2.0;, + - одиночная модель.

При работе с моделью высотой 300 мм наибольший интерес представляет изменение *Cp* в ее верхней части, находящейся в развитом потоке воздуха (см. рис. 15). В данной серии экспериментов хорошо прослеживаются изменения коэффициента давления, под воздействием изменений скорости воздушного потока

Нижние горизонтальные сечения (рис. 16, 17) лежат в том же диапазоне значений, что и показания по модели 50x50x150 мм (см. рис. 13, 14). Численная величина пиковых значений на боковых гранях, показывающая степень разрежения (см рис. 18 и 19, интервал «В-С» и «D-A») превышает значения в нижних сечениях на 0,2 – 0,3 единицы постоянно и независимо ни от каких факторов, за исключением воздействия турбулентного пограничного слоя дна канала, который и поднимает давление в нижнем сечении.



Рис. 15. Схема рассматриваемой экспериментальной модели зданий 300x50x50 мм при калибре L/b=3 с поперечным смещением: вертикальные и горизонтальные сечения

При начальном калибре L/b=6 для модели 300 мм их взаимное влияние минимально. Большинство результатов измерений отличаются относительной симметричностью. На боковых гранях модели «2» значения изменяются равномерно с увеличением смещения D/b (см. рис. 20, 21). Это говорит об отсутствии влияния вихреобразования за моделью «1», характерного при калибрах 3 и 1,5. Однако, следует отметить факт воздействия остаточного разрежения следа модели «1», в котором находится грань «B-C», и беспрепятственного формирования отрывной струи от ребра «А», под воздействием которой разрежение по грани «D-А» имеет большую величину.



Рис. 16. Поле давления по граням модели я 300x50x50 мм по нижним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re =3,13×10⁴: Точки: • – D/b=0, \triangle – 0,5, \bigcirc – 1.0; \diamondsuit - 1.5; × – 2.0; + – одиночная модель



Рис. 17. Распределение коэффициента давления по граням модели 300x50x50 мм по нижним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re =4,25×10⁴: Точки: ◆ – D/b = 0; △ –0,5; ○ – 1.0; , ◇ – 1,5, × – 2.0; + – одиночная модель.



Рис. 18. Распределения коэффициента давления по граням модели 300x50x50 мм по верхнему горизонтальному сечению при угле атаки 90° и $Re = 3,13 \times 10^4$: Точки: • $D/b=0, \Delta - 0,5;$ $\bigcirc -1.0; \diamondsuit -1.5; \times -2.0; + - одиночная модель.$



Рис. 19. Распределение давления по граням модели здания 300x50x50 мм по верхним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re =4,25×10⁴:Точки: ◆ D/b=0, △ - 0,5; ○ -1.0; ◇ -1.5; × -2.0; + -одиночная модель.



Рис. 20. Распределение давления по граням модели 300x50x50 мм, по вертикальным сечениям, при угле атаки 90° и Re=3,13×10⁴: • -D/b = 0, △ - 0,5, ○ -1.0; ◇ - 1,5, × - 2.0, + одиночная модель..



Рис. 21. Коэффициенты давления по граням модели 300х50х50 мм по вертикальным сечениям, при угле атаки 90° и Re=4,25×10⁴: Точки: ◆ -D/b=0, △ -0,5; ○ - 1.0;, ◇ -1,5; × -2.0, + - одиночная модель.

Аналогичное явление наблюдается и по горизонтальным сечением боковых граней в совокупности с тем, что степень разрежения по верхнему сечению (см. рис. 22 и 23), интервал В-С, D-А выше, чем по нижнему (см. рис. 24,25, интервал В-С, D-А) по причине воздействия развитого ветрового потока в первом случае и турбулентного пограничного слоя во втором случае.



Рис. 22. Эпюры давления по граням модели 300x50x50 мм, по верхним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re=3,13×10⁴: Точки: ◆-D/b=0, △-0,5; ○-1.0; ◇-1,5; ×-2.0; + - одиночная модель.



Рис. 23. Давления по граням модели 300х50х50 мм по верхним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re=4,25×10⁴: Точки: ◆ -D/b=0, △ -0.5; ○ -1.0;, ◇ -1.5; × -2.0;

+ – одиночная модель.



Рис. 24.Распределения коэффициента давления по граням модели 300x50x50 мм по нижним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re=3,13×10⁴:Точки: ◆ – D/b=0, △ –0,5, ○ – 1.0; ◇ – 1,5; × – 2.0; + – одиночная модель.

При данной конфигурации моделей значения по фронтальной грани по всем сечениям (1-2, А-В) всегда находятся в положительном диапазоне. В основном это явление характеризуется значительной удаленностью моделей.

Изменение общей ветровой нагрузки на вторую модель происходит по следующей схеме, представленной на рис. 26.



Рис. 25. Распределение коэффицента давления по граням модели 300x50x50 мм по нижним горизонтальным сечениям, при угле атаки 90° и Re=4,25×10⁴: Точки: ◆ -D/b=0, △ - 0,5, ○ - 1.0;, ◇ - 1,5; × - 2.0; + - одиночная модель



Рис. 26. Изменение суммарной ветровой нагрузки на вторую модель тандемав зависимости от поперечного смещения.

Здесь интегральная величина критерия Эйлера Еи

$$Eu = \frac{2p}{\rho\omega_0^2},$$

определялась как разность суммарных давлений на наветренную и кормовую поверхности призмы.

При минимальном начальном калибре (L/b = 1,5) и смещении от D/b = 0 до D/b =1,5 нагрузка на модель увеличивается в 8-9 раз, что создает дополнительное динамическое воздействие на модель здания, связанное с изменением направления ветра. При начальном калибре L/b = 6 нагрузка изменяется в 1,1-1,5 раза. Этот результат наглядно иллюстрирует динамическую ветровую нагрузку на здания, находящиеся на минимальном удалении друг от друга.

Таким образом, по результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Установлен характер взаимодействия тандема моделей в потоке воздуха.

2. Определена зона наименьшей ветровой нагрузки на вторую модель.

3. Описано влияние первичного и вторичного отрывов на степень разрежения по боковым граням в зависимости от начального расстояния между моделями.

4. Установлено, что при выходе подветренной модели из следа впередистоящей призмы происходит рост коэффициента лобового сопротивления.

5. Установлено, что при удалении моделей L/b = 6 выход подветренной модели из следа впередистоящей приводит к колебанию данного коэффициента в пределах 1,4-1,5 раз, в то время как при удалении L/b = 1,5 данный коэффициент изменяется в 8,9-9,1 раз. Таким образом, изменение направления правления ветра в значительной мере оказывает раскачивающее действия на подветренную модель.

Полученные результаты являются наиболее важными с точки зрения получения новых знаний об аэродинамике высотных зданий в условиях городской застройки и совершенствования методов и подходов к расчету несущих и ограждающих конструкций зданий, находящихся в сложных аэродинамических условиях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-08-00505а.

Список литературы:

- СП 20.13330.2011. Нагрузки и воздействия (Актуализированная редакция СНиП 2.01.07-85*). - М.: Минрегионразвития РФ, 2011. 80 с.
- Гагарин В.Г., Гувернюк С.В., Леденев П.В. Аэродинамические характеристики здания для расчета ветрового воздействия на ограждающие конструкции // Жилищное строительство. 2010. № 1. С. 7-10.
- Гагарин В.Г., Гувернюк С.В., Леденев П.В. Расчет ветрового воздействия на облицовку навесных фасадных систем согласно нормам России, Британии, Голландии, США и Еврокода // Асаdemia. Архитектура и строительство. — 2010. — № 3. — С. 157–160.
- Лозинский Э.А. Ветровой подпор от высотного здания в условиях уплотнения существующей жилой застройки // Збірник наукових праць (галузеве машинобудування, будівництво). 2011. № 2. С. 129-137.
- Гагарин В.Г., Козлов В.В., Лушин К.И. Скорость движения воздуха в прослойке навесной фасадной системы, при естественной вентиляции. Жилищное строительство, 2013, № 10, с. 14-17.
- 6. Кошин А.А., Мокшин Д.И., Коробков С.В., Гныря А.И., Терхов В.И. Комплексные экспериментальные исследования аэродинамики и теплообмена моделей зданий и сооружений. Вестник ТГАСУ, 2012, №4.
- Кошин А.А., Мокшин Д.И., Коробков С.В., Гныря А.И., Терехов В.И. Аэ родинамическая структура обтекания моделей зданий. Сажемасляная визуализация и поля давлений. Интеграция, партнерство и инновации в строительной науке и образовании: сб. трудов международ. научн. конф. (Москва, 19-21 октября 2012 г.); в 2 т. Т.1./М-во образования и науки Росс. Федерации, ФГБОУ ВПО «Моск. гос. строит. ун-т». М.: МГСУ, 2011 г.
- 8. Леденев П.В., Синявин А.А. Экспериментальное исследование ветрового давления при обтекании тандема двух зданий // Вестник МГСУ. 2011. том 1. № 3. С. 377-382.
- Гувернюк С.В., Егорычев О.О., Исаев С.А. и др. Численное и физическое моделирование ветрового воздействия на группу высотных зданий // Вестник МГСУ. 2011. том 1. № 3. С. 185-191.
- Кошин А.А. Анализ динамического воздействия воздушного потока на тандем моделей высотных зданий // Вестник ТГАСУ. 2014. № 2. С. 134-141.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-13

УДК 621.311.22:622.922.2

ТЕПЛООБМЕН КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА В ПОТОКЕ ВОЗДУХА ПРИ ТРАНС-КРИТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ОБТЕКАНИЯ НА ПРИМЕРЕ ДЫМОВОЙ ТРУБЫ ТЭС В УСЛОВИЯХ ВЕТРОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Манеев А.П.¹, Терехов В.И.²

¹ООО «РЭТ», 630078, Россия, Новосибирск, ул. Выставочная 15/1

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты натурного эксперимента по изучению теплообмена на поверхности железобетонной дымовой трубы при ветровом воздействии и числе Рейнольдса $Re = 1.05 \times 10^7$. Сравнение результатов эксперимента с опытными данными, полученными ранее другими исследователями в лабораторных условиях при $Re < 4 \times 10^6$, показало существенные различия в распределении локальных коэффициентов теплоотдачи. Рассмотрены факторы, влияющие на теплообмен в натурных условиях, и возможные причины их отличия от факторов при лабораторных исследованиях. При этом средние по образующей трубы значения коэффициента теплопередачи удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов [1], полученными путем экстраполяции данных в область более высоких чисел Рейнольдса для круглого гладкого цилиндра при транскритическом режиме обтекания. Данные, полученные в настоящей работе, позволяют проводить оценку средних значений коэффициента теплоотдачи на поверхности дымовых труб в потоке атмосферного воздуха при 4 × $10^6 < Re < 10^7$.

введение

При эксплуатации дымовых труб взаимосвязанные аэродинамические и теплообменные процессы наиболее выражено проявляются на части ствола, расположенной с боковых сторон по отношению к направлению ветра. Здесь наблюдается наибольшее разрежение, вызывающее массоперенос влаги или других агрессивных составляющих дымовых газов и наименьшие температуры, способствующие их конденсации. Эти условия, возникающие под воздействием ветра, можно оценить при сопоставлении данных по распределению коэффициента давления на поверхности круглого цилиндра в потоке воздуха [2], интенсивности локального теплообмена [1, 3], и термограмме (рис. 1), показывающей распределение температур на поверхности ствола в условиях ветрового воздействия.

По термограммам видно, что более нагретыми участками являются лобовая и кормовая зоны ствола дымовой трубы, а более холодными – боковые поверхности. Этот эффект обусловлен изменением коэффициента теплоотдачи по периметру ствола. В работе [1] проведены исследования теплоотдачи с поверхности круглого цилиндра в потоке воздуха при $Re = 4 \times 10^6$ и получено распределение температуры подобное, показанному на термограммах (рис. 1). Однако при попытке использования в теплотехническом расчете данных, полученных по результатам тепловизионных обследований дымовых труб, были выявлены несколько несоответствий. Главное из них - несоответствие между абсолютным значением коэффициента теплоотдачи и относительным положением точек с его максимальными и минимальными значениями. Поэтому поиск закономерностей теплопереноса, учитывающих геометрические характеристики дымовой трубы, состояние ее поверхности и внешние условия, одна из актуальных проблем при разработке надежных методов теплотехнического расчета данного сооружения.



Рис. 1. Фрагмент термограммы верхней части дымовой трубы H=150 м

Экспериментальному исследованию локальных и интегральных характеристик теплообмена при поперечном обтекании цилиндра посвящено большое число работ [1,3-10]. Согласно классификации [1, 3], существует несколько характерных режимов обтекания цилиндра в зависимости от величины числа Рейнольдса: докритический ($Re < 10^5$), критический ($10^5 < Re < 5 \times 10^5$), сверхкритический ($5 \times 10^5 < Re < 2 \times 10^6$) и, наконец, транскритический ($Re > 2 \times 10^6$). Подавляющая часть работ посвящена изучению докритического режима обтекания цилиндра. В критическом и сверхкритическом режимах обнаружена сложная зависимость локального теплообмена, распределения давления и трения на стенке от числа Рейнольдса [1]. Измерения были проведены в лабораторных условиях в аэродинамической трубе до максимального числа Рейнольдса $Re = 4 \times 10^6$ при повышенных давлениях воздуха. Очевидно, что экстраполировать данные этой работы на транс-критический режим, характерный для обтекания дымовых труб (Re > 10^7), без дополнительных исследований не представляется возможным. Поэтому, цель настоящей работы заключалась в проведении натурных экспериментов по изучению внешнего теплообмена дымовой трубы и сопоставление полученных данных с результатами лабораторных исследований

1. ОРГАНИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения были проведены на дымовой трубе Новосибирской ТЭЦ-5 высотой 260 м, диаметр устья — D₀ = 10.8 м. Монолитный железобетонный ствол дымовой трубы имеет коническую форму с переменным уклоном образующей. Светофорная площадка, с которой производился монтаж оборудования и все измерения, располагалась на отметке 120.4 м. с диаметром ствола D = 13.7 м. Эксперименты проводились в марте месяце при температуре наружного воздуха $t_{\infty} = -3$ °C в пасмурную погоду, когда непосредственное солнечное излучение отсутствовало. Измерение скорости ветра выполнялось чашечным анемометром МС-13, закрепленным на телескопической штанге длиной 3 м. Скорость ветра определялась в лобовой зоне в трех точках, отстоящих от ствола трубы на расстояниях $\Delta = 1.0, 1.5, и 2.5$ м. С учетом влияния ствола дымовой трубы на показания анемометра, находящегося в зоне возмущения воздушного потока, расчет реальной скорости ветра на удалении от ствола в невозмущенном потоке w был выполнен по формуле [11] для случая обтекания цилиндра невязкой жидкостью:

$$w_{\infty} = \frac{w}{\sqrt{1 - \frac{r^2 \left[2\left(x^2 - y^2\right) - r^2\right]}{\left(x^2 + y^2\right)^2}}}$$
(1)

где, w — скорость ветра, измеренная вблизи трубы, м/с; r — радиус ствола равный 6.85 м; x, y — координаты точки измерения (для лобовой точки $y = 0, x = r + \Delta$).

Рассчитанная по формуле (1) для различных удалений от лобовой точки с погрешностью $\pm 5\%$ скорость набегающего потока воздуха в экспериментах составляла $w_{\infty} = 10$ м/с. Соответственно, число Рейнольдса для условий эксперимента равнялось Re= 1.05×10^7 .

Измерение распределения плотности теплового потока по периметру ствола осуществлялось датчиком градиентного типа [7] с чувствительностью 30 Вт/($M^2 \cdot MB$). В качестве вторичного прибора использовался потенциометр "Testo", при этом погрешность измерения плотности теплового потока не превышала 5%. Измерения производились в 22 точках на полуокружности ствола, шаг точек измерения – 1 м (8.37°) в течении 2 ч. Показания термо-ЭДС фиксировались с 10 секундным осреднением. Вся процедура измерения занимала 2 часа. При этом температура воздуха, направление и сила ветра оставались стабильными.

Локальный коэффициент теплоотдачи рассчитывался по формуле

$$\alpha_i = q_{wi} / \left(t_{wi} - t_{\infty} \right) \tag{2}$$

где q_{wi} — локальная плотность теплового потока, Вт/м², t_{wi} , t_{∞} - температура наружной поверхности трубы и набегающего потока, К.

Для вычисления искомого коэффициента теплоотдачи конвекцией $\alpha_{i\kappa}$ был рассчитан коэффициент теплоотдачи, обусловленный излучением с поверхности трубы α_{in} , при значении приведенной интегральной излучательной способности поверхности $\varepsilon_{np} = 0.9$. Таким образом,

$$\alpha_{i\kappa} = \alpha_i - \alpha_{i\pi} \tag{3}$$

Дымовая труба находится в условиях смешанноконвективного теплообмена. К ветровому воздействию подключается свободно-конвективное течение, обусловленное действием подъемных сил у нагретой поверхности трубы. Учесть его вклад в суммарный теплообмен достаточно сложно, прежде всего, из-за наличия светофорных площадок, которые являются преградой для пограничного слоя, развивающегося вдоль поверхности трубы. Поэтому, при обработке данных по теплообмену влияние свободной конвекции не учитывалось.

Локальное Nu_i и среднее Nu числа Нуссельта рассчитывались по формулам:

$$Nu_{i} = \alpha_{i\kappa} D/\lambda;$$

$$\overline{Nu} = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} Nu_{i} d\phi.$$
(4)

где, λ – коэффициент теплопроводности воздуха, Вт/(м·К); ϕ – угол отсчета от лобовой критической точ-ки, град.

Коэффициент теплопроводности в (4) принимался при температуре наружного воздуха. Максимальная погрешность экспериментального определения числа Нуссельта не превышала 8.7%.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение плотности теплового потока, температуры поверхности ствола и локального коэффициента теплоотдачи по образующей трубы представлено на рис. 2.

Тепловой поток. Как видно из рис. 2, *a*, распределение теплового потока не постоянно по образующей цилиндра. Максимальное значение ($q_{wi} = 220-250 \text{ Br/m}^2$) наблюдается в лобовой зоне. При углах $\varphi = 45-60^{\circ}$ тепловой поток достигает минимума ($q_{wi} = 150 \text{ Br/m}^2$), а далее в кормовой зоне он вновь возрастает. Это обусловлено сопряженным характером теплопереноса от дымовых газов через стенку трубы во внешний пограничный слой.



Рис. 2. Распределение теплового потока (а), температуры поверхности (б) и коэффициента теплоотдачи (в) по периметру ствола на отметке 120.4 м

Температура поверхности (рис. 2, δ) так же изменяется по образующей трубы: минимальная температура достигается на боковой поверхности при $\varphi = 50-80^{\circ}$, где ожидается максимальная интенсивность теплообмена. Действительно, согласно данным рис. 2, ε , а так же результатам термографической визуализации (см. рис. 1), наиболее интенсивный теплообмен наблюдается на боковых поверхностях трубы. В лобовой и кормовой зонах цилиндра коэффициент теплоотдачи снижается соответственно примерно в 1.5 и 2 раза.

Локальный теплообмен. Сравнение полученных опытных данных по локальному теплообмену с результатами других исследований, наиболее близких по числу Re к условиям данной работы, показано на рис. 3, на котором все данные представлены в виде зависимости отношения $Nu_i/Re^{0.5}$ от угла φ , принятой при обобщении результатов по теплообмену поперечно обтекаемых цилиндров [1, 3].

Как видно из рис. 3, распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по окружности трубы, полученное в настоящей работе, принципиально отличается от результатов для гладкого цилиндра [1,3]. В лобовой точке наблюдается превышение теплоотдачи примерно в 3 раза по сравнению с данными [1, 3], затем, по мере приближения к отрыву, эта разница возрастает, и только в кормовой точке видна тенденция к совпадению данных.



Рис. 3. Сопоставление опытных данных по локальному теплообмену для различных условий обтекания круглого цилиндра. Точки – данные авторов, Re=1.05·10⁷. Линии – опытные данные [2,3,13] Re: 1 – 4·10⁶ [2]; 2 – 2x10⁶ [3]; 3,4 – 4·10⁶ [13]; 5 – 7.7·10⁵ [3]; 6

- 1.05·10⁷ Шероховатость к_s/D: 3 – 9·10-3 [13]; 4 – 7.5·10-4 [13] Турбулентность Ти: 1 – 0.45% [2]; 5 – 15% [3]; 3,4 – 0.45% [13]

На рис. 3 наблюдаются также отличия в форме распределения числа Nu, положении максимумов и минимумов коэффициента теплоотдачи. Максимум теплоотдачи на поверхности дымовой трубы достигается при значительно меньших углах ϕ , чем в лабораторных экспериментах.

Можно выделить возможные причины различия результатов натурных и лабораторных измерений. Вопервых, на интенсивности теплообмена может оказывать влияние турбулентность набегающего потока. По данным, представленным в [8,9-12] это влияние является существенным, особенно в лобовой точке. Линией 5 на рис. З показаны опытные данные [3] для сверхкритического режима обтекания гладкого цилиндра потоком со степенью турбулентности Tu = 15%. Учет турбулентности приводит к лучшей корреляции результатов в точке торможения, однако полное согласие с данными авторов не наблюдается. Этот важный вопрос требует отдельного детального рассмотрения прежде всего в силу специфики воздействия атмосферной турбулентности на крупномасштабные преграды [13], по сравнению с искусственно генерируемыми пульсациями скорости в аэродинамических трубах.

Во-вторых, важным фактором, влияющим на пристенный теплоперенос, является шероховатость поверхности цилиндра. Детальные экспериментальные исследования [10] влияния песочной шероховатости демонстрируют кардинальное изменение локального коэффициента теплоотдачи (увеличение более чем в 7 раз при шероховатости $k_s/D = 9 \times 10^{-3}$) и смещение области ламинарно-турбулентного перехода. Линиями 3 и 4 на рис. 3 показано изменение коэффициента теплоотдачи на поверхности цилиндра с различным уровнем шероховатости. Результаты измерений на натурной трубы лежат в промежутке между этими данными. Было естественным предположить, что и в натурных условиях шероховатость трубы также является причиной отличия опытных данных от данных, полученных при исследованиях на гладких цилиндрах.

Действительно, наружная поверхность железобетонных дымовых труб имеет не идеальную форму с различными неровностями, образованными при бетонировании ствола. При несоответствии кривизны смонтированной опалубки кривизне окружности ствола формируется волнообразная поверхность с вертикальными линейными впадинами глубиной 20 до 30 мм с шагом приблизительно 1.0 м (рис. 4).



Рис. 4. Внешний вид ствола дымовой трубы с типичными впадинами на поверхности

При этом двухмерность волнистой поверхности ствола не соответствует трехмерной пирамидальной форме песочной шероховатости. Исходя из формы и незначительных относительных масштабов шероховатости, следует рассматривать поверхность ствола дымовой трубы как гладкий цилиндр.

Среднее число Нуссельта, полученное интегрированием данных, представленных на рис. 3, для условий данной работы при $Re = 1.05 \times 10^7$, составляет Nu =1.15 $\times 10^4$. Поскольку при таких больших числах Рейнольдса эксперименты отсутствуют, то была предпринята попытка экстраполяции имеющихся данных [1, 3, 10] до $Re = 1.05 \times 10^7$.

В работе [3] приводятся эмпирические выражения для определения средних коэффициентов теплоотдачи на поверхности круглого цилиндра в потоке жидкости для транс-критического режима низко- и высокотурбулизированного потока:

Nu =
$$0.023 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}^{0.4} \cdot K$$
 (6)

где, *К* — коэффициент характеризующий турбулентность.

Эту формулу авторы [3] рекомендуют использовать при $2 \times 10^5 < Re < 10^7$.

При расчете средних значений коэффициентов теплоотдачи по предлагаемой формуле (6) расхождения с нашими результатами получились следующие:

– для низкотурбулизированного потока (Tu = 0%,

K=1) Nu = 8.3 × 10³ – различие составляет 28%;

– для высокотурбулизированного потока (Tu = 15%, K = 1.5) Nu = 12.4 × 10³ – 8.7%;

чения Nu для круглого гладкого цилиндра в потоке воздуха для транс-критической области при $1.5\times10^6 < {\rm Re} < 4\times10^6$ по следующей формуле:

$$\overline{\text{Nu}} = 9.02 \cdot 10^{-4} \cdot \text{Re}^{1.01}$$
(7)

зна-

Для $Re = 1.05 \times 10^7$, значение коэффициента теплоот-

дачи, рассчитанное по (7) составляет $Nu = 1.1 \times 10^4$, что дает самое минимальное расхождение с данными авторов настоящей статьи, а именно – 3.3%.

По действующей для проектирования дымовых труб методике [14] расчет коэффициента теплоотдачи от ствола к наружному воздуху, выполняется по формуле (Вт/(м²·K)):

$$\alpha = 7.3 w_{\infty}^{0.66} \tag{8}$$

Определенный по формуле (8) коэффициент теплоотдачи для условий эксперимента составил $\alpha = 33.4$ Вт/(м²·K) или $\overline{\text{Nu}} = 1.9 \times 10^4$. Различие результатов по средним значениям теплоотдачи составило 65%.

Таким образом, наиболее близкие значения, к данным, полученным в настоящей работе, дает формула (7). Зависимости (6) для низкой турбулентности и (8) для оценки средней теплоотдачи в области очень высоких чисел Рейнольдса не пригодны.

Поскольку рассчитанные по формуле (7) [10] средние значения коэффициентов теплоотдачи для гладкого цилиндра имеют близкое соответствие с данными авторов настоящей статьи, логично обратиться к отдельным обобщениям местных коэффициентов теплоотдачи, выполненных на рис. 5 с использованием данных [1].

В первую очередь представляют интерес данные о росте относительного числа Нуссельта в лобовой точке Nu_{лоб} при транс-критическом режиме течения. Видно, (см. рис. 5, *a*), что в этом режиме наблюдается резкое возрастание теплоотдачи в лобовой точке. При экстраполяции данных до $Re = 1.05 \times 10^7$ коэффициенты теплоотдачи в точке торможения становятся соизмеримыми со средними значениями теплоотдачи от всего цилиндра Nu, т.е. Nu_{лоб} / Nu ≈ 1 . Измерения, проведенные в настоящей статье, дают близкий к этому результат: Nu_{лоб} / Nu = 0.9. Кроме этого, важной характеристикой,



Рис. 5. Зависимости отношения Nu_{лоб}/Nu (a), положения точки перехода ламинарного режима обтекания в турбулентный (б) и положение точки максимума теплопередачи (в) от числа Рейнольдса

I – данные [1]; 2 – экстраполяция данных [1] до числа Re=1.05·10⁷; 3 – опытные данные авторов

связанной с ростом теплоотдачи в лобовой зоне, является смещение к $\phi = 0^{\circ}$ положения точки перехода от ламинарного к турбулентному режиму обтекания гладкого цилиндра (см. рис. 5, δ). На экстраполированном участке зависимости при $Re = 1.05 \times 10^7$ переход к турбулентному режиму обтекания должен происходить уже при $\phi_{тур6}$ = 5°. По данным рис. 4, δ переход к турбулентному обтеканию ствола дымовой трубы наблюдается примерно притом же $\phi_{тур6}$.

На рис. 5, *в* представлены данные [1] по угловой координате расположения максимума теплоотдачи в зависимости от *Re*. Видно, что на участке критического и сверхкритического режима обтекания цилиндра происходит постепенное смещение максимума теплоотдачи от $\varphi_{max} = 118^{\circ}$ при $Re = 4 \times 10^5$ до $\varphi_{max} = 102^{\circ}$ при Re = 2.8 × 10^6 . При дальнейшем увеличении Re наблюдается более быстрое смещение положения максимума в сторону лобовой точки до $\varphi_{max} = 85^{\circ}$ при $Re = 4 \times 10^6$. Если экстраполировать эту зависимость, то при $Re = 1.05 \times 10^7$ максимум теплоотдачи наблюдается при $\varphi_{max} = 45$ —50°. По данным авторов статьи максимум наблюдается на угле $\varphi_{max} = 50$ —55°, что в целом согласуется с данными [1].

Таким образом, и по среднему теплообмену, по теплообмену в характерных точках и по положению максимумов теплоотдачи наблюдается хорошее совпадение данных авторов статьи с экстраполяцией экспериментальных данных [1].

Важным вопросом, требующим дальнейшего детального анализа, являются отмеченные выше (см. рис. 3.) существенные отклонения данных по локальной теплоотдаче натурных экспериментов от лабораторных. Оно возможно обусловлено особенностями атмосферной турбулентности [13], влияние которой авторы при постановке эксперимента пытались минимизировать выбором объекта с высотным положением места исследований (рис. 6), где отсутствие застройки территории с наветренной стороны исключало избыточную турбулизацию потока воздуха, и соответствующие погодные условия с устойчивыми характеристиками ветра.



Рис. 6. Вид в плане Новосибирской ТЭЦ-5

Кроме того, несоответствие между граничными условиями натурного и лабораторного экспериментов также может вызвать отличие в распределении коэффициента теплоотдачи по периметру трубы. Наконец, из результатов настоящей работы следует, что применение классической обработки коэффициентов теплопередачи круглого цилиндра в виде Nu/ / Re, когда в лобовой зоне превалируют закономерности ламинарного теплопереноса, для очень больших чисел Рейнольдса $Re \approx 10^7$ не правомочно. В пользу этого заключения свидетельствуют так же данные работы [3], где теплоотдача в лобовой точке описывается формулой вида $Nu/Re^{0.8}$, а также результаты опытов [10], в которых в лобовой точке Nu пропорционален числу Re. Использование соотношения Nu/Re^{1.01} позволило получить достаточно близкие результаты. Учитывая, что при характерном эксплуатационном режиме по ветровой нагрузке 2 × 10⁶ $< Re < 2 \times 10^7$ [2], а в отдельных случаях Re = 4×10^7 , то можно только предполагать, как будет возрастать степень при числе Рейнольдса в обобщении теплообмена области за пределами $Re > 10^7$. Постановка новых натурных экспериментов должна позволить решить этот вопрос и ряд вопросов, связанных с влиянием атмосферной турбулентности на теплообмен поверхности дымовых труб и внести корректировку в теплотехнический расчет, применяемый при проектировании конструкций дымовых труб.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Результаты настоящей работы позволили впервые получить характеристики среднего и локального теплообмена дымовых труб при числе Рейнольдса $Re = 1.05 \times 10^7$.

2. Из сравнительного анализа, выполненного по таким характеристикам как $\overline{\text{Nu}}$, $\text{Nu}_{no6}/\overline{\text{Nu}}$, $\phi_{\text{тур6}}^{0}$, ϕ_{max}^{0} , полученные авторами экспериментальные данные, имеют близкое соответствие с зависимостями [1, 10] для гладкого цилиндра при их экстраполяции до $Re \approx 10^7$, соответствующего условиям натурного эксперимента.

3. Установлено, что формула (6), используемая в теплотехническом расчете при проектировании дымовых труб дает завышенные значения среднего числа Нуссельта по сравнению с опытными данными. Тем не менее, ее применение в этих целях обосновано, так как по данным авторов локальные значения коэффициента теплоотдачи на боковых участках ствола только на 5—10% меньше расчетных. В то же время данная формула практически не применима в обработке результатов тепловизионного обследования дымовых труб, так как не отражает распределение локального коэффициента теплоотдачи по периметру ствола.

4. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить характеристики среднего и локального теплообмена для гладких цилиндров, в диапазоне $Re = 4 \times 10^6 \div 10^7$. Путем интерполяции устанавливается положение точек перехода ламинарного режима обтекания в турбулентный и положение точки максимума локального коэффициента теплоотдачи.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект №14-19-00402.

Список литературы

- Achenbach E. Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in cross-flow at high Reynolds number // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1975. V. 18. P. 1387—1396.
- Манеев А.П., Низовцев М.И., Терехов В.И. Влияние ветра на фильтрацию газов через оболочку дымовых труб // Теплоэнергетика. 2013. № 4. С. 20—26.
- Жукаускас А.А., Жюгжда И. Теплопередача цилиндра в поперечном потоке жидкости. Вильнюе: МОКСЛАС, 1979. 240 с.
- Fand R.M. Heat transfer by forced convection from a cylinder to water in crossf ow // Int. J. Heat Mass Transfer. 1965. V. 8. P. 995–1010.
- Perkins H.C., Leppert G. Local heat-transfer coefficients on a uniformly heated cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 1964. V. 7. P. 143– 158.
- Sanitjai S., Goldstein R.J. Forced convection heat transfer from a circular cylinder in cross f ow to air and liquids // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 4795—4805.
- 7. Геращенко О.А. Основы теплометрии. Киев: Наукова думка, 1971.
- Lowery G.W., Vachon R.I. The effect of turbulence on heat transfer from heated cylinders // Int. J. Heat Mass Transfer. 1975. V. 18. P. 1229—1242.
- Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982.
- Achenbach E. The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the cross flow of air // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1977. V. 20. P. 359—369.
- Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1 и 2. М.: Гостехиздат, 1948.
- Кестин Дж., Вуд Р.Т. Влияние турбулентности на массоперенос от цилиндров // Теплопередача. 1971. № 4. С. 1—8.
- The turbulent nature of the atmospheric boundary layer and its impact on the wind energy conversion process / M. Wächter, H. Heißelmann, M. Hölling, A. Morales, P. Milan, T. Mücke, J. Peinke, N. Reinke, P. Rinn // J. of Turbulence. 2012. V. 13. № 26. P. 1—21.
- 14. ВСН 383-77. Инструкция по теплоаэродинамическому расчету дымовых железобетонных труб с противодавлением в зазоре между стволом и футеровкой. М.: ЦБНТИ Минмонтажспецстроя СССР,1979.68.



УДК 532.517.6

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-06

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ИМПУЛЬСА И ТЕПЛОТЫ В ОТРЫВНЫХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПОТОКАХ

Михеев Н.И.¹, Давлетшин И.А.¹, Колчин С.А.¹

¹ Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

АННОТАЦИЯ

Получены экспериментальные данные по теплообмену и гидравлическому сопротивлению дискретношероховатого канала в широком диапазоне частот и амплитуд пульсаций потока в канале. Показана возможность дополнительной интенсификации теплоотдачи до 1,5 раз по сравнению со стационарным потоком в ДШК такой же геометрии при одинаковом среднем расходе теплоносителя. При определенном сочетании факторов нестационарности потока прирост теплоотдачи опережает прирост гидравлического сопротивления. Полученные результаты открывают новые возможности повышения теплогидравлической эффективности теплообменников и систем охлаждения.

введение

Для интенсификации теплоотдачи в теплообменниках и системах охлаждения часто применяется пристенная интенсификация теплообмена, которая заключаются в целенаправленном воздействии на область течения теплоносителя вблизи обтекаемой поверхности с целью турбулизации или разрушения пристеночного слоя, в котором сосредоточено основное термическое сопротивление. При этом прирост гидравлического сопротивления в случае пристенной интенсификации оказывается существенно ниже, чем при воздействии на весь поток в целом (закрутка спиральными ребрами или шнековыми вставками, оребрение поверхности, использование специальных завихрителей, добавление в газообразный теплоноситель твердых частиц и в жидкий – газовых пузырьков и т. п.).

Для сравнения различных интенсификаторов теплоотдачи в теплообменниках и системах охлаждения часто используют критерий М.В.Кирпичева, который представляет собой отношение энергетических коэффициентов интенсифицированного и гладкостенного канала и учитывает не только прирост теплоотдачи в интенсифицированных каналах, но и затраты энергии на прокачку теплоносителя, т.е. увеличение гидравлического сопротивления каналов за счет использования того или иного способа интенсификации теплообмена. Анализ большинства разновидностей пристенных интенсификаторов теплообмена показал [1], что для наиболее часто реализуемого в реальных условиях эксплуатации турбулентного режима течения теплоносителя значение критерия Кирпичева не превышает 1,08...1,26.

К перспективным способам повышения теплогидравлической эффективности теплообменников и систем охлаждения с пристенной интенсификацией теплоотдачи можно отнести использование наложенной нестационарности потока. Экспериментального материала по этому способу пока крайне мало. Имеющиеся результаты исследования турбулентных пульсирующих течений относятся, главным образом, к кинематической структуре потока и теплообмену в гладких каналах [2-6]. Заметный прирост теплоотдачи в гладких каналах наблюдается лишь в осциллирующих течениях, т.е. при весьма высокой амплитуде пульсаций скорости потока, превышающей среднюю скорость. Фактически прирост теплообмена в гладком канале достигается за счет того, что с учетом обратных токов каждая порция теплоносителя проходит через сечение канала в среднем более одного раза.

Гораздо меньше исследованы пульсирующие потоки с отрывом [7-11]. В работах [7-9] выполнено численное моделирование пульсирующих отрывных потоков, сравнения с экспериментом нет и результаты противоречивы. Работа [11] посвящена экспериментальному исследованию теплообмена в дискретно-шероховатом канале (ДШК) при низких частотах пульсаций (от 0.2 до 5 Гц). Оказалось, что низкочастотные пульсации несколько снижают теплоотдачу и в гладком, и дискретношероховатом каналах по сравнению со стационарным режимом.

Перспективность интенсификации теплообмена за счет пульсаций потока вытекает из работ авторов [12-16]. В них изучались гидродинамические тепловые процессы при отрыве пульсирующего потока при обтекании одиночных препятствий на стенке. В этих работах получены следующие основные результаты. Обнаружен эффект резкого (до двух раз) сокращения длины отрывной области за единичным препятствием по сравнению со стационарным течением. Установлена высокая чувствительность теплоотдачи в отрывной области к наложенным пульсациям потока. Показано, что средний коэффициент теплоотдачи в отрывной области может увеличиваться до 60%, а в ближнем следе за препятствием – пятикратно по сравнению со стационарным режимом.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

В экспериментах использовался ряд установок. Схема одной из установок для исследования теплообмена в ДШК при пульсациях потока представлена на рис. 1. Рабочий участок представлял собой канал прямоугольного сечения $50 \times 100 \text{ мм}^2$ длиной 0,5 м. Две противоположных стенки по широкой стороне канала выполнены двухслойными с зазором между ними для подвода жидкости. Внутренний слой выполнен из медной пластины толщиной 0,3 мм.

Теплообмен был организован путем нагрева двух противоположных стенок рабочего участка снаружи потоком воды с температурой 80...90°С. В рабочий участок всасывался воздух комнатной температуры. Поскольку теплообмен медной пластины с водой на порядки выше, чем с воздухом, в экспериментах было реализовано условие постоянной температуры стенки, близкой к температуре воды.

Канал рабочего участка подключен к пульсатору, который другим своим фланцем присоединен к ресиверу объемом 2 м³. Из ресивера воздух откачивался высоконапорным вентилятором. В магистрали между ресивером и вентилятором устанавливался расходомер, обеспечивающий измерение расхода воздуха.

Величина расхода и амплитуда пульсаций потока регулировались путем изменения площадей проходного сечения двух окон в пульсаторе. В одном из них сечение изменялось заслонкой, вращающейся с помощью электродвигателя, в другом окне площадь сечения в пределах одного опыта оставалась постоянной. В результате обеспечена возможность независимого изменения в широких пределах средней скорости потока в рабочем участке и амплитуды ее пульсаций. Частота пульсаций скорости потока может изменяться от 3 до 190 Гц путем изменения скорости вращения вала двигателя с помощью частотного преобразователя.

Чувствительный элемент термометра сопротивления ПТП-100 представляет собой проволоку диаметром порядка 20 мкм длиной около 1 м. Эта проволока с помощью специальной платы с окном, повторяющим форму сечения канала, была закреплена «змейкой» с равномерным шагом поперек канала. Это обеспечило возможность измерения усредненной по сечению температуры воздуха.

Для определения плотности теплового потока использовалась смачиваемая поверхность нагреваемых стенок, включая увеличение площади за счет элементов дискретной шероховатости. В качестве определяющей температуры использовалась средняя температура воздуха. Число Рейнольдса определялось по средней скорости потока. При обобщении данных в качестве характерного размера канала использовался эквивалентный гидравлический диаметр.

Эксперименты выполнялись при гладких и дискретно-шероховатых стенках канала. Дискретная шероховатость выполнялась в форме полукруглых поперечных выступов. Относительный шаг выступов варьировался от 10 до 20.

Опыты по оценке влияния наложенных пульсаций потока на гидравлическое сопротивление дискретношероховатого канала проводились на установке, аналогичной представленной на рис.1, но с другим рабочим участком. Он представлял собой собранную из секций (рис.2) круглую трубу с внутренним диаметром D=105 мм, в которой устанавливались выступы диаметром d=94 мм (d/D=0,895). Эксперименты выполнялись при шаге выступов t=105 мм (t/D=1) и t=243 мм (t/D=2,3). Общая длина канала от входа до вращающейся заслонки пульсатора составляла L=6160 мм. Для тестовых экспериментов также использовался аналогичный секционный гладкий канал без выступов. Для стабилизации потока первый штуцер отбора давления располагался на расстоянии 20D от входа, а второй – на расстоянии 25D ниже по потоку относительно первого штуцера. Указанные расстояния округлялись до целого количества шагов расположения выступов, т.к. оба штуцера отбора устанавливались в одинаковом положении относительно выступа.



Рис.1. Схема рабочего участка экспериментальной установки



Рис.2.Секция рабочего участка со штуцером отбора давления

Измерение гидравлического сопротивления в пульсирующем потоке имеет свою специфику. Во-первых, из-за массообмена через штуцер отбора при переменном лавлении значение среднего давления может искажаться. Для исключения этих эффектов отбор давления выполнялся через длинный капиллярный канал. Во-вторых, при пульсациях потока в канале возникают волны, близкие к стоячим. Во входном сечении канала реализуется узел давления и пучность скорости, а далее по длине трубы через каждые ¹/₄ длины волны они меняются местами. Наличие волн приводит к перераспределению статической и динамической составляющих количества движения, и перепад давления не отражает гидравлического давления. Возможны даже парадоксальные ситуации, когда давление в канале постоянного сечения может расти вниз по потоку, т.е. коэффициент сопротивления становится отрицательным [17]. Для исключения такого рода эффектов штуцеры отбора давления располагались в области узлов скорости потока стоячих волн,

что накладывало дополнительные ограничения на положение штуцеров и набор частот пульсаций в опытах.

В экспериментах выполнялись измерения следующих параметров: расхода воздуха с относительной погрешностью не более 1% с помощью ультразвукового расходомера ИРВИС РС4-Ультра; частоты пульсаций с помощью цифрового частотомера; мгновенной скорости потока на оси канала во входном сечении расходомера с помощью цифрового термоанемометра ИРВИС ТА5; температуры воды с помощью платинового термометра сопротивления ПТП-100 с погрешностью не более 0,3°С; температуры воздуха на входе и выходе канала с помощью нити платинового термометра сопротивления ПТП-100, равномерно распределенной по поперечному сечению канала. Для измерения осредненных значений перепада статического давления использовались измерители ПРОМА-ИДМ с приденной относительной погрешностью 1%.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Эффект интенсификации теплоотдачи за одиночным поперечным выступом на стенке при пульсациях внешнего потока хорошо виден из рис.3. Представленные на рисунке экспериментальные данные получены авторами в [19] при относительной амплитуде пульсаций скорости потока β=0,5. Из рис.3 видно, что прирост теплоотдачи по отношению к стационарному режиму (на рисунке обозночен Sh=0) в основном сосредоточен в ближнем следе за выступом (на расстоянии до 10 высот выступа h) и существенно зависит от относительной частоты пульсаций потока (числа Струхаля Sh). Механизм интенсификации теплоотдачи при обтекании выступа пульсирующим потоком связан с формированием в следе за ним, в каждом цикле пульсаций, мощного вихря, интенсивность и относительный размер которого зависит от чисел подобия β и Sh.



Рис. 3. Коэффициент теплоотдачи в отрывной области за одиночным выступом

В данной работе представлены экспериментальные данные по теплоотдаче, полученные для дискретношероховатой стенки с относительным шагом выступов $\Delta x/h=10$. На основе опытов с одиночным выступом при таком шаге можно ожидать обусловленного нестационарностью потока дополнительного эффекта интенсификации теплоотдачи, близкого к максимально возможному.

Пред основной серией опытов с дискретношероховатой стенкой были проведены эксперименты при гладких стенках канала. Полученные экспериментальные значения Nu для гладкого канала в диапазоне чисел Рейнольдса 8...50 10^3 (рис.4) лишь на 8...10% превышают значения, вычисленные по известной зависимости $Nu = 0.021 \times Re^{0.8} Pr^{0.43} \times (Pr_f / Pr_w)^{0.25} \times \varepsilon$ с учетом поправки на влияние начального участка канала ε . Для начального участка некруглого канала такое согласование с литературными данными можно считать вполне удовлетворительным.

Для дискретно-шероховатого канала первоначально была проведена серия опытов при стационарном потоке. Как видно из рис.4, коэффициент интенсификации теплоотдачи в ДШК по отношению к опытным данным для гладкого канала практически постоянен в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса и в среднем составляет 2,2. Полученный результат хорошо согласуется (с отклонением не более 10%) с известными литературными данными [18] для соответствующей геометрии дискретной шероховатости.



Рис.4. Теплоотдача в канале: линия – Nu = 0,021×Re^{0.8} Pr^{0.43}×(Pr_f/Pr_w)^{0.25}× ε , светлые значки – гладкая стенка, темные значки–ДШК

Эксперименты при пульсациях потока проводились в диапазоне средней скорости потока в канале U=2-15 м/с. Частоты и относительные амплитуды наложенных пульсаций скорости составили f=0-190 Гц и $\beta=AU/U=0-3$ (AU – амплитуда пульсаций скорости). Закон изменения скорости потока по времени был близок к гармоническому: $u/U=1+\beta \sin(2\pi f t)$.

Амплитуда пульсаций потока оценивалась по осциллограммам скорости потока во входном сечении канала, измеренной термоанемометром. На величину этой амплитуды на некоторых режимах сильное влияние оказывает резонанс. Первая резонансная мода канала соответствует частоте около 150 Гц, которая находилась в пределах исследованного диапазона частот. На рис.5 показана зависимость абсолютной амплитуды пульсаций скорости потока от частоты пульсаций, полученная при среднем расходе 50 м³/час (средней скорости потока U = 2.8 м/с) и фиксированных настройках расходных окон пульсатора. Как видно из рис.5, получена типичная резонансная кривая. На резонансном режиме здесь $\beta = AU/U = 3$, т.е. имеют место обратные токи.

При обобщении данных использовалась безразмерная частота (число Струхаля) наложенных пульсаций Sh= fXR^{cr}/U , в котором в качестве характерной длины использовано расстояние до средней точки присоединения потока за выступом в стационарных условиях XR^{cr} . Диапазон изменения числа Струхаля в опытах составлял от 0 до 4.

По результатам каждого опыта оценивалось 4 числа подобия: Nu, Re, Sh, относительная амплитуда пульсаций β . Теплофизические свойства воздуха определялись при средней его температуре в канале. В числах Re, Sh и β использовалась осредненная по времени и сечению канала скорость потока, основанная на результатах измерения расхода. Далее оценивался коэффициент дополнительной интенсификации теплообмена от влияния нестационарности потока. Он представлял собой отношение числа Нуссельта в условиях нестационарности потока Nu к опытному значению Nu_{ст} в том же самом дискретно-шероховатом канале при стационарном потоке с таким же числом Рейнольдса.



Рис.5. Зависимость амплитуды пульсаций скорости потока на входе в канал от частоты пульсаций

Анализ экспериментальных данных показал, что Sh и β влияют на Nu/Nu_{ст} совместно в виде их произведения. Произведение β Sh можно представить в виде нового числа подобия $\frac{A_U f}{U^2 / X_R}$, имеющего физический смысл

отношения инерционных сил от наложенных пульсаций потока к центробежным силам в сдвиговом слое, формирующемся в следе за элементом дискретной шероховатости стенки. Обобщенные данные для дискретношероховатого канала с поперечными выступами при относительном их шаге 10 представлены на рис.6. Как видно, при β Sh>0,1 имеет место дополнительная интенсификация теплообмена в ДШК за счет нестационарности потока. Этот эффект связан с перестройкой структуры течения в следе за выступом, обтекаемым пульсирующим потоком. При определенных условиях за выступом формируются мощные «разгонные» вихри, которые интенсифицируют процессы переноса теплоты между ядром потока и стенкой. Результаты исследования кинематической структуры течения при отрыве пульсирующего потока опубликованы в [19]. Там же приведена классификация таких течений и карта режимов, построенная на основе визуализации обтекания препятствий пульсирующим потоком. Интересно отметить, что в этой карте граница квазистационарных режимов в координатах Sh и β отделена линией, близкой к β Sh=0,2.

В полученной зависимости (рис.6) можно выделить 4 области. В окрестности β Sh=0,01 имеется небольшое (менее 5%) снижение теплообмена. В этой области еще нет образования «разгонных» вихрей, и поток можно считать квазистационарным. Мгновенный теплообмен подчиняется зависимостям для стационарного потока, а

снижение среднего по времени теплообмена происходит из-за нелинейности зависимости Nu(Re). Другими словами, при изменении Re в некотором диапазоне получим осредненное по диапазону значение Nu ниже, чем значение этого числа подобия при среднем значении Re. И чем выше β , тем больше заметно это снижение. Именно в этой области были условия тепловых опытов при низких частотах пульсаций в работе [11], где тоже было получено некоторое снижение теплообмена по отношению к стационарному режиму.



Рис.6. Зависимость коэффициента дополнительной интенсификации теплообмена в ДШК от параметров нестационарности потока при Дх/h=10

В области β Sh=0,01 – 0,1 происходит компенсация упомянутого выше фактора началом формирования «разгонных» вихрей. В области β Sh=0,1 – 1 эти вихри становятся все более мощными, и их роль в интенсификации теплообмена повышается. При β Sh > 1 зависимость Nu/Nu_{ст} (β Sh) становится более крутой. Это связано, главным образом, с появлением в этой области (при β >1) обратных токов, и большая интенсификация теплообмена достигается средней кратностью прохождения теплоносителя через определенное сечение более 1. В этой области, возможно, влияние факторов β и Sh следует рассматривать раздельно.

Экспериментальные данные по гидравлическому сопротивлению в тестовых опытах для гладкого канала в диапазоне Re= $15...40 \ 10^3$ отклонялись от зависимости Блазиуса не более 4%. Для стационарных режимов в дискретно-шероховатом канале отклонение результатов авторов от [18] не превышало 12%, что вполне приемлемо с учетом высокой чувствительности сопротивления к геометрическому параметру d/D в окрестности значения 0,9.

Как и для теплоотдачи, оценивался коэффициент увеличения гидравлического сопротивления от влияния нестационарности потока. Он представлял собой отношение гидравлического сопротивления в условиях нестационарности потока ξ к опытному значению ξ_{cr} в том же самом дискретно-шероховатом канале при стационарном потоке с таким же числом Рейнольдса. Оказалось, что это отношение практически не зависит от числа Рейнольдса. Зависимость ξ / ξ_{cr} при относительном шаге выступов t/D=1 от факторов нестационарности потока представлена на рис.7. Значками показаны экспериментальные значения ξ / ξ_{cr} , сгруппированные в отно-

сительно узком диапазоне относительных амплитуд пульсаций. Именно неодинаковыми значениями β в значительной степени обусловлен разброс данных в пределах группы. Как видно из рисунка, прирост сопротивления имеет выраженный максимум в окрестности Sh=0,6 с быстрым снижением в обе стороны от экстремума. Данные с относительным среднеквадратичным отклонением 7% обобщены зависимостью

$$\xi / \xi_{co} = 1 + 0.31\beta^{1.75} + 1.9\beta e^{-1.5|\ln(Sh/0.6)|}.$$
 (1)

Рассчитанные по этой зависимости значения ξ / $\xi_{c\tau}$ при пяти значениях β показаны линиями на рис.7. Отметим, что предложенная аппроксимация данных дает «острый» экстремум, тогда как в экспериментах он скруглен, но отклонение находится в пределах разброса данных.



Рис.7. Зависимость относительного коэффициента гидравлического сопротивления ДШК от параметров нестационарности потока при t/D=1

Повышение гидравлического сопротивления при пульсациях потока отчасти связано с нелинейной зависимостью скоростного напора и потерь давления со скоростью потока, из-за которой средний скоростной напор при пульсациях потока выше скоростного напора при средней скорости. Эту прибавку сопротивления учитывает член $0,31\beta^{1,75}$, полученный на основе теоретического анализа связи потерь давления при квазистационарном (Sh стремится к нулю) режиме пульсаций потока в канале для турбулентных режимов. Основная же часть увеличения сопротивления по отношению к стационарному режиму связана с перестройкой структуры течения при обтекании выступов пульсирующим потоком. В определенном диапазоне Sh и β в следе за выступом образуются мощные «разгонные» вихри [19], существенно интенсифицирующие массообмен между отрывной областью и внешним потоком. Следствием этого является почти двукратное уменьшение размеров отрывной области [14] и увеличение разрежения за выступом. А уровнем разрежения определяется профильное сопротивление выступов (интеграл давления по площади в проекции на направление оси канала).

Сравним полученные результаты по теплообмену и гидравлическому сопротивлению в пульсирующем потоке при сравнительно умеренной относительной амплитуде пульсаций скорости потока $\beta=0,4$ и различных относительных частотах пульсаций Sh. Результаты оценок приведены в таблице. При $\beta=0,4$ значения Nu/Nu_{ст} получены из рис.6, а $\xi /\xi_{cт}$ вычислены по (1). Отметим, зависимость Nu/Nu_{ст}(Sh) согласуется и с данными [19], полученными при обтекании одиночного выступа.

| Sh | 0,5 | 1,0 | 1,5 | 2,0 | 2,5 |
|---------------------|------|------|------|------|------|
| Nu/Nu _{ct} | 1,05 | 1,12 | 1,25 | 1,37 | 1,45 |
| ξ /ξ _{cτ} | 1,64 | 1,41 | 1,25 | 1,18 | 1,15 |

Как видно из таблицы, во всем диапазоне Sh наложенные пульсации потока интенсифицируют теплообмен. Но наиболее перспективной для повышения теплогидравлической эффективности при $\beta=0,4$ является область Sh=1,5 – 2,5, в которой дополнительный прирост теплоотдачи от нестационарных эффектов опережает прирост гидравлического сопротивления.

Сопоставление данных по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению в условиях пульсаций потока в ДШК показало, что определенном сочетании факторов нестационарности потока прирост теплоотдачи опережает прирост гидравлического сопротивления. Полученные результаты открывают новые возможности повышения теплогидравлической эффективности теплообменников и систем охлаждения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показана возможность дополнительной интенсификации конвективного теплообмена при турбулентном течении в канале с дискретношероховатой стенкой за счет наложенных пульсаций потока. Установлены сочетания параметров нестационарности потока, при которых прирост теплоотдачи от нестационарных эффектов опережает прирост гидравлического сопротивления. Наложенная нестационарность потока быть использована для повышения теплогидравлической эффективности теплообменников и систем охлаждения с дискретно-шероховатыми каналами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты №№13-08-97050, 13-08-00504.

Список литературы:

- Леонтьев А.И., Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Попов И.А. Эффективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок // Изв. РАН. Энергетика. 2005. №1, С.75-91.
- Букреев В.И., Шахин В.М. Сопротивление трения и потери энергии при турбулентном пульсирующем течении в трубе. // Изв. АН СССР. Мех. жидк. и газа. 1977. № 1 – с. 160-162.
- Ковальногов Н.Н. Структура течения и особенности турбулентного обмена в пограничном слое динамически нестационарного потока в каналах //Изв. РАН. Энергетика. 1995. №2. с. 107-117.
- Mizushina T., Maruyama T., Hirasawa H. Structure of the turbulence in pulsating pipe flows // J. Chem. Eng. Japan – 1975 – Vol. 8, № 3 – р. 210-216 и др.
- Gündoğdu M.Y., Carpinlioğlu M.Ö. Present State of Art on Pulsatile Flow Theory // Jap. Soc. Mech. Eng. B. 1999. Vol.42. No.3. p. 384-410.

- Галицейский Б.М, Рыжов Ю.А, Якуш Е.В. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках. М.: Машиностроение, 1977. 256 с.
- Saric S., Jakirlic S., Tropea C. A Periodically Perturbed Backward-Facing Step Flow by Means of LES, DES and T-RANS: An Example of Flow Separation Control // Journal of Fluids Engineering. Sept. 2005. Vol.127. Pp.879-887.
- Lee T.S., Shi Z.D. Numerical Study of Effects of Pulsatile Amplitude for Transitional Turbulent Pulsatile Flow in Pipes with Ring-Type Constrictions // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 1999. 30. Pp.813-830.
- Pozarlik A.K., Panara D., Kok J.B.W., van der Meer T.H. Heat Transfer in a Recirculation Zone at Steady-State and Oscillating Conditions - The Back Facing Step Test Case // Proceedings 5th European Thermal-Sciences Conference; Editors: Stoffels G.G.M., van der Meer T.H. and van Steenhoven A.A., Eindhoven, 2008.
- Mullin T., Greated C.A., Grant I. Pulsating Flow over a Step // Phys. Fluids. April 1980. 23(4). Pp.669-674.
- Jarosinski W. Various experimental methods to study heat transfer from the heated rib-roughed wall to a steady or pulsating flow // Journal of KONES Internal Combustion Engines. 2003. vol. 10. № 3-4.P.1.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Теплообмен в турбулентной отрывной области при наложенных пульсациях потока // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т.15. № 2. С.229-236.

- Михеев Н.И., Давлетшин И.А., Молочников В.М. Теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Тепловые процессы в технике. 2009. Т.1. №8. С.314-317.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М. Отрыв пульсирующего потока. // Доклады Академии наук. 2007. т.417. №6. С.760-763.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Отрывная область при обтекании препятствия пульсирующим потоком в канале // Изв. РАН. МЖГ. 2010. №5. С.85-90.
- Давлетшин И.А., Душина О.А., Занько Ф.С., Михеев Н.И., Молочников В.М. Турбулентный отрыв потока и характеристики теплообмена в условиях гидродинамической нестационарности // Изв. РАН. Энергетика. 2011.– №1. С. 56-69.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М., Романов Д.И. Сопротивление круглой трубы при пульсационном изменении расхода // Изв. РАН. Механика жидкости и газа.– 2006. №3. С.96-101.
- Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Копп И.З., Мякочин А.С. Эффективные поверхности теплообмена М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока //Теплофизика высоких температур. 2012. №3. С.442-449.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-1-05

УДК 693.5:536.24+532.51

ВНЕШНИЙ ТЕПЛООБМЕН ТАНДЕМА МОДЕЛЕЙ ЗДАНИЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В СЛЕДЕ

Мокшин Д.И.¹, Коробков С.В.¹, Гныря А.И.¹, Терехов В.И.²

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет, 630003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты цикла экспериментальных исследований распределения локального и среднего теплообмена по модели здания, расположенного в следе за впередистоящим объектом тех же геометрических размеров. Изучалось влияние изменения расстояния между призмами в продольном (L1) и поперечном (L2) направлении относительно движения воздушного потока.

введение

Актуальность темы исследования обусловлена чрезмерным потреблением энергии, как в процессе возведения, так и при эксплуатации зданий и сооружений в России, особенно в Сибирском регионе.

В настоящее время жилые здания в средней полосе России расходуют на нужды отопления от 350 до 800 кВт.ч/м² год. В условиях Сибири и Крайнего Севера на отопление панельных домов уходит около 1000 кВт.ч/м² год.

Проведение измерений локальной и средней теплоотдачи является необходимым этапом моделирования тепловых потерь зданий и сооружений. Кроме интегральных тепловых потерь важное значение имеют данные по определению локальных зон с повышенным теплопереносом, где возможна потеря прочности ограждений в период их возведений. Для описания процессов теплообмена необходимы дополнительные исследования структуры течения воздушного потока и, соответственно, коэффициентов конвективного теплообмена.

В реальных условиях здания и сооружения находятся, как правило, в окружении достаточно близко расположенных, геометрически подобных объектов. Наличие окружающих тел приводит в исследуемом объекте к изменению аэродинамической картины обтекания и перестройке распределения коэффициентов теплоотдачи. Особенно сильное влияние, как это следует из литературных источников [1-3], наблюдается в том случае, когда испытуемое тело располагается в аэродинамическом следе от впередистоящего по потоку от него препятствия.

Результаты натурных наблюдений дают наиболее исчерпывающее, всестороннее представление о локальной и средней теплоотдачи зданий и сооружений. Однако натурные наблюдения и эксперименты имеют ряд недостатков. Во-первых, для выяснения закономерностей какого-либо явления его целесообразно выделить в чистом виде. Во- вторых, натурные исследования очень громоздки и сложны с организационной точки зрения. И наконец, самое существенное заключается в том, что при проведении натурных экспериментов мы почти лишены возможности варьировать формой и размерами здания, скоростью и направлением ветра, местоположением здания и т.д.

За последнее десятилетие значительно возросло количество расчётных работ по данной тематике на специальных универсальных пакетах прикладных программ: CFX, VP2/3, FLUENT, σ -Flow, Flowvision, StarCD и др. В настоящее время здесь достигнут значительный прогресс. Однако сложный трехмерный характер отрывных потоков и особенно процесс их интерференции при обтекании системы преград, существенно снижают возможности методов численного моделирования.

В связи с перечисленными трудностями исследований отрывных течений и теплообмена был выбран метод физического моделирования. Работ, направленных на изучение структуры течения и теплообмена как одиночной призмы, так и их системы в литературе обнаружено сравнительно мало. Большинство имеющихся работ посвящены изучению среднего теплообмена и не дают информации о локальных значениях α_k.

Полученные рядом авторов критериальные зависимости не учитывают изменение коэффициента теплоотдачи от таких важных факторов, как форма модели, определяющего размера и местоположения, ограничиваясь при этом лишь углом атаки и скоростью воздушного потока. Эти результаты имеют ограниченный характер и не отражают в полной мере физике взаимодействия модели с потоком воздуха при вынужденной конвекции.

Недостаток информации о влиянии вышеперечисленных параметров явился основанием для проведения экспериментального исследования. Данная работа посвящена детальному экспериментальному исследованию конвективному теплообмену двух моделей зданий в виде квадратных призм, расположенных на различных расстояниях друг от друга. Были проведены две серии экспериментов. В первой из них модели располагались в следе друг за другом по направлению ветра на различных удалениях. В другой серии призмы располагались со смещением в поперечном направлении вплоть до выхода задней призмы из аэродинамического следа, создаваемого впереди стоящей призмой.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Все эксперименты были выполнены на специальном аэродинамическом стенде, методика обработки и проведения изложены в работах [4, 5]. В качестве исследуемых моделей были выбраны квадратные призмы с геометрическими размерами 50х50х300 мм. В качестве характерного масштаба при определении критериев подобия (числа Re и Nu) принимался поперечный размер призмы а = 50 мм (рис.1.).



Рис. 1. Схема расположения исследуемой модели «2» относительно модели «1», $\varphi = 0^{\circ}$.

Показания снимались только с одной из моделей, находящейся ниже по потоку течения. Конструктивная схема исследуемой модели представлена на рис. 2.

В качестве омического проволочного нагревателя использовалась нихромовая проволока. Для более равномерного нагрева шаг навивки проволоки составил 2,5 мм. А для выравнивания теплового потока использовались медные пластины толщиной 0,8 мм. Прогрев производился со всех сторон призмы. В опытах поддерживался тепловой режим q_{ст} = const.



Рис. 1. Схема коммутации модели с относительной высотой H/a=6,0: 1 Пластины из нержавеющей стали δ=1 мм; 2 Электроизоляция δ=0,2 мм;

3 Медные пластины δ=0,8 мм; 4 Текстолит. каркас δ=5 мм; 5 Утеплитель из минеральной ваты; 6 Эпоксидная смола; 7 Нихромовая проволока δ= 0,4 мм.

Локальная температура стенок опытной модели измерялась при помощи термопар (ХК), зачеканенных на одной из граней призмы на наружной поверхности расположенные в горизонтальных и вертикальных сечениях (рис.2). При этом в экспериментах нагревались все боковые поверхности призмы.



Рис. 2. Схема расположения термопар на мооели с относи тельной высотой H/a=6

Особенностью этой модели является то, что исследуемая грань была разделена на сегменты, изолированные друг от друга, а пластина была изготовлена из малотеплопроводного материал (нержавеющая сталь), что позволило снизить погрешность измерения за счет снижения продольных перетечек тепла.

Опыты были проведены на аэродинамической трубе ТГАСУ открытого типа, работающей на всасывание. Поперечное сечение канала было 0.4 х 0.4 м и длиной рабочей части 1,2 м. Загромождение канала в зависимости от высоты модели изменялось в диапазоне 1.5 ÷ 9.3%. Профиль скорости в ядре потока был равномерным, а толщина пограничного слоя к месту установки модели составляла ~20 мм.

Опыты выполнены при фиксированном числе Рейнольдса $Re=4,25\cdot10^4$ и двух крайних углах атаки воздушного потока $\varphi=0^0$ и 45⁰ градусов.

Локальный коэффициент теплоотдачи измерялся по формуле:

$$\alpha_{k,i} = \frac{q_w}{T_{wi} - T_0}$$

где qw – удельный тепловой поток с поправкой на излучение, BT/m^2 ; *Twi* и *TO* – локальная температура стенки в измеряемой точки и набегающего воздушного потока соответственно, ⁰С. Погрешность определения коэффициента теплоотдачи не превышала < 7,6%.

Средние коэффициенты теплоотдачи по каждой грани призмы и по всей поверхности призмы находились усреднением локальных величин, измеренных по горизонтальным и вертикальным осям грани. Среднее число Нуссельта определялось как:

$$\overline{Nu} = \frac{\overline{\alpha_k} \cdot a}{\lambda} \ u \ \overline{\overline{Nu}} = \frac{\overline{\overline{\alpha_k}} \cdot a}{\lambda},$$

где $\overline{\alpha_k}$ и $\overline{\overline{\alpha_k}}$ – средние коэффициенты теплоотдачи по отдельной грани и по всей призме соответственно, Вт/(м^{2.0}C); *a* – длина ребра модели призмы, м; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м.^oC).

Была проведена программа тестовых испытаний, подтверждающая достоверность измерительных методик. Тестовые измерения по теплообмену в лобовой точке проводились аэродинамическом стенде на базе лаборатории по исследованию аэродинамики и тепло- и массообмена Томского государственного архитектурностроительного университета (ФГБОУ ВПО ТГАСУ) и ФГБУН Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ТЕПЛООБ-МЕНА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ МОДЕЛЯМИ (L1)

На рис. 3-6. представлены картины визуализации пристенного течения воздушного потока вдоль расположенных в тандеме призм при изменении



Рис. 3 Картина обтекания ряда из двух приз с линейным расположением моделей при L1/a=0, Re=4,25·10⁴, φ=0⁰



Рис. 4. Картина обтекания ряда из двух приз с линейным расположением моделей при L1/a=6,0, Re=4,25·104, φ =00



Рис. 5. Картина обтекания ряда из двух приз с линейным расположением моделей при L1/a=0, Re=4,25·104, φ =450



Рис. 6. Картина обтекания ряда из двух приз с линейным расположением моделей при L1/a=6,0, Re=4,25·104, φ=450

расстояния между ними в продольном (линейное расположение моделей, L1/а) направлении относительно движения воздушного потока.

Визуализация проводилась с помощью нанесений саже - масляного покрытия на дно аэродинамической трубы в окрестности расположения моделей. Состав, толщина покрытия и время экспозиции подбирались экспериментально в зависимости от скорости потока и его температуры.

Анализируя визуализационные картины течения воздушного потока вдоль ряда из двух призм можно сделать вывод, что при увеличения расстояния между призмами L1/а картина обтекания второй призмы приближается к картине обтекания впередистоящей призме, а следовательно, одиночной призмы. При этом отчетливо обнаруживаются те же режимы течения, что и при обтекании потоком воздуха одиночно стоящей призмы.

Характер изменения среднего по граням теплообмена в зависимости от расстояния между призмами L1/а при углах атаки воздушного потока $\varphi=0^{0}$ и 45⁰ показан на рис. 7 и 8. Для сравнения на этих рисунках представлены данные для $L1/a \rightarrow \infty$, что соответствовало случаю обтекания одиночной призмы на плоскости [6-8].

Из рис. 7. видно, что при увеличении расстояния L1/а между призмами (H/a=6,0), в отличие от тел кубической формы (H/a=1,0) коэффициент теплоотдачи не увеличивается, приближаясь к значениям отдельно стоящей модели, а уменьшается, так как максимальная теплоотдача находится именно при минимальном расстоянии между моделями.







Из рис.8 следует, что отрывные течения между призмами усиливают свое влияние на вторую модель на расстояниях $L1/a = 0.5 \div 4.0$. При L1/a>4.0 значения приближаются к данным для отдельно стоящей призме.

Для прогнозирования тепловых потерь наибольший практический интерес представляют данные по средней теплоотдачи от всей поверхности призмы. Такие опытные результаты представлены на рис. 9. при $\varphi=0^0$ и 45⁰.

Как следует из рис. 9. независимо от угла атаки воздушного потока, по мере удаления призм друг от друга, наблюдается интенсификация теплосъема с поверхности исследуемой второй призмы. Средняя теплоотдача от призмы при $\varphi=0^{\circ}$ с увеличением L1/a от 0,5 до 5,5 сначала увеличивается на 14%, но затем снижается на 20% до L1/a=27,0. При $\varphi=45^{\circ}$ происходит снижение теплоотдачи на 33%, наблюдается практически линейное распределение на всем расстоянии L1/a=0,5÷27,0. Как при $\varphi=0^{\circ}$, так и при $\varphi=45^{\circ}$, значение коэффициента теплоотдачи не изменяется, если L1/a более 27,0.



Рис. 9. Зависимость среднего по всей поверхности модели числа Нуссельта от расстояния между моделями L1/a, $\varphi = 0^0$ и 45⁰, $U_0 = 14$ м/с: • $\varphi = 0^0$ (данные настоящей работы); \Box - $\varphi = 0^0$ (опыты [9]); • - $\varphi = 45^0$ (данные настоящей работы); \circ - $\varphi = 45^0$ (опыты [9]).

Механизм снижения теплообмена при увеличении расстояния между призмами L1/а, как свидетельствуют наши визуализационные наблюдения, объясняется тем, что экспериментальная модель имеет небольшой размер поперечного сечения, вследствие чего отсутствует застойная зона между моделями, воздушный поток подвергается «поджатию», скорость ветра увеличивается, усиливаются вихреобразования и отрывные течения, что приводит к увеличению значений коэффициентов теплообмена.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ТЕПЛООБ-МЕНА ПРИ СМЕЩЕНИИ МОДЕЛЕЙ (L2)

На рис. 10-13. представлены картины течения воздушного потока вдоль тандема призм при изменении расстояния между ними в поперечном направлении относительно движения воздушного потока. При этом вторая призма находилась на одном и том же отдалении (L1a = 3.0).



Рис. 10. Картина обтекания ряда из двух приз с нелинейным расположением моделей при L1/a=3; L2/a=0,5; Re=4,25·10⁴; $\varphi=0^0$



Рис. 11. Картина обтекания ряда из двух приз с нелинейным расположением моделей при L1/a=3; L2/a=1,0; Re=4,25·10⁴; $\omega = 0^0$



Рис. 12. Картина обтекания ряда из двух приз с нелинейным расположением моделей при L1/a=3; L2/a=1,5; $Re=4,25\cdot10^4$;



Рис. 13. Картина обтекания ряда из двух приз с нелинейным расположением моделей при L1/a=3; L2/a=2,0; Re=4,25·10⁴; $\varphi=0^0$

Анализируя визуализационные картины течения воздушного потока вдоль ряда из двух призм можно сделать вывод, что по мере увеличения расстояния между призмами L2/а, позади стоящая призма выходит постепенно из аэродинамического следа первой модели. При этом картина обтекания второй призмы приближается к картине обтекания впередистоящей призмs, а следовательно, одиночной призмы и в этом случае отчетливо обнаруживаются те же режимы течения, что и при обтекании потоком воздуха одиночно стоящей призмы.

Характер изменения среднего по граням теплообмена в зависимости от расстояний между призмами L1/a и L2/a при угле атаки воздушного потока $\varphi=0^0$ показан на рис. 14-17. Для сравнения на этих рисунках представлены данные для L2/a $\rightarrow\infty$, что соответствовало случаю обтекания одиночной призмы на плоскости [6].

Из рис. 14-17. следует, что по мере удаления призм друг от друга на расстояние L2/а, наблюдается интенсификация теплосъема с поверхности исследуемой второй призмы. При разных расстояниях между моделями L1/а смещение от продольной оси канала на расстояние L2/а приводит к увеличению разницы между средними коэффициентами граней исследуемой модели вплоть до 53%. Nu



Рис. 14. Теплообмен граней модели в зависимости от сещения между моделями L2/a, $\varphi=0^0$, $U_0=14$ м/с, L1/a=0,5:

 ◆- средний по грани А-В; ◆- средний по грани В-С; ◆- средний по грани С-D; ◆- средний по грани D-А; ◆- средний по призме. Nu



Рис. 15. Теплообмен граней модели в зависимости от расстояния между моделями L2/a, φ=0⁰, U₀=14 м/с, L1/a=1,0:

• средний по грани A-B;

• средний по грани B-C;

• средний по грани C-D;

• средний по грани D-A;

• средний по призме.



Рис. 16. Теплообмен граней модели в зависимости от расстояния между моделями L2/a, $\varphi = 0^0$, $U_0 = 14$ м/с, L1/a=1,5:

 +- средний по грани А-В; ◆- средний по грани В-С; ◆- средний по грани С-D; ◆- средний по грани D-А; ◆- средний по призме. Nu



Рис. 17. Теплообмен граней модели в зависимости от расстояния между моделями L2/a, φ=0⁰, U₀=14 м/с, L1/a=2,0:

 +- средний по грани А-В; ◆- средний по грани В-С; ◆- средний по грани С-D; ◆- средний по грани D-А; ◆- средний по призме.

На рис. 18. представлены результаты по средней теплоотдачи от всей поверхности призмы при изменении расстояний L1/a и L2/a между ними, $\varphi = 0^0$.



Рис. 18. Зависимость среднего по всей поверхности модели числа Нуссельта от расстояния между моделями L2/a, φ =00, U0=14 м/с: \bullet -L1/a=0,5; \bullet -L1/a=1,0; \bullet -L1/a=3,0; \bullet -L1/a=6,0;

Из рис. 18. видно, что смещение модели на расстояние L2/а по разному влияет на величину среднего коэффициента теплоотдачи от всей призмы. При максимальном сближении, когда расстояние между призмами L1/a=0,5 и 1,0 смещение относительно продольной оси эффективно при L2/a равном более 1,0, при среднем удалении L1/a=3,0 величина L2/a должна быть более 1,5, и при большом удалении L1/a=6,0 – L2/a более 2,0. Микания, что требует проведения дополнительных исследований.



Рис.9 Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности цилиндра: $a - \beta = 0.4$; $\delta - 0.6$: 1 - стационарный режим (Re = 4473); <math>2 - второй режим обтекания (Re = 4657, Sh = 0.156); 3 - третий режим обтекания (Re = 4510, Sh = 0.426); 4- четвертый режим обтекания (Re = 4583; Sh = 0.69)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучено влияние пульсаций внешнего потока на вихреобразования И процесс характеристики теплопередачи поперечно обтекаемого кругового цилиндра. На основе данных визуализации течения в ближнем следе цилиндра выделено четыре наиболее характерных режима его обтекания. На первом режим картина формирования вихрей с поверхности цилиндра практически не отличается от стационарной. Второй режим характеризуется формированием в ближнем следе за цилиндром в фазе ускорения потока двух крупномасштабных почти симметричных вихрей, причем наблюдается попеременное опережение образования вихря сначала с одной, а затем с другой стороны цилиндра. На третьем режиме в фазе ускорения потока жидкость огибает цилиндр вплоть до углов $\phi \approx 180 - 250^\circ$, а затем отрывается от его поверхности с формированием вихревой дорожки с попеременным следованием вихрей. Четвертый режим соответствует полной подстройке процесса вихреобразования под частоту наложенных пульсаций: с противоположных кромок цилиндра в фазе ускорения потока срывается пара симметричных вихревых структур. Установлено, что при одной и той же частоте наложенных пульсаций в зависимости от амплитуды пульсаций могут реализовываться различные режимы обтекания цилиндра. По результатам исследований построена карта режимов обтекания цилиндра в пространстве безразмерной частоты и относительной амплитуды пульсаций набегающего потока.

Измерения локальных и осредненных характеристик теплообмена на наиболее характерных режимах обтекания цилиндра пульсирующим потоком показали возможность интенсификации теплообмена с поверхности поперечно обтекаемого цилиндра при помощи наложенных пульсаций внешнего потока. Установлено, что интенсификация теплоотдачи достигается за счет увеличения коэффициента теплоотдачи в кормовой области цилиндра. Наибольший прирост среднего коэффициента теплоотдачи по сравнению со стационарным режимом обтекания составляет 17% и соответствует режиму полной подстройки вихреобразования под частоту наложенных пульсаций потока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № №№13-08-00359, 13-08-00504, 14-01-31067.

Список литературы:

- Попов И.А., Махянов Х.М., Гуреев В.М. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Интенсификация теплообмена. – Казань: Центр инновационных технологий. 2009.– 560с.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Отрывная область при обтекании препятствия пульсирующим потоком в канале // Изв. РАН МЖГ. – 2010. №5. С.85-90.
- Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур.- 2012, том 50, №3, с. 442-449.
- C. Barbi, D.P. Favier, C.A. Maresca, D.P. Telionis, Vortex shedding and lock-on of a cylinder in oscillatory flow // J. Fluid Vech. 1986. №170, P.527-544.
- D.P. Telionis, M.Gundapp and T.E.Diller, On the organization of flow and heat transfer in the near wake of a circular cylinder in steady and pulsed flows // ASME, 1992. v.114, P.348-355.
- C. E. Andraka, T. E. Diller, Heat transfer distribution around a cylinder in pulsating crossflow // ASME Eng.Gas Turbines Power. 1985. v.107. P. 976-982
- M. Gundappa T. E. Diller, The effects of free stream turbulence and flow pulsation on heat transfer from a cylinder in crossflow // ASME J, Heslt Tramfer 1991. V. 113, P.776-779.
- G.F. Al-Sumaily, M.C. Thompsona Forced convection from a circular cylinder in pulsating flow with and without the presence of porous media // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. Vol. 61, P. 226–244.
- H.J.Sing, K.S.Hwang, J.M.Hyin. Experimental study on mass transfer from a circular cylinder in pulsating flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. Vol.37. No.15. P.2203-2210.
- Mulcahey T.I., Pathak M.G., Ghiaasiaan S.M. The effect of flow pulsation on drag and heat transfer in an array of heated square cylinders // International Journal of Thermal Sciences.- 2013.- Vol.64.- Pp.105-120.
- Kikuchi Y., Suzuki H., Kitagawa M., Ikeya K. Effect of Pulsating Strouhal Number on Heat Transfer around a Heated Cylinder in Pulsating Cross-Flow // JSME International Journal. Series B.- 2000.-Vol.43.- No.2.- P.250-257.
- Н. С. Душин, А. Н. Михеев, Н. И. Михеев, В. М. Молочников. Экспериментальная установка для исследования пульсирующих турбулентных течений // Приборы и техника эксперимента. – 2014. № 4, с. 120–123.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-07

УДК 532.517.6 ТЕПЛООТДАЧА НАГРЕТОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Молочников В.М.,¹, Михеев Н.И.¹, Михеев А.Н.¹

¹ Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН, 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе выполнена визуализация обтекания цилиндра в пульсирующем внешнем потоке и измерение распределенного коэффициента теплоотдачи на его поверхности. По данным визуализации построена карта режимов обтекания цилиндра в пространстве изменения безразмерной частоты и относительной амплитуды наложенных пульсаций. Выделены четыре характерных режима. Установлено, что на каждом режиме наблюдается прирост среднего по поверхности цилиндра коэффициента теплоотдачи в пульсирующем потоке по сравнению со стационарным обтеканием. Наибольшая интенсификация теплоотдачи получена на режиме полной подстройки процесса вихреобразования под частоту наложенных пульсаций потока. Выявлен механизм увеличения средней теплоотдачи, который заключается в существенной интенсификации массо- и теплообменных процессов в подветренной области цилиндра за счет «разгонных» вихрей.

введение

Интенсификация процессов передачи тепла в теплообменниках, ядерных реакторах и других технических устройствах часто связана с проблемой увеличения теплосъема с поверхности поперечно обтекаемой трубы (цилиндра) или пучка труб (системы цилиндров). Эта проблема решается, в основном, за счет развития поверхности теплоотдачи при помощи различного вида оребрений, а также турбулизации пограничного слоя на внешней поверхности труб [1]. Однако такой подход связан с увеличением гидравлического сопротивления и, следовательно, с дополнительными затратами на прокачку теплоносителя. По этой причине продолжается поиск более эффективных способов интенсификации теплоотдачи. Весьма привлекательным представляется использование для этих целей нестационарных процессов. Так, данные исследований последних лет показали, что при отрыве пульсирующего потока за препятствиями наблюдается существенное (до 40%) повышение средней теплоотдачи в отрывной области по сравнению со стационарным случаем [2-3]. При этом рациональный выбор параметров нестационарности позволяет обеспечить опережающий прирост теплоотдачи по сравнению с увеличением гидравлического сопротивления.

Различные проблемы взаимодействия пульсирующего потока с поперечным цилиндром рассмотрены в [4– 10]. Основное внимание в этих исследованиях уделяется явлению подстройки процесса формирования вихрей под частоту наложенных пульсаций потока [4, 5]. Гораздо меньше информации о теплоотдаче цилиндра в условиях внешней нестационарности и эта информация часто противоречива. Так, в экспериментах [6] не было обнаружено значительного увеличения средней теплоотдачи цилиндра при частоте гармонических пульсаций внешнего потока как ниже, так и выше частоты вихреобразования и относительной амплитуде пульсаций до 25%. Аналогичный результат получен и в [7]. С другой стороны, данные численного моделирования [8] показали, что теплоотдача с поверхности нагретого цилиндра в канале и структура течения в его ближнем следе изменяется по числу Рейнольдса, частоте (числу Струхаля Sh) и амплитуде наложенных пульсаций. Обнаружено наличие максимума в зависимости теплоотдачи от частоты пульсаций внешнего потока, причем с увеличением числа Рейнольдса таких максимумов может быть два. Установлено, что при высоком значении амплитуды пульсаций наблюдается подстройка процесса срыва вихрей под частоту наложенных пульсаций практически при всех значениях частоты (за исключением Sh = 0.5). Синг и др. [9] изучали локальный массообмен с поверхности поперечно обтекаемого цилиндра в пульсирующем потоке при помощи техники нафталиновой сублимации. Они показали, что за счет пульсаций внешнего потока интенсификация массообмена наблюдается в подветренной области цилиндра. Прирост массоотдачи увеличивается с ростом частоты наложенных пульсаций, особенно на режимах подстройки вихреобразования под эту частоту. Однако при больших числах Рейнольдса, когда частота вихреобразования становится значительно выше частоты пульсаций внешнего потока, влияние пульсаций на интенсивность массообмена снижается. Увеличение теплоотдачи пучка нагретых труб квадратного поперечного сечения с ростом числа Рейнольдса набегающего потока и частоты его пульсаций обнаружено Малкахи и др. [10] на основе численного моделирования с использованием ламинарной двумерной модели.

Кикучи и др. [11] на основе анализа результатов PIV измерений мгновенных полей скорости поперечного цилиндра в пульсирующем потоке выделили четыре характерных режима его обтекания, отличающихся особенностями формирования крупномасштабных вихревых структур. Установлена взаимосвязь локальной и средней теплоотдачи поверхности цилиндра с этими режимами. Для анализа влияния параметров нестационарности потока на теплоотдачу используются числа Рейнольдса и Струхаля, рассчитанные по амплитуде пульсаций скорости потока. Показано, что наибольший эффект влияния наложенных пульсаций наблюдается при полной подстройке вихреобразования под частоту наложенных пульсаций потока. Обнаружено наличие максимумов зависимости среднего числа Нуссельта от безразмерной частоты наложенных пульсаций. Однако данных о связи структуры течения в ближнем следе цилиндра с амплитуды наложенных пульсаций авторы не приводят.

Перестройка процесса вихреобразования за поперечно обтекаемым круговым колеблющимся цилиндром экспериментально и численно исследована Д. Рокуэллом [12], а данные о теплоотдаче этого случая обтекания цилиндра получены Т.Малаховой [13]. Вихревая структура течения в ближнем следе цилиндра [12, 13] при некоторых значениях частоты и амплитуды его колебаний качественно согласуется с результатами работы [11]. При этом какого-либо существенного прироста средней теплоотдачи за счет продольных колебаний цилиндра практически для всех режимов колебаний получено не было, но при некотором сочетании частоты и амплитуды суммарная теплопередача оказалась в несколько раз выше, чем в случае неподвижного цилиндра [13]. Однако экспериментального подтверждения результаты исследования теплоотдачи [13] пока не получили. Кроме того, переносить результаты [12, 13] на обтекание неподвижного цилиндра пульсирующим потоком было бы некорректно, поскольку система координат, связанная с колеблющимся цилиндром, не является инерциальной.

В настоящей работе исследуется процесс вихреобразования и теплоотдача при обтекании цилиндра пульсирующим потоком в широком диапазоне частот и амплитуд наложенных пульсаций. Анализ полученных результатов позволил построить карту режимов течения в пространстве безразмерной частоты и относительной амплитуды пульсаций. Установлена взаимосвязь прироста теплоотдачи с поверхности цилиндра с вихревой структуры течения в его ближнем следе.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследование теплоотдачи с поверхности нагретого цилиндра в пульсирующем поперечном внешнем потоке проводились в специализированной экспериментальной установке (рис.1).



Рис.1. Схема экспериментальной установки

Рабочий участок 3 установки имел квадратное поперечное сечение 0,4×0,4 м², длину 2,73 м и был снабжен плавным входом 1. Одна из стенок участка была выполнена из стекла для наблюдения и видеосъемки течения, а примыкающая к ней стенка имела прозрачную вставку для формирования светового ножа в исследуемой области течения. Расход воздуха обеспечивался через установку радиальным вентилятором, работающим на всасывание. В выходном сечении рабочего участка располагалась предварительно отградуированная расходная шайба 4, служащая для контроля среднего значения расхода через участок. Для измерения перепада давления на расходной шайбе служил штуцер для отбора давления 5. Наложенные пульсации потока в рабочем участке создавались специальным устройством (пульсатором) б, схема которого показана на рис.2. Пульсатор содержит расходный узел 1 и узел управления частотой и амплитудой пульсаций потока 2 с электродвигателем 6. Среднее значение расхода воздуха регулируется изменением площади проходного сечения узла 1 перемещением поперек потока цилиндрического управляющего элемента 3. Пульсации потока создаются периодическим изменением проходного сечения узла 2 вращающейся заслонкой 5, а амплитуда пульсаций регулируется путем перемещения втулки 4 вместе с закрепленным на ней электродвигателем 6 в направлении оси узла. При этом изменяется площадь проходного сечения узла 2, «обслуживаемого» вращающейся заслонкой. Частота наложенных пульсаций потока (вращения заслонки) изменяется частотным преобразователем, который позволяет плавно регулировать и стабилизировать скорость вращения вала двигателя 6 (заслонки 5).



Рис.2. Схема устройства для создания пульсаций потока

Цилиндр 2 (рис.1) диаметром d = 110MM устанавливался в плоскости симметрии рабочего участка на расстоянии 1 м от его входа. Для визуализации обтекания цилиндра в поток вводились специальные трассеры, представляющие собой мелкие взвешенные капли глицерина размером от 1 до 5 мкм. Источником трассеров являлся генератор аэрозоли «FOG 2010 Plus», устанавливаемый перед входом в рабочий участок установки. Визуализация потока выполнялась в световом ноже. который создавался лазером непрерывного действия KLM-532/5000. Видеосъемки проводились скоростной монохромной видеокамерой Fastec HiSpec с частотой 100 кадров/с при максимальном разрешении кадров 1280×1024 пикселей.

Цилиндр был выполнен из полипропиленовой трубы с толщиной стенки $\delta = 2$ мм, а его торцы закрывались герметичными заглушками. При такой конструкции цилиндра коэффициент теплоотдачи с его поверхности можно определять на основе метода регулярного режима по темпу изменения температуры (охлаждения) стенки цилиндра, поскольку число Био существенно меньше 0,1 даже для случая свободной конвекции. Перед началом теплового опыта цилиндр нагревался до температуры приблизительно 70°С. Измерение локальной температуры стенки цилиндра осуществлялось при помощи 16 хромель-копелевых термопар, с равным шагом расположенных по полуокружности цилиндра от лобовой точки до угловой координаты $\phi = 180^{\circ}$. Спаи термопар заделывались в стенку цилиндра изнутри через специальные отверстия, затем поверхность цилиндра обрабатывалась до начального состояния. Холодные спаи термопар выводились через одну из торцевых заглушек цилиндра и отверстие в стенке рабочего участка за его пределы.

Предварительный нагрев цилиндра с системой термопар до заданной температуры проводился в термошкафу. После установки цилиндра в рабочий участок холодные спаи до начала эксперимента охлаждались при помощи вентиляторов, расположенных вне рабочего участка установки, до температуры окружающей среды. Таким образом, термопары измеряли температуру стенки цилиндра относительно температуры набегающего потока (окружающей среды).

Перед проведением исследований теплоотдачи с поверхности цилиндра в пульсирующем потоке были выполнены тестовые эксперименты, которые включали исследование свободной конвекции с поверхности вертикально расположенного цилиндра и измерение средней теплоотдачи поперечно обтекаемого цилиндра в стационарном внешнем потоке. Эксперименты в условиях свободной конвекции показали, что отличие локальных коэффициентов теплоотдачи α в различных точках по периметру цилиндра не превышает 8%. При обтекании цилиндра стационарным внешним потоком средний по периметру цилиндра коэффициент теплоотдачи (число Нуссельта) оказался выше теоретического значения на 7%. По этой причине в дальнейшем теплоотдача с поверхности цилиндра на пульсирующих режимах течения сопоставлялась с экспериментальными величинами, полученными при обтекании цилиндра стационарным потоком. При исследовании структуры течения в ближнем следе поперечно обтекаемого нагретого цилиндра и теплоотдачи с его поверхности в пульсирующем потоке число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру цилиндра *d* и средней скорости внешнего потока *U*, варьировалось в диапазоне $\text{Re} = (0.19 - 1.06) \times 10^4$. Безразмерная частота наложенных пульсаций Sh = f d/U изменялась от 0 до 0.8, а относительная амплитуда пульсаций $\beta = A_U/U$ – от 0 до 0.8. Здесь f - частота наложенных пульсаций потока; $A_{\rm II}$ – амплитуда пульсаций. Подробная информация о характеристиках потока в рабочем участке установки представлена в [12]. Здесь отметим, что по результатам термоанемометрических измерений скорости потока в рабочем участке в области расположения цилиндра установлено, что изменение скорости потока по времени не является строго гармоническим. Поэтому за амплитуду пульсаций была принята статистически наиболее устойчивая оценка $A_{\rm U} = \sqrt{2} s_{\rm U}$, где $s_{\rm U}$ – полученные из эксперимента среднеквадратичные пульсации скорости потока в диапазоне частот, охватывающем основную и первую кратную ей гармоники.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ результатов визуализации позволил выделить четыре характерных режима обтекания цилиндра пульсирующим потоком. На первом, квазистационарном режим, картина формирования вихрей и динамика вихревой структуры течения в его следе за цилиндром практически не отличаются от случая обтекания цилиндра стационарным внешним потоком (рис.3).

На втором режиме в фазе ускорения потока за цилиндром формируется пара почти симметричных вихрей, линейный масштаб которых близок к диаметру цилиндра, а образование вихря в двух последовательных периодах пульсаций происходит чуть раньше сначала с одной, затем с другой поверхности цилиндра (рис.4).





Рис.4. Картина формирования крупномасштабных вихревых структур на втором режиме обтекания цилиндра пульсирующим потоком

Третий режим (рис.5) характерен тем, что в фазе ускорения потока жидкость безотрывно обтекает одну из сторон цилиндра до угловой координаты $\varphi = 180 - 250^{\circ}$, отсчитываемой от лобовой точки, и лишь затем отрывается от поверхности цилиндра с образованием вихря, который в фазе торможения сносится внешним потоком. В следующем периоде наложенных пульсаций безотрывное обтекание цилиндра до $\varphi = 180 - 250^{\circ}$ наблюдается уже на противоположной стороне цилиндра.



Puc.5. Картина формирования крупномасштабных вихревых структур на третьем режиме обтекания цилиндра пульсирующим потоком

На четвертом режиме происходит полная подстройка процесса вихреобразования под частоту наложенных пульсаций: в фазе ускорения потока с обеих сторон цилиндра срываются два симметричных вихря, линейный масштаб которых существенно меньше, чем на остальных режимах (рис.6).



Рис.6. Подстройка процесса вихреобразования под частоту наложенных пульсаций потока (четвертый режим)

Результаты экспериментов показали, что принадлежность характера вихреобразования к тому или иному из обозначенных выше режимов определяется не только безразмерной частотой, но и относительной амплитудой наложенных пульсаций. На рис. 7,*a* и δ представлены данные визуализации обтекания цилиндра при одинаковых значениях числа Рейнольдса Re_d = 3400 и частоты наложенных пульсаций Sh = 0.48, но при различной относительной амплитуде пульсаций β : рис.7,*a* соответствует β = 0.35, а рис.7, δ – β = 0.45. Как видно из рисунков,



Рис.7. Визуализация обтекания цилиндра пульсирующим потоком при $Re_d = 3400$ и Sh = 0.48: $a - \beta = 0.35$, $\delta - 0.45$ при $\beta = 0.35$ реализуется третий режим обтекания цилиндра, а увеличение амплитуды до $\beta = 0.45$ приводит к полной подстройке процесса формирования вихрей под частоту наложенных пульсаций потока (четвертый режим).

Анализ результатов визуализации позволил построить карту режимов обтекания цилиндра в пространстве изменения безразмерной частоты Sh и относительной амплитуды наложенных пульсаций потока β (рис.8). Как видно из рисунка, области существования каждого из описанных выше режимов обтекания цилиндра имеют хорошо определяемые границы, а при одинаковом значении Sh и Re возможно, в зависимости от амплитуды пульсаций, существование двух разных режимов обтекания цилиндра.



Рис. 8. Карта режимов обтекания цилиндра пульсирующим потоком. Различными значками обозначена принадлежность структуры обтекания цилиндра к соответствующим режимам

Исследования теплоотдачи цилиндра проводились при значениях параметров наложенной нестационарности, соответствующих всем четырем описанным выше режимам. На рис.9 в качестве примера представлены распределения локальных безразмерных коэффициентов теплоотдачи по поверхности цилиндра для всех четырех режимов его обтекания. Здесь по оси абсцисс откладывалось число Фресслинга Nu/Re^{0,5}, поскольку в экспериментах наблюдалось некоторое отличие реализуемых чисел Рейнольдса. Рис.9,*а* соответствует относительной амплитуде пульсаций β =0.4, рис.9,*б* – β =0.6.

Как видно из рисунков, интенсификация теплоотдачи обнаружена на всех пульсирующих режимах обтекания цилиндра. Как и ожидалось, в лобовой части цилиндра, коэффициенты теплоотдачи близки друг к другу. Существенный прирост коэффициента теплоотдачи наблюдается, начиная с углов ф, приблизительно равных 75°. Именно в этой области наложенные пульсации потока вызывают значительное изменение вихревой структуры обтекания цилиндра. Интегрированием полученных в экспериментах распределений локальных коэффициентов теплоотдачи по поверхности цилиндра по угловой координате определялись значения средней теплоотдачи. Наибольший прирост среднего коэффициента теплоотдачи (17%) получен на режиме обтекания, соответствующем полной подстройке вихреобразования под частоту наложенных пульсаций потока, при амплитуде пульсаций $\beta = 0.6$. Анализ полученных данных показал, что изменение амплитуды пульсаций потока в рамках одного и того же режима оказывает влияние на распределение коэффициента теплоотдачи по поверхности цилиндра и, соответственно, на прирост его среднего значения. Это влияние, по-видимому, связано с некоторым изменением структуры течения в ближнем следе за цилиндром в рамках соответствующего режима его обте-

a

б
нимальное смещение L2/a=0,5 и 1,0 приводит к увеличению конвективного коэффициента теплоотдачи при всех расстояниях L1/a от 3% до 13%.

Механизм снижения теплообмена при увеличении расстояния между призмами L2/а, как свидетельствуют наши визуализационные наблюдения, объясняется тем, что вторая модель, находящаяся ниже по потоку, выходит из аэродинамического следа впереди стоящей модели. При этом снижается воздействие отрывных течений на призму в следе и ослабляется процесс вихреобразования, что приводит к уменьшению значений коэффициентов теплообмена и картина обтекания постепенно приближается к одиночной призме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Выявлено, что при изменении расстояния между моделями L1/а и L2/а происходит интенсификация локальной и средней теплоотдачи призмы находящейся ниже по потоку. Установлено, что линейное месторасположение моделей отрицательно влияет на вторую модель, только увеличение расстояния между моделями L1/а способствует уменьшению коэффициентов теплоотдачи. При расположении моделей со смещением в поперечном направлении выявлено, что смещение модели, находящейся ниже по потоку, эффективно только при максимальном сближении L1/a=0,5; 1,0 если L2/а более 1,0, когда она выходит из следа впередистоящей.

2. Установлена зависимость изменения локального и интегрального коэффициентов теплоотдачи моделей зданий призматической формы от их взаимного расположения на плоскости. При этом изменялось расстояние между моделями, как в продольном (в следе), так и поперечном направлениях.

 Полученные данные по локальной и средней теплоотдаче для призм при вариации расстояний L1/а и L2/а между ними позволяют оценить величины тепловых потерь, а также тепловое состояние зданий призматической формы

> Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-08-00505а.

Список литературы:

1. E.R. Meinders, T.H. Van Der Meer, K. Hanjalic Local convective heat transfer from an array of wall-mounted cubes // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1997. Pp. 335–346.

2. E.R. Meinders, K. Hanjalic Vortex structure and heat transfer in turbulent flow over a wall-mounted matrix of cubes // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1999. Pp. 255–267.

3. E.R. Meinders, K. Hanjalic Experimental study of the convective heat transfer from in-line and staggered configurations of two wall-mounted cubes // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2002. Pp. 465–482.

4. Мокшин Д.И. Методика проведения и обработки экспериментов по исследованию локальной и средней теплоотдачи зданий и сооружений / Д.И. Мокшин, С.В. Коробков // Наука и современность. -2014. -№ 31. -С. 112-122.

5. Мокшин Д.И. Расчет локального коэффициента конвективной теплоотдачи с помощью программы ЭВМ / Д.И. Мокшин, С.В. Коробков // Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты. -2014. -№ 13. -С. 216-223.

6. Мокшин Д.И. Исследование среднего теплообмена отдельно стоящих квадратных призм / Д.И. Мокшин, С.В. Коробков // Фундаментальные и прикладные исследования: проблемы и результаты. -2014. -№ 13. -С. 196-202.

7. Гныря А.И., Терехов В.И., Коробков С.В. Результаты визуализации течения воздушного потока вдоль ряда из двух кубов, расположенных на плоскости друг за другом // Вестник ТГАСУ. – 2009. - №3. -С. 117-124.

8. Терехов В.И., Гныря А.И., Коробков С.В. Структура течения и теплообмен от одиночного куба, расположенного на поверхности при различных углах атаки // Теплофизика и аэромеханика. – 2010. – Т.17, №4. – С. 521-533.

9. Гныря А.И., Коробков С.В., Терехов и др. Влияние угла атаки набегающего потока воздуха на процесс теплообмена тел, имеющих форму квадратной призмы // Вестник ТГАСУ. –2010. – №3. – С. 136-147.



УДК 532.5+532.527

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-09

ДВИЖЕНИЕ В ЖИДКОСТИ ПЛАВУЧЕГО ВИХРЕВОГО КОЛЬЦА, СОДЕРЖАЩЕГО ВОХДУХ, ПО НАПРАВЛЕНИЮ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Никулин В.В.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследовано движение в воде вихревого кольца, несущего воздух, по направлению силы тяжести. Воздух переносится внутри тороидального ядра вихря в виде отдельных пузырьков. Определены зависимости от пройденного пути диаметра кольца, визуализированного пузырьками воздуха и скорости его движения при различных значениях начальной скорости. Найден угол расширения вихревого кольца.

введение

Исследованиям движения вихревых колец в однородных средах, а также вихрей, всплывающих в поле тяжести и содержащих более легкую среду, чем окружающая, посвящено значительное количество работ. Было установлено, что при движении диаметр кольца в зависимости от пройденного расстояния увеличивается по закону близкому к линейному. При этом угол расширения для всплывающих вихрей оказался на порядок больше, чем для вихрей в однородной жидкости [1,2]. Однако движение плавучих вихревых колец по направлению силы тяжести (т.е. сверху вниз) оказалось практически не изученным. Данный процесс представляет научный и практический интерес с точек зрения проблемы динамики завихренности в том числе в неоднородной жидкости и задач, связанных с явлениями переноса и перемешивания.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию движения в воде вихревого кольца, несущего воздух, по направлению силы тяжести, определению закономерностей изменения размеров кольца и скорости его движения в зависимости от пройденного пути.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальная установка представляет собой вертикальный сосуд высотой 1200 мм, сечением 190×220 мм, заполненный водой. В верхней части сосуда установлена цилиндрическая камера с ориентированным вертикально вниз выходным соплом. Диаметр камеры 35 мм, сопла – 20 мм. Для образования колец из камеры поршнем импульсно вертикально вниз выбрасывается струя воды. Поршень движется под действием копира, перемещающегося горизонтально. Копир за счет своей формы в виде прямоугольной трапеции сообщает поршню движение в вертикальном направлении. В свою очередь копир двигается в результате удара по нему маятника. Маятник ударяет по копиру в нижней своей точке, длина маятника 1100 мм, ход копира 35 мм, поршня — 20 мм. Таким образом, в силу несжимаемости воды, длина струи составляет примерно 60 мм. На нижней

плоской поверхности сопла на расстоянии 2 мм от отверстия помещаются пузырьки воздуха, общим объемом 0.4 – 0.5 см³. При истечении струи пузырьки захватываются формирующимся вихрем, а затем под действием центробежной силы попадают в его торообразное ядро, где собираются на осевой линии тора, перемещаясь вместе с вихрем. Движение вихревого кольца регистрируется скоростной видеокамерой. Производится теневая съемка на просвет, при этом положение ядра вихря визуализируется из-за наличия в нем пузырьков воздуха. Измеряется видимый внешний диаметр торообразного ядра, его скорость в зависимости от расстояния до сопла и времени движения. В качестве значения скорости берется средняя скорость при перемещении кольца на 10 -20 мм в окрестности рассматриваемой координаты. Начальный внешний диаметр кольца во всех экспериментах составляет 30±1,5 мм. Начальная скорость изменяется от 48 до 300 см/с. При меньших скоростях пузырьки плохо захватываются вихрем.

На рис.1 приведена фотография, на которой изображены пузырьки воздуха, захваченные в ядро вихревого кольца, и край генератора вихрей. По таким фотографиям производилась обработка экспериментов.



Рис. 1. Фотография пузырьков воздуха, захваченных в ядро вихревого кольца. Начальная скорость вихря 72см/с.

На рис.2 показано изменение внешнего диаметра кольца в зависимости от расстояния до сопла для трех различных значений начальной скорости: 48; 72 и 140 см/с. На рис.3 – зависимость скорости кольца от расстояния до сопла для тех же начальных значений скорости. Сплошные линии на рис.2 – линейные регрессии, проведенные по экспериментальным точкам.



Рис. 2. Зависимость внешнего диаметра кольца d от расстояния до сопла z при различных начальных скоростях движения вихря: 1 – 48 см/с; 2 – 72см/с; 3 – 140см/с. Сплошные линии – линейные регрессии, проведенные по экспериментальным точкам.



Рис. 3. Зависимость скорости движения вихревого кольца v от расстояния до сопла z при различных начальных скоростях движения вихря: 1 – 48 см/с; 2 – 72см/с; 3 – 140см/с.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из рис. 2 следует, что при движении вихря наблюдается слабое увеличение диаметра кольца. Угол расширения кольца, вычисленный по диаметру и пройденному пути, согласно линейным регрессиям, примерно равен $(5-10)\cdot 10^{-3}$. Таким образом, угол расширения в данных экспериментах не превосходит угла расширения вихревого кольца в однородной жидкости [1] и более чем на порядок величины меньше угла расширения всплывающего вихревого кольца [2].

В работе [3] показано, что увеличение угла расширения для всплывающего вихря по сравнению с вихрем в однородной жидкости происходит в результате действия подъемной силы, направленной в сторону движения. Как показывают настоящие эксперименты, действие подъемной силы в направлении против движения не приводит к увеличению угла расширения вихревого кольца по сравнению с вихрями в однородной жидкости.

В отличие от диаметра кольца скорость его движения изменяется гораздо сильнее. Согласно рис. 3 происходит убывание скорости примерно в 2 – 3 раза по сравнению с начальным значением. В то же время диаметр изменяется гораздо меньше, не более, чем на 20%. Это означает, что происходит значительное уменьшение циркуляции скорости, примерно такое же, как и скорости движения, поскольку скорость движения кольца пропорциональна циркуляции и обратно пропорциональна его диаметру.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате экспериментальных исследований показано, что при движении сверху вниз в воде плавучего вихревого кольца, содержащего воздух, его угол расширения более чем на порядок меньше угла расширения всплывающего вихря и не превосходит угол расширения вихря в однородной жидкости. Уменьшение скорости движения происходит более быстро, чем можно ожидать при столь малых углах расширения, что может быть связано с быстрым уменьшением циркуляции скорости.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-08-00226а.

Список литературы:

- 1. Д.Г. Ахметов. Вихревые кольца. Новосибирск. 2007. 152с.
- Заславский Б.И., Сотников И.М. Экспериментальное исследование движения всплывающих вихревых колец // ПМТФ. 1983. № 1. С. 20-26.
- Никулин В.В. Аналитическая модель движения турбулентных вихревых колец в несжимаемой жидкости // ПМТФ. 2014. № 4. С. 11-18.



УДК 530.18

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №1-10

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ТРЕХМЕРНЫЕ СОЛИТОНЫ (КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ) В ЗАКРЫТЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ

Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634021, Россия, Томск, пл. Академика Зуева, 1

АННОТАЦИЯ

Проведено моделирование когерентных структур в среде закрытых помещений путём численного решения уравнений гидродинамики. Под закрытым помещением понимается замкнутое пространство без обмена веществом среды на границах. Приведены результаты решения шести краевых задач: павильон спектрографа и подкупольное помещение крупных астрономических телескопов (БСВТ и БТА), кубическое помещение, плоская квадратная кювета, труба квадратного сечения, пристеночная турбулентность (термики). Показано, что внутри помещений наблюдаются уединённые крупные вихри (когерентные структуры или топологические солитоны). В случае одинаковых краевых условий картины осреднённых движений, полученные численным моделированием и независимо зарегистрированные авторами ранее экспериментально (в воздухе помещений БСВТ и БТА) практически совпадают.

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Когерентные структуры в атмосфере и в закрытых помещениях

Экспериментальные данные измерений параметров турбулентности обнаруживают существование в открытой турбулентной атмосфере и в воздухе закрытых помещений детерминированных образований – когерентных структур. Например, наши исследования характеристик турбулентности в воздухе закрытых помещений [1-4, 29] выявили в них стабильные вихревые образования – конвективные ячейки Бенара. Дискретный когерентный каскадный распад ячеек Бенара приводит к возникновению когерентной турбулентности в помещении.

А.С. Монин и А.М. Яглом [5, 6, 31] определяют когерентную структуру как неслучайную нелинейную устойчивую суперпозицию крупномасштабных компонент турбулентности.

Однако процесс распада гидродинамической ячейки, как установлено в наших работах [1-4, 7-10, 29, 32, 33-35], продолжается до самых мелких вихрей, которые ещё могут существовать в воздухе. Поэтому в [7-10, 32, 33] понятие «когерентная структура» расширено. Гидродинамической когерентной структурой называется компактное образование, включающее в себя долгоживущую пространственную (обычно, вихревую) структуру, возникающую в результате продолжительного действия термодинамических градиентов, и продукты её дискретного когерентного каскадного распада. В расширенном понимании когерентная структура есть уединённое солитонное решение уравнений гидродинамики. Это либо односолитонное решение, либо один солитон в многосолитонном решении. В открытой атмосфере часто наблюдаются области с преобладающим действием одной когерентной структуры (спектр флуктуаций температуры в инерционном интервале имеет степенное 8/3-убывание) [1-4, 7-17, 29, 32, 33, 33, 35]. Такая область пространства называется областью когерентной турбулентности. В одной когерентной структуре продукты её распада образуют семейство вихрей, синфазных (когерентных) главному вихрю.

В атмосфере обычно имеются когерентные структуры разных размеров, у которых частоты главных вихрей неодинаковы (некратны, несоизмеримы). При смешивании таких разных когерентных структур элементы одного семейства будут несинфазные (некогерентные) элементам другого семейства. Поэтому турбулентность, возникающую при смешивании разных когерентных структур, естественно называют некогерентной.

Как показывают наши данные [18-20], любой спектр турбулентности в атмосфере (для температуры и компонент скорости) представляется в виде суммы спектров разных когерентных структур, имеющих различные размеры (внешние масштабы турбулентности). При этом смешивание вихрей с разными частотами главных вихрей даёт в итоге некогерентную колмогоровскую турбулентность (5/3-убывание спектра).

Следовательно, когерентную структуру можно рассматривать как основной базовый структурный элемент, из которых состоит турбулентность.

В целом можно сказать, что если когерентные структуры имеют близкие размеры и «хорошо смешаны», то наблюдается локальная изотропия турбулентности, описываемая колмогоровским спектром [18-20]. Если же одна из когерентных структур существенно больше других, то наблюдается анизотропия турбулентности, описываемая спектром когерентной турбулентности.

Когерентная турбулентность отличается от некогерентной колмогоровской турбулентности более быстрым убыванием турбулентного спектра (скорости или температуры) в инерционном интервале и меньшим вкладом высокочастотных компонент [1-4, 7-17, 29, 32, 33, 35].

Как показано в [7-10, 21-23, 32, 33], в когерентной турбулентности происходит ослабление фазовых флуктуаций оптического излучения. Этот эффект позволил нам выработать ряд рекомендаций по оптимальному размещению наземных астрономических телескопов [21-23, 34, 35].

Когерентные структуры могут принимать различные формы (от уединённой упорядоченной вихревой структуры, типа ячейки Бенара, до систем периодически распределённых в пространстве гидродинамических возмущений, типа систем разнообразных валов и др.).

Укажем основные свойства когерентных структур [1-4, 7-17, 33, 35]: 1. Распадающуюся пространственную структуру, представляющую собой главный энергонесущий вихрь, можно назвать порождающей ячейкой (структурой). 2. Частота когерентно распадающегося главного вихря является основным признаком когерентной структуры. 3. Размеры когерентной структуры нечеткие. Течения, внешние по отношению к главному вихрю, могут переносить продукты его распада на значительные расстояния, образуя длинный турбулентный след. 4. Время жизни когерентной структуры определяется временем действия термодинамических градиентов. 5. Когерентная структура содержит как крупномасштабную, так и мелкомасштабную турбулентность. 6. Как предельный случай сильной устойчивости, когерентная структура может состоять только из одной долгоживущей порождающей структуры. Тогда порождающая структура представляет собой некоторую конфигурацию ламинарного течения. 7. Смешивание когерентных структур с различными частотами главных вихрей и с разными (отличающимся не более, чем в 8 раз) размерами даёт в итоге некогерентную колмогоровскую турбулентность.

1.2 Программное обеспечение

Когерентная структура соответствует уединённому солитонному решению уравнений гидродинамики – уравнений Навье-Стокса:

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = v \,\Delta \boldsymbol{u} - \rho^{-1} \,\nabla p + \boldsymbol{f}; \tag{1}$$
$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0.$$

где u – скорость, t – время, p – давление, v – кинематическая вязкость, ρ – плотность, f – ускорения сторонних сил.

Для описания конвекции в жидкостях и газах уравнения Навье-Стокса обычно записываются в приближении Буссинеска [5, 6, 31]:

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = \boldsymbol{v} \,\Delta \boldsymbol{u} - \rho_0^{-1} \nabla \boldsymbol{p} + \beta T \boldsymbol{g}; \qquad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \nabla T = \boldsymbol{\chi} \,\Delta T;$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0,$$

где T – отклонение абсолютной температуры от равновесной (T – абсолютная температура при перенормировке давления), χ – коэффициент температуропроводности, g – ускорение свободного падения, β – коэффициент объёмного расширения, ρ_0 – плотность при равновесной абсолютной температуре T_0 .

Решение указанных уравнений позволяет моделировать когерентные структуры. Это делает возможным дальнейшее исследование свойств турбулентности, которая образуется различными когерентными структурами [18-20]. Предварительное моделирование когерентных структур необходимо также на этапе планирования экспериментов по исследованию характеристик турбулентности.

Аналитическое решение уравнений Навье-Стокса вследствие их нелинейности является сложной задачей. Поэтому для решения подобных задач обычно применяются численные методы. В связи с появлением в последнее время достаточно быстрых и доступных компьютеров численное решение уравнений гидродинамики стало возможным с удовлетворительной точностью в приемлемые сроки. Одной из целей настоящей работы является моделирование когерентных структур в закрытых помещениях путём численного решения уравнений гидродинамики. Под закрытым помещением здесь понимается замкнутое пространство (комната, павильон, купол, кювета и т.п.) без обмена веществом среды на границах в отсутствие внешнего ветра. Указанную задачу гидродинамики стало возможно численно решить с помощью специализированных пакетов свободного программного обеспечения, имеющихся в настоящее время.

Нами использовано The Gerris Flow Solver [24] – свободное программное обеспечение (ПО) для решения уравнений в частных производных, описывающих задачи гидродинамики. ПО распространяется в открытых исходных кодах свободно и бесплатно. ПО разработал Stéphane Popinet.

Краткое резюме основных возможностей ПО [24]: ПО решает зависящие от времени с переменной плотностью уравнения Эйлера, Стокса или Навье-Стокса; решает линейные и нелинейные уравнения мелкой воды; адаптивное изменение расчётной сетки: разрешение приспосабливается к градиентным особенностям течения; полностью автоматическая генерация сетки в сложной геометрии; второй порядок точности по пространству и времени; неограниченное количество пассивных индикаторов переноса/диффузии; гибкая спецификация дополнительных источников; полная поддержка параллелизации вычислений с использованием библиотеки MPI, динамическое распределение нагрузки, независимая автономная визуализация; схема переноса метода объёма жидкости для соприкасающихся межфазных потоков; точная модель поверхностного натяжения; многофазная электрогидродинамика.

Эффективность и требуемая точность программного обеспечения [24] проверена и подтверждена на достаточно широком классе 100 типичных тестовых задач [25-27], решение которых даёт удовлетворительные результаты.

2. ПАВИЛЬОН СПЕКТРОГРАФА (БСВТ)

2.1. Краевая задача

Для проведения численного эксперимента нами сформулирована краевая задача, в качестве граничных условий которой использованы результаты натурных измерений [1-4, 29], проведённых нами в нескольких экспедициях по изучению астроклимата Сибири, в частности, результаты измерений в павильоне спектрографа Большого солнечного вакуумного телескопа (БСВТ), расположенного в п. Листвянка, Иркутская обл. (рис. 1а). Краевая задача соответствует условиям реального эксперимента в БСВТ.

Модель павильона спектрографа (рис. 1б) имеет размеры, соответствующие реальным размерам павильона (Ш×В×Г): 16 M × 5 M × 7 M.

Граничные условия Дирихле: температура $T_{min} = 285.1^{\circ}K; T_{Max} = 287.15^{\circ}K; T_{top side} = T_{left side} = T_{back side} = T_{front}$ side = $T_{min}; T_{right side} = T_1(r), T_{bottom} = T_2(r), T_{1,2}(r) - экспе$ риментально измеренные[1-4, 29] распределения темпе $ратуры; <math>T_{msepo.mex} = T_{bottom}(r),$ где твердые тела: бетонные основания зеркал, подставки, столы, блоки; скорость $U_{\partial\Omega}$ = $V_{\partial\Omega} = W_{\partial\Omega} = 0$ (U - x-компонента скорости; V - yкомпонента; W - z-компонента; $\partial\Omega$ – граница объёма). Начальные условия: $T_0 = T_{min}$; давление $P_0 = 94643$ Па (710 мм.рт.ст).

Измеренные температурные градиенты: $\nabla T_{\text{вертикальн.}} = 0.41 \text{ °}K/M, \nabla T_{\text{горизонтальн.}} = 0.028 \text{ °}K/M.$

Внутри павильона подобная воздуху среда: кинематическая вязкость $\nu = 13 \cdot 10^{-6} \ m^2/c$; плотность $\rho = 1 \ \kappa c/m^3$.



Рис. 1. а – Большой солнечный вакуумный телескоп (БСВТ); 6 – Модель (схема) павильона спектрографа. Вид спереди.



Рис. 2. Экспериментально зарегистрированная приближённая картина осреднённых движений воздуха в павильоне спектрографа БСВТ [1-4, 29] в вертикальной плоскости. Эллипсы –

траектории осреднённых движений

В результате решения поставленной краевой задачи получена картина движения воздуха в павильоне спектрографа БСВТ в параметрах векторного поля скорости и скалярных полей температуры и давления (рис. 3).



Рис. 3. Картина движения воздуха, полученная в результате моделирования когерентных структур в павильоне спектрографа БСВТ. Вид спереди. Сплошные линии – линии тока движений. Краевые условия и средние температурные градиенты внутри помещения соответствуют данным рис. 2.

Из сравнения данных рис. 2 и рис. 3 можно видеть, что в вертикальной плоскости, расположенной в центре павильона спектрографа БСВТ, картина движения воздуха, полученная в результате численного моделирования, практически совпадает с ранее экспериментально [1-4, 29] зарегистрированной картиной осреднённых движений воздуха в этом же павильоне. Как видно из рис. 3 и рис. 4, внутри помещения наблюдаются уединённые крупные вихри (когерентные структуры, топологические солитоны). Совместно эти вихри можно интерпретировать как аналог конвективной ячейки Бенара, сформированной в закрытом прямоугольном объёме.



Рис. 4. а – вид слева, б – общий вид (сверху слева спереди), в – вид справа. Сплошные линии – линии тока.

2.3 Спектральный анализ





б

Рис. 5. а – Временной частотный спектр флуктуаций температуры WT. Моделирование. График в правом верхнем углу – экспериментальный спектр WT [1-4, 29].

6 – Схема расположения точек измерения параметров. Вид спереди сверху.

Теоретический спектр оказывается практически таким же, как и ранее зарегистрированный экспериментальный спектр [1-4, 29].

3. КУПОЛ ТЕЛЕСКОПА (БТА)

3.1. Краевая задача

В 2012 г. (с 22 по 31 октября) были выполнены экспериментальные исследования (далее – Эксперимент в БТА 2012 г.) дневного астроклимата специализированного (подкупольного) помещения Большого телескопа азимутального (БТА, рис. 6а), Специальная астрофизическая обсерватория РАН, п. Нижний Архыз, Зеленчукский район, Карачаево-Черкесская республика, РФ. Измерения выполнены коллективом авторов настоящей работы (Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН) с поддержкой сотрудниками САО РАН Власюком В.В. и Якоповым Г.В. Измерения проведены с использованием ультразвуковой метеостанции в точках по объёму подкупольного пространства при закрытом и открытом куполе. Дополнительно проведены длительные измерения (долговременные ряды наблюдений) с использованием метеостанции на 20-метровой метеовышке, находящейся на площадке вблизи БТА.

Результаты измерений показали (см. рис.6б), что в подкупольном пространстве БТА наблюдаются два крупных вихря с вертикальными осями и максимальными диаметрами около 16 м (рис. 6б). В каждой точке измерений спектр флуктуаций температуры в инерционном интервале имеет 8/3 - степенное убывание (с последующим более быстрым убыванием). Спектры становятся колмогоровскими (5/3 - степенное убывание) только при измерениях непосредственно в открытой щели телескопа. Параметры вихрей в БТА существенно отличаются от параметров в БСВТ. Например, средняя скорость движения воздуха внутри вихря на БТА составляет около 1 м/с, а на БСВТ – около 0.1 м/с [1-4, 29].

Для проведения моделирования нами сформулирована следующая краевая задача. Модель купола (рис. 5а) имеет следующие размеры ($\emptyset \times B$): 45.2 $M \times 22.6 \, M$. Граничные условия Дирихле: температура $T_{min} = 293 \, {}^{\circ}K; T_{max}$ = 300 ${}^{\circ}K; T_{dome surface} = T(\theta) -$ распределение температуры; $T_{ochoвания}$ – не задана (далее T_{\sim}); $\theta = 60^{\circ}$ – зенитный угол Солнца; нулевые скорости на границах: $U_{\partial\Omega} = V_{\partial\Omega}$ = $W_{\partial\Omega} = 0 (U - x$ -компонента скорости; V - y-компонента; W - z-компонента; $\partial\Omega$ – граница объёма). Начальные условия: $T_0 = 290^{\circ}K$; давление $P_0 = 94 \, \kappa \Pi a$.

Внутри купола подобная воздуху среда: кинематическая вязкость $v = 13 \cdot 10^{-6} \ m^2/c$; плотность $\rho = 1 \ \kappa c/m^3$. Модель купола внутри пуста, то есть конструкции телескопа и другое оборудование отсутствуют.

Обращенная к Солнцу сторона нагревается до максимальной температуры T_{max} в точке под прямыми солнечными лучами; по мере удаления от точки максимума температура плавно уменьшается до T_{min} . Температура других неосвещенных сторон – T_{min} (рис. 56).



Рис. 5. а – Модель (схема) купола телескопа с нагреваемой Солнцем стороной. Вид справа. 6 – Нагреваемая Солнцем поверхность купола (соответствует рис. 5а). Вид справа.

3.2. Эксперимент и моделирование



Рис. 6. а – Большой телескоп азимутальный (БТА). б – Экспериментально [Эксперимент в БТА 2012 г.] зарегистрированная приближённая картина движений воздуха в подкупольном пространстве БТА. Два воздушных вихря с вертикально ориентированными осями вращения. Вид сбоку.

В результате решения поставленной краевой задачи получена картина движения воздуха внутри модели купола в параметрах векторного поля скорости и скалярных полей температуры и давления (рис. 7).



Рис. 7. Картина движения воздуха внутри модели купола (моделирование): а – вид сверху, б – горизонтальное сечение поля скоростей (вид сверху), в – вид снизу, г – общий вид. Сплошные линии – линии тока.

Из сравнения данных рис. **6**б и рис. 7 можно видеть, что картина движения воздуха, полученная в результате численного моделирования когерентных структур (рис. 7) практически совпадает с ранее независимо экспериментально зарегистрированной нами картиной осреднённых движений воздуха в подкупольном пространстве БТА (рис. 6б). Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают наличие в куполе БТА двух воздушных вихрей с вертикально ориентированными осями.





Рис. 8. Фазы формирования конвективных ячеек Бенара (общий вид): эволюция слева направо. зарождение двух вихрей с вертикально ориентированными осями вращения. Сплошные линии – линии тока.

На рис. 8 показаны фазы эволюции (слева направо) вихрей с вертикальными осями вращения. Совместно эти вихри можно интерпретировать как аналог конвективной ячейки Бенара, сформированной в закрытом объёме купола.





Рис. 9. а – Временной частотный спектр флуктуаций температуры W_T. Моделирование. График в правом верхнем углу – экспериментальный спектр W_T. 6 – Схема расположения точек измерения параметров. Вид спереди сверху.

Теоретический спектр оказывается практически таким же, как и ранее зарегистрированный экспериментальный спектр.

4. КУБИЧЕСКОЕ ПОМЕЩЕНИЕ

4.1. Краевая задача

Для проведения численного эксперимента нами сформулирована следующая краевая задача.

Модель кубического помещения (рис. 10a) имеет следующие размеры ($B \times III \times \Gamma$): 3 $M \times 3 M \times 3 M$.

Граничные условия Дирихле: температура $T_{max} = 10^{\circ}$; $T_{min} = T_{max} / \exp(1) \approx 3.7^{\circ}$; $T_{top \ side} = T_{left \ side} = T_{back \ side} = T_{front}$ side $= T_{right \ side} = T_{min}$; $T_{bottom} = T_{max}$; скорость $U_{\partial\Omega} = V_{\partial\Omega} =$ $W_{\partial\Omega} = 0 \ (U - x$ -компонента скорости; V - y-компонента; W - z-компонента; $\partial\Omega$ – граница объёма).

Внутри куба подобная воздуху среда: кинематическая вязкость $v = 13 \cdot 10^{-6} \, m^2/c$; плотность $\rho = 1 \, \kappa c/m^3$.

4.2. Моделирование

В результате решения поставленной краевой задачи получена картина движения внутри модели куба в параметрах векторного поля скорости и скалярных полей температуры и давления (рис. 10).



Рис. 10. а – Модель (схема) кубического помещения. Вид спереди. б – Картина движения внутри модели кубического помещения (моделирование): вид сверху, г – вид снизу; в – вид сверху горизонтального сечения поля скоростей (вблизи верхней стороны). Сплошные линии – линии тока.

В результате моделирования обнаружены воздушные вихри с горизонтально ориентированными осями (рис. 10, 12).



Рис. 11. Фазы формирования конвективных ячеек Бенара (общий вид): эволюция слева направо. Сплошные линии – линии тока.





Рис. 12. Картина движения внутри модели кубического помещения (моделирование): а – вид сбоку (сплошные линии – линии тока), б – вертикальное сечение поля скоростей;

 в – Схема расположения точек измерения параметров (вертикальные сеточные плоскости построены для понимания расположения точек).

Как видно из рис. 10 и рис. 12, внутри закрытого кубического помещения наблюдаются уединённые крупные вихри (когерентные структуры, топологические солитоны) с горизонтально ориентированными осями.



Рис. 13. Временной частотный спектр флуктуаций температуры W_T (моделирование): а – в точке РО2, б – Р12.

Теоретические спектры имеют 8/3-убывание в большей части инерционного интервала (рис. 13). Такое убывание соответствует когерентной турбулентности.

5. ПЛОСКАЯ КВАДРАТНАЯ КЮВЕТА

5.1. Краевая задача

Для проведения численного эксперимента нами сформулирована следующая краевая задача.

Модель кюветы (рис. 14а) имеет следующие размеры (Ш×В×Г): 24 $_{MM}$ × 3 $_{MM}$ × 24 $_{MM}$.

Граничные условия Дирихле: температура $T_{max} = 50^{\circ}$; $T_{min} = 0^{\circ}$; $T_{top} = T_{min}$; $T_{bottom} = T_{max}$; $T_{left side} = T_{back side} = T_{front}$ side = $T_{right side}$ – не заданы (T_{\sim}); скорость $U_{\partial\Omega} = V_{\partial\Omega} = W_{\partial\Omega} =$ 0 (U - x-компонента скорости; V - y-компонента; W - zкомпонента; $\partial\Omega$ – граница объёма).

Внутри куба подобная силиконовому маслу среда: кинематическая вязкость $v = 50 \cdot 10^{-6} m^2/s$; плотность $\rho = 980 \ kg/m^3$.

5.2. Моделирование

В результате решения поставленной краевой задачи получена картина движения внутри модели кюветы в параметрах векторного поля скорости и скалярных полей температуры и давления (рис. 14).





Рис. 14. а – Модель (схема) кюветы. Вид спереди сверху. б – Вид сверху горизонтального сечения поля температур на уровне 5% высоты кюветы.

в – Вид сверху горизонтального сечения поля температур на уровне 75% высоты кюветы.

г – Изотермическая поверхность T = 17°. Вид спереди сверху.

Как видно из рис. 14, в кювете наблюдается периодическая структура из конвективных ячеек Бенара упорядоченная (выровненная) вдоль диагоналей квадрата (диагональная симметрия).

5.3. Спектральный анализ



Рис. 15. а – Временной частотный спектр флуктуаций температуры W_T (моделирование).

 б – Схема расположения точек измерения параметров (вертикальная сеточная плоскость построена для понимания расположения точек). Вид спереди сверху.

Данные рис. 15 показывают, что теоретический спектр температуры практически на всем протяжении инерционного интервала близок к колмогоровскому (5/3-колмогоровское убывание). Соответствующее когерентной турбулентности 8/3-убывание наблюдается только в узкой окрестности максимума. Колмогоровский спектр можно объяснить присутствием в кювете неоднородностей с широким диапазоном размеров.

6. ТРУБА КВАДРАТНОГО СЕЧЕНИЯ

6.1. Краевая задача

Для проведения численного эксперимента нами сформулирована следующая краевая задача.

Модель трубы квадратного сечения (рис. 16) имеет следующие размеры (Ш×В×Г): $2.4 \text{ } M \times 0.3 \text{ } M \times 0.3 \text{ } M$.

Граничные условия Дирихле: температура $T_{Max} = 5^{\circ}$; $T_{min} = 0^{\circ}$; $T_{top} = T_{min}$; $T_{bottom} = T_{max}$; $T_{left side} = T_{back side} = T_{front}$ side $= T_{right side}$ – не заданы (T_{\sim}); скорость $U_{\partial\Omega} = V_{\partial\Omega} = W_{\partial\Omega} =$ 0 (U - x-компонента скорости; V - y-компонента; W - zкомпонента; $\partial\Omega$ – граница объёма).

Внутри трубы вязкая среда: кинематическая вязкость $v = 100 \cdot 10^{-6} m^2/s$.



Рис. 16. а – Модель (схема) трубы. Вид спереди сверху. б – Схема расположения точек измерения параметров. Вид спереди сверху.

6.2. Моделирование

В результате решения поставленной краевой задачи получена картина движения внутри модели трубы в параметрах векторного поля скорости и скалярных полей температуры и давления (рис. 17).



Рис. 17. Фазы формирования конвективных ячеек Бенара: а – в момент времени моделирования t = 2.0 c; 6 – 9.2 c; в – 13.6 с, г – 18.1 с. Вид спереди сверху. Вышележащая (более темная) поверхность – изотермическая поверхность T = 1.69°, нижележащая (более светлая) – T = 3.03°.



Рис. 18. Эксперимент. Конвективные валики, движимые плавучестью. Картина конвективной неустойчивости силиконового масла в прямоугольном ящике. Равномерный нагрев снизу создает валики, параллельные более короткой стороне. Фотография из альбома [28].

Рис. 19. Моделирование. Равномерный нагрев снизу создает валики, параллельные более короткой стороне. Вертикальный срез поля скоростей (на укрупненной сетке) обрисовывает внутреннюю структуру конвективных ячеек Бенара. Момент времени моделирования t = 66.3 с. Вид спереди.



Рис. 20. Изотермические поверхности обрисовывают конвективные ячейки Бенара (t = 66.3 с). Вид спереди сверху.



Рис. 21. Сплошные линии – линии тока внутри конвективных ячеек Бенара (t = 66.3 c). Вид спереди сверху.

6.3. Пристеночная турбулентность (термики)

В качестве отдельной задачи на рис. 22, 23, 24 приведены численные результаты формирования пристеночной турбулентности (термики, конвективные ячейки Бенара) в трубе квадратного сечения. В целом, пристеночную турбулентность можно рассматривать как начальную стадию формирования ячеек Бенара в нагретом снизу закрытом пространстве.



Рис. 22. Фазы формирования пристеночной турбулентности (термики, конвективные ячейки Бенара): а – в момент времени моделирования t = 1.30 c; б – 1.46 c; в – 1.59 c, г – 1.64 c, д – 1.70 c, е – 1.75 c, ж – 1.80 c, з – 1.85 s, светлые окружности сфокусированы на зарождающемся термике. Вид спереди



Рис. 23. Термики (конвективные ячейки Бенара): а – слабый нагрев поверхности в эксперименте, б – сильный нагрев поверхности в эксперименте (фото из альбома [28]). в – нагрев нижней стенки (наше моделирование). Вид спереди сверху.



Рис. 24. Термики (конвективные ячейки Бенара): а, в – эксперимент (оба фото из альбома [28]). б – моделирование (увеличенный рис. 22ж); г – моделирование (увеличенный рис. 22з), светлая окружность сфокусирована на термике.



Как видно из рис. 25, теоретический спектр практически на всем протяжении инерционного интервала близок к колмогоровскому (5/3-колмогоровское убывание). Соответствующее когерентной турбулентности 8/3-убывание наблюдается только в небольшой окрестности максимума. Наличие колмогоровского спектра легко объясняется присутствием в пристеночной турбулентности неоднородностей с широким диапазоном размеров.

Численный расчёт подтверждает сформулированный ранее нами вывод [13], что смешивание когерентных структур с разными близкими размерами и с различными частотами главных вихрей даёт в итоге некогерентную колмогоровскую турбулентность.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе представлены результаты численных решений уравнений Навье – Стокса в закрытых помещениях. Под закрытым помещением понимается замкнутое пространство без обмена веществом среды на границах.

2. Рассмотрены различные типы (формы) помещений при разных граничных условиях на поверхностях. Приведены результаты решения шести краевых задач: павильон спектрографа и подкупольное помещение крупных астрономических телескопов (БСВТ и БТА), кубическое помещение, плоская квадратная кювета, труба квадратного сечения, пристеночная турбулентность (термики).

3. Рассмотрены различные фазы существования уединенных вихрей (ячеек Бенара, солитонов). Эти фазы показывают: а) либо стационарность вихрей при малом количестве продуктов их распада (спектры когерентной турбулентности с 8/3-убыванием), б) либо нестационарность движений в присутствии промежуточных более мелких вихрей – продуктов распада крупных вихрей (спектры колмогоровской турбулентности с 5/3 – убыванием). Численные расчёты подтверждают сформулированный ранее нами вывод, что смешивание когерентных структур с разными близкими размерами даёт некогерентную колмогоровскую турбулентность.

4. Переход от стационарных движений (практически нераспадающиеся вихри) к нестационарным движениям (распадающиеся вихри) происходит обычно за период: а) в несколько десятков секунд (силиконовое масло и маслоподобные жидкости), б) от минуты до десятков минут (воздух).

При этом в воздухе вначале в течение нескольких секунд происходит возникновение полусформировавшихся ячеек (образа ячейки), затем их распад (развал до состояния хаоса), и затем через продолжительное время появление уже полностью сформировавшихся стабильных ячеек. Эти сформировавшиеся стабильные ячейки можно рассматривать как продукт синхронизации (гармонизации, самоупорядочивания) хаоса и переход к детерминированным движениям (вихрям, солитонам). В более вязких и более плотных жидкостях процесс синхронизации ускоряется.

5. Таким образом, полученные нами результаты численных решений уравнений Навье – Стокса в закрытых помещениях позволяют: а) утверждать, что описание когерентной турбулентности возможно на основе решения краевых задач гидродинамики, описываемых уравнениями Навье – Стокса; б) по-новому взглянуть на проблему детерминированного хаоса.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы считают своей приятной обязанностью выразить искреннюю признательность Stéphane Popinet за его значительный бескорыстный вклад в развитие науки в виде разработанного им свободного программного обеспечения Gerris, что позволило авторам сосредоточить свои усилия в исследовании законов гидродинамики с помощью Gerris.

Выражаем свою благодарность Власюку В.В. и Якопову Г.В. за оказанное авторам содействие в проведении эксперимента в БТА.

Список литературы:

- Nosov V.V., Grigor'ev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. "Astroclimate of specialized rooms of the Large solar vacuum telescope. Part 1" Atmospheric and Oceanic Optics 20(11), 926-934 (2007).
- Nosov V.V., Grigor'ev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V. P., Nosov E.V., Torgaev A. V. "Astroclimate of specialized rooms of the Large solar vacuum telescope. Part 2" Atmospheric and Oceanic Optics 21(3), 180-190 (2008).
- Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. "Astroclimate of specialized stations of the Large Solar Vacuum Telescope: Part I," Proc. SPIE 6936, (2007).
- Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. "Astroclimate of specialized stations of the Large Solar Vacuum Telescope: Part II," Proc. SPIE 6936, (2007).
- Monin, A. S., Yaglom, A. M., [Statistical Fluids Mechanics], The Mit Press, (1979).
- Monin A.S., Yaglom A.M., [Statistical Fluids Mechanics II], The Mit Press, (1981).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. [Mathematical Models of Non-linear Phenomena, Processes and Systems: From Molecular Scale to Planetary Atmosphere], Nova Science Publishers, N.Y., 120-152 (2011).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. "Coherent structures in the turbulent atmosphere. Experiment and theory" Solar-Terrestrial Physics 14, 117 (2009).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. "Coherent structures in turbulent atmosphere," Proc. SPIE 7296, 53-70 (2009).
- Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Проблема когерентной турбулентности // Вестник МГТУ Станкин. 2013. Т. 24. № 1. С. 103-107.
- Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентная турбулентность вблизи приемной апертуры астрономического телескопа // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 212-214.
- Nosov V.V., Lukin V.P., Torgaev A.V., Kovadlo P.G. "Atmospheric coherent turbulence" Atmospheric and Oceanic Optics 26(3), 201-206 (2013).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. "Results of measurements of A. N. Kolmogorov and A. M. Obukhov constants in the Kolmogorov-Obukhov law" Proc. SPIE 7296, 70-77 (2009).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., "Result of measurements of the astroclimate characteristics of astronomical telescopes in the mountain observatories" Proc. SPIE 7296, 82-87 (2009).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. "Astroclimate parameters of the surface layer in the Sayan solar observatory" Proc. SPIE 7296, 87-94 (2009).
- Nosov, V. V., Lukin, V. P., Torgaev, A. V. "Structure function of temperature fluctuations in coherent turbulence" Proc. SPIE 7296, 94-97 (2009).
- Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Papushev P.G., Torgaev A.V. "Astroclimate inside the dome of AZT-14 telescope of Sayan Solar Observatory" Proc. SPIE 6936, (2007).
- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V. M., Kovadlo P.G. The Solitonic Hydrodynamical Turbulence // Proc. VI In-

ternational Conference "Solitons, collapses and turbulence: Achievements, Developments and Perspectives". Program committee chief is academician V.E. Zakharov. Novosibirsk. Russia. 2012. P.108-109.

- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. "Coherent components of turbulence". Proc. International Conference dedicated to the memory of academician A.M. Obukhov 'Turbulence, Atmosphere and Climate Dynamics' Moscow, 43-47 (2013).
- Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры – элементарные составляющие атмосферной турбулентности // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 236-238.
- Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. "Recommendations for the site selection of sites for the ground-based astronomical telescopes" Atmospheric and Oceanic Optics 23(12), 1099-1110 (2010).
- 22. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. "Optimal location of the ground-based short-wave receivers of the atmospheric telecommunication systems" Radio-and telecommunication systems [in Russian] 3, 76-82 (2011).
- 23. Nosov V.V., Lukin V.P., Torgaev A.V. "Decrease of the light wave fluctuations in the coherent turbulence" Proc. SPIE 7296, 77-82 (2009).
- Popinet S. "The Gerris Flow Solver. A free, open source, generalpurpose fluid mechanics code" 2002-2014. <u>http://gfs.sf.net</u>.
- Popinet S. "Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries," Journal of Computational Physics 190(2), 572-600 (2003).
- Popinet S., Smith M., Stevens C. "Experimental and numerical study of the turbulence characteristics of air flow around a research vessel," Journal of Ocean and Atmosphere Technology 21(10), 1574-1589 (2004).

- Popinet S., "100 Gerris Tests. V.1.3.2" <u>http://gerris.dalembert.upmc.fr/gerris/tests/tests/index.html</u>, "Gerris: Bibliography," <u>http://gfs.sf.net/wiki/index.php/Bibliography</u>, "List of recent publications," <u>http://gfs.sf.net/wiki/index.php/User:Popinet</u>
- Van Dyke M. [An album of fluid motion]. The Parabolic Press. 175 (1982).
- Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч.1 // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 1013-1021.
- Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч.2 // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21, № 3. С. 207-217.
- Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука, 1965. 639 с; Т.2. М.: Наука, 1967, 720 с.
- 32. Носов В.В., Григорьев В. М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры в турбулентной атмосфере. Эксперимент и теория // Солнечно-земная физика, 2009. Вып. 14. С.97-113.
- 33. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные составляющие турбулентности // Тез. докл. Международной конференции, посвященной памяти академика А.М. Обухова "Турбулентность, динамика атмосферы и климата", Москва. ИФА РАН. 2013. С. 43-47.
- 34. Носов В.В., Григорьев В. М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Рекомендации по выбору мест размещения наземных астрономических телескопов // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23, № 12. С. 1099-1110.
- 35. Носов В.В., Григорьев В. М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Атмосферная когерентная турбулентность // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 9. С. 753-759.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-1-06

УДК 532.526, 536.242 ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА МАКСИМУМ ПРОДОЛЬНОЙ СКОРОСТИ В УСКОРЕННОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Сахнов А.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В настоящем исследовании представлены результаты численного моделирования ламинарного пристенного течения в присутствии отрицательного градиента давления и нагрева стенки с постоянной температурой или постоянным тепловым потоком на обтекаемой поверхности. Анализ уравнений ламинарного пограничного слоя показал, что важной особенностью таких течений является прострел в профиле продольной скорости, когда скорость внутри пограничного слоя становиться больше скорости основного течения. Температурный фактор и параметр ускорения определяют величину максимума скорости, которая оказывает влияние на коэффициент трения. Сравнение ускоренных течений с различными тепловыми граничными условиями показало, что их изменение неоднозначно влияет на газодинамику потока

введение

Численное моделирование ускоренного пограничного слоя на нагретой поверхности показывает возможность появления прострела. Это явление пристенных течений, при котором максимальное значение скорости находится внутри пограничного слоя. Максимум скорости может существовать при различных условиях: вынужденная и смешанная конвекция, инородный вдув, горение и др.

Существует большое количество работ по конвекции около нагретой вертикальной стенки, описывающих эффект прострела. Например, Seetharam и др. [1] исследовали вынужденную и смешанную конвекцию вблизи нагретой плоской вертикальной поверхности. Полученное значение максимума скорости на 17% превышало скорость спутного течения 0.15 *м*/*с*. При этом разница температур стенки и основного потока составляла 20 К.

Аbedin с коллегами [2] использовали прямое численное моделирование для исследования смешанной конвекции при обтекании водой нагретой вертикальной плоской пластины со спутным и противоположно направленным основными потоками. Авторы в основном акцентируют внимание на переход к турбулентности. Тем не менее, полученные профили скорости показывают, что спутное течение не влияет на величину максимума скорости, а противоток уменьшает её.

Patil и др. [3] описывают влияние проницаемости стенки на прострел в пограничном слое при смешанной конвекции. В соответствии с результатами работы [4], отсос уменьшает максимум скорости, а вдув увеличивает его на 35%.

Максимум скорости также появляется в течениях с вынужденной конвекцией при инородном вдуве. Гер-

шбейн [5] численно и аналитически исследовал ускоренное течение газовой смеси около клиновидного тела. Газовая смесь состояла из водорода, азота и углекислого газа. Подобная газовая смесь вдувалась в поток через обтекаемую поверхность, но с другой концентрацией компонент смеси. В одном из рассматриваемых течений отношение плотностей было $\rho_e / \rho_w = 2.25$. В этом случае продольная скорость в пограничном слое была на 45% больше основного течения.

Некоторые исследователи получали прострел в течениях с горением и отрицательным градиентом давления. Ueda и др. [6] обнаружили, что скорость в ускоренном пограничном слое с горением метана превышает скорость основного течения на 30%. Они показали, что вдув оказывает незначительное влияние на распределение скорости в их экспериментах. Авторы обращают внимание на то, что ускорение основного течения является одним из главных факторов, воздействующих на прострел.

Бояршинов с коллегами [7] исследовал горение этанола в пограничном слое с отрицательным градиентом давления. Величина прострела на 85% превышала скорость основного течения при параметре ускорения $K = 19 \times 10^{-6}$ на расстоянии x = 0.32 *м* от передней кромки. Авторы показали, что совместное влияние химических реакций и ускорения потока ведёт к росту теплообмена.

В данной работе представлено исследование ламинарного течения с отрицательным градиентом давления около нагретой поверхности с разными тепловыми условиями. Цель работы – показать влияние типа тепловых граничных условий на появление и развитие максимума скорости и, как следствие, на коэффициент трения.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ



Рассматривалось течение воздуха в области нижнего пограничного слоя плоского сужающегося канала, в котором параметр ускорения $K = (\mu / \rho U_e^2) dU_e / dx$ сохра-

няет постоянное значение по всей длине канала (см. рис. 1). Температура нижней стенки T_w была всегда выше температуры основного потока T_e , поэтому температурный фактор $\Psi = T_w / T_e$ был больше единицы во всех расчётных случаях. Мы предполагали, что верхняя наклонная стенка канала располагается достаточно далеко от нижней поверхности канала, так что $h_0 >> \delta$.

Рассматриваемое течение хорошо описывается параболизованными двумерными уравнениями движения, неразрывности и энергии для случая стационарного ламинарного сжимаемого пограничного слоя:

$$\rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} \right)$$
(1)

$$\partial (\rho U) / \partial x + \partial (\rho V) / \partial y = 0$$
 (2)

$$\mathcal{E}_{p}\rho U \frac{\partial T}{\partial x} + c_{p}\rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + U \frac{dP}{dx} + \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^{2} (3)$$

Плотность газа рассчитывалась из уравнения состояния идеального газа при давлении окружающей среды $P = 101 \ \kappa \Pi a$. Свойства газа определялись на основе полиномов с коэффициентами, взятыми из работы [8].

На стенке выполнялись условия прилипания и постоянной температуры или постоянного теплового потока: y = 0: U = 0, V = 0,

 $T = T_w = const$ или $(\partial T / \partial y)_w = const$.

На внешней границе пограничного слоя скорость U_e определялась из задаваемых значений параметра ускорения K и начальной скорости U_0 с учётом переменных свойств газа; для тепловых условий задавался нулевой градиент температуры:

$$y \ge \delta$$
: $U = U_e = -\left(K\int_0^x \rho/\mu dx - 1/U_0\right)^{-1}$, $\partial T/\partial y = 0$.

Начальная скорость определялась из условия $U_0 = aM_{emax} / (1 + K \operatorname{Re}_{xmax})$, где a – скорость звука, M_{emax} и Re_{xmax} – максимальные числа Маха и Рейнольдса. Для всех случаев течения эти величины имели следующие значения $M_{emax} = 0.4$ и $\operatorname{Re}_{xmax} = 10^8$.

Система дифференциальных уравнений (1) – (3) решалась конечно-разностным методом с помощью полностью неявной схемы с точностью $o(\Delta x) + o(\Delta y)^2$ [9]. Расчёты представлены для области $8m \times 0.2m$ с использованием нерегулярной прямоугольной сетки $N_x \times N_y = 7400 \times 800$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Тип тепловых граничных условий на стенке не влияет на гидродинамику ламинарного безградиентного течения. Однако, как показало данное исследование, в присутствии отрицательного градиента давления возникают некоторые отличия между течением с постоянной температурой поверхности и постоянным тепловым потоком. Одновременное воздействие нагрева стенки и ускорения потока приводит к появлению прострела, который определяет коэффициент трения и другие гидродинамические характеристики пограничного слоя [10]. Основной проблемой сравнения двух течений с разными тепловыми граничными условиями на стенке было изменение температуры обтекаемой поверхности при постоянном тепловом потоке. Как показано на рис. 2 в случае ускоренного течения температурный фактор имеет максимум при $\text{Re}_x = 10^5$ со значением $\psi = 6$. В случае течения с постоянной температуры стенки было задано это же значение температурного фактора, т.е. $T_w = 1200K$.



Рис. 2. Изменение температурного фактора в ускоренном пограничном слое при постоянном тепловом потоке.



Рис.3.Развитие профилей продольной скорости в ускоренном пограничном слое на нагретой поверхности. I - 5 – профили скорости для условий с постоянной температурой стенки при $\operatorname{Re}_{x} = 10^{3}$, 3×10^{4} , 1.1×10^{5} , 10^{7} , 10^{8} соответственно; 6 – профиль продольной скорости для условий с постоянным теп-

ловым потоком $q_w = 1100$ Bm / M^2 и Re_x = 1.1×10⁵.

На рис. З представлено развитие профилей продольной скорости вдоль потока при $K = 6 \times 10^{-6}$ и $\psi = 6$. С ростом числа Рейнольдса профили становятся более заполненными. В указанных условиях прострел появляется при $\text{Re}_x = 3 \times 10^4$ (профиль 2), где максимальная скорость превышает локальную скорость основного потока на 1%. Именно для этого числа Рейнольдса коэффициент трения принимает своё минимальное значение (рис. 5).

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса отношение $U_{\rm max}/U_e$ возрастает, достигая значения 1.9 для ${\rm Re}_r = 10^8$.

Профиль 6 соответствует сечению с максимальной температурой в ускоренном пограничном слое с постоянным тепловым потоком $q_w = 1100 \ Bm/m^2$. Этот профиль практически совпадает с профилем 3 при том же числе Рейнольдса $\text{Re}_x = 1.1 \times 10^5$, но для условий с постоянной температурой стенки. Очевидно, что при одном и том же значении температурного фактора тип тепловых граничных условий не влияет на профиль скорости.

Тем не менее существует ряд отличий между ускоренными течениями с разными тепловыми граничными условиями. На рис. 4 представлены зависимости величины максимума скорости от числа Рейнольдса при постоянной температуре стенки и постоянном тепловом потоке. При $T_w = const$ значение максимальной температуры увеличивается с ростом числа Рейнольдса. При $q_w = const$ величина прострела растёт до $\text{Re}_x = 2 \times 10^6$ и снижается при больших числах Рейнольдса.



Рис. 4. Изменение максимума скорости внутри ускоренного пограничного слоя около нагретой стенки.



Puc.5. Коэффициент трения в ускоренном пограничном слое при различных тепловых граничных условиях.

На рис. 5 представлено сравнение зависимостей коэффициента трения при двух типах тепловых граничных условий. В рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса коэффициент трения в ускоренном пограничном слое с постоянной тепловой нагрузкой не превосходит данный параметр в течении около стенки с постоянной температурой. Значения c_f близки друг к другу при $\text{Re}_x = 1.1 \times 10^5$, где совпадают значения температурных факторов. Очевидно, что снижение температуры стенки при постоянном тепловом потоке приводит к уменьшению максимальной скорости и, следовательно, к паде-

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

нию коэффициента трения.

Численное моделирование пограничного слоя с отрицательным градиентом давления на нагретой стенке показало, что тип тепловых граничных условий оказывает неоднозначное влияние на гидродинамические характеристики пограничного слоя. С одной стороны, при одном и том же значении температурного фактора в определённом сечении пограничного слоя профили скорости и коэффициент трения практически совпадают для течений с различными тепловыми граничными условиями.

С другой стороны, изменение температуры стенки, обусловленное постоянным тепловым потоком, приводит к уменьшению величины прострела и снижению коэффициента трения. Отметим, что в безградиентном течении влияние тепловых условий на гидродинамику потока практически отсутствует. В этом смысле эффект прострела, реализующийся только при одновременном нагреве стенки и воздействии отрицательного градиента давления, позволяет получить качественно новые способы управления динамикой потока.

Работа выполнена при поддержке Президента РФ, стипендия № СП-595.2012.1

Список обозначений

Латинские символы:

c_p – теплоёмкость газа при постоянном давлении [Дж/(кг K)];

К – параметр ускорения потока;

q – плотность теплового потока [Вт/м²];

 Re_x – число Рейнольдса, рассчитанное по продольной координате *x*;

T – температура [K];

U,V – компоненты скорости по координатам *x*, *y* соответственно [м/с];

x, *y* – продольная и поперечная координаты относительно обтекаемой поверхности [м];

Греческие символы:

 α – угол наклона верхней пластины сужающегося канала [градусы];

 δ – толщина динамического пограничного слоя [м], $U/U_e = 0.995$ или 1.005;

 λ – теплопроводность газа [Вт/(м·К)];

 μ – динамическая вязкость [Па · с];

 ρ – плотность [кг/м³];

 $\psi = T_w / T_e$ – температурный фактор;

Индексы:

- 0 параметры на входе в канал;
- е параметры основного течения;
- max величины в точке максимума скорости;
- *w* параметры на стенке.

Список литературы

- T.R. Seetharam, K.N. Seetharamu, G.K. Sharma & Saravanan Venkatesh Laminar forced and mixed convection heat transfer from a plane vertical isothermal surface to near-critical carbon dioxide // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2013. V. 59. P. 393–406.
- M.Z. Abedin, T. Tsuji and J. Lee Effects of freestream on the characteristics of thermally-driven boundary layers along a heated vertical flat plate // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2012. V. 36. P. 92–100.
- P.M. Patil, E. Momoniat and S. Roy Influence of convective boundary condition on double diffusive mixed convection from a permeable vertical surface // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. V. 70. P. 313–321.

- P. J. Singh, S. Roy and R. Ravindran Unsteady mixed convection flow over a vertical wedge // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2009. V. 52 (2). P 415–421.
- Гершбейн Э.А. Об автомодельных численных и асимптотических решениях уравнений пограничного слоя при больших вдувах // Механика жидкости и газа. 1971. №3. С. 49 – 52.
- T. Ueda, A. Ooshima, N. Saito and M. Mizomoto Aerodynamic Structure of a Laminar Boundary Layer Diffusion Flame over a Horizontal Flat Plate (Experimental Analysis) // JSME International Journal, Series II. 1991. V. 34 (4). P. 527–532.
- Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Лукашов В.В., Теплообмен в ускоренном химически реагирующем пограничном слое // ДАН. –1996.
 – Т. 350. – № 6. – С. 763–765..
- B.J. McBride and S. Gordon, Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications, Part II Users manual and program description // NASA reference publication 1311. June 1996.
- A. D. Anderson, J. C. Tannehill, and R. H. Pletcher, Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1984.
- Сахнов А.Ю. Ламинарный пограничный слой с отрицательным градиентом давления на равномерно нагретой пластине // журнал «Современная наука: идеи, исследования, результаты, технологии». 2013. № 1 (12). С. 220 – 224.



УДК 636.24

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-1-02

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ОБТЕКАНИИ ОТСОЕДИНЁННОЙ ДИАФРАГМЫ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ

Терехов В.И., Богатко Т.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Представлены численного результаты исследования структуры течения и турбулентного установке теплообмена круглой трубе при В отсоединённой диафрагмы. Величина зазора между диафрагмой и стенкой трубы варьировалась в диапазоне $A = c/h = 0 \div 0.33$. Установлено, что увеличение зазора между диафрагмой и стенкой трубы приводит к изменению структуры рециркуляционной области и устранению застойной зоны в области вторичного вихря. Выявлен режим течения, при котором значения среднего теплообмена за диафрагмой при наличии зазора, превышают таковые для присоединённого ребра. При увеличении высоты зазора от А = 0 до 0.33 теплогидравлическая эффективность повышается на 30%.

введение

Интенсификация теплообмена в каналах и трубах представляет собой одну из важнейших задач современной аэрогидромеханики и теплопереноса. Среди большого числа методов интенсификации наибольшее предпочтение получило пассивное управление характеристиками течения с помощью чередующихся по длине трубы преград различной конфигурации. Это обусловлено, прежде всего, простотой конструкции и возможностью практической реализации в различных теплообменных устройствах. Введение преграды в пограничный слой вызывает существенные возмущения, что приводит к образованию возвратных течений, увеличению масштабов турбулентности, активным процессам перемешивания потока и, соответственно, к интенсификации процессов конвективного теплообмена.

Исследования структуры течения и тепломассообмена за плоской преградой и системой таких преград проводились достаточно обширно, начиная с 60-х годов прошлого века [1-14]. Внимание к изучению особенностей обтекания отсоединённых рёбер было обращено намного позже. Идея их использования для улучшения теплообмена основана на создании пристенного струйного потока, разрушающего застойную зону непосредственно за преградой. Можно отметить всего несколько работ, экспериментального и расчётного характера, посвящённых данной тематике [15-23]. Все они выполнены преимущественно для прямоугольных каналов и отсоединённых преград квадратного сечения. Исключение составляет серия работ [24-26], где изучалось развитие течение с отсоединенными диафрагмами в круглой трубе, а периодическое разрушение потока осуществлялось

кольцами из круглой проволоки или скрученной ленты. Близким по физике процесса, но имеющее свои характерные особенности, является использование системы конических сопел, установленных внутри трубы [27]. Сопловые вставки также могут устанавливаться с некоторым зазором от стенки трубы, что приводит к дополнительной турбулизации пристенной области течения. Чередование присоединенных и отсоединенных преград по длине канала приводит к дополнительным возможности изменения интегрального коэффициента теплоотдачи [28].

Детальные экспериментальные исследования проведены в серии работ [16-19], где изучалось влияние числа Рейнольдса, размеров препятствия и относительной высоты зазора на структуру течения и турбулентный теплообмен в канале прямоугольного сечения с оребрённой стенкой. Результаты исследований показывают, что теплогидравлическая эффективность при данном способе интенсификации теплоотдачи, существенно выше, чем при использовании присоединённых рёбер.

Как следует из вышесказанного, механизм интенсификации теплообмена в каналах при наличии отсоединённой преграды изучен недостаточно полно. Это объясняется многофакторностью сложного процесса теплопереноса, трехмерным характером течения, а также особенностями формирования вихревых потоков в прямоугольных каналах с различным числом оребренных стенок по сравнению с круглыми трубами. Кроме того, дополнительные трудности при анализе вызывает интерференция отрывных потоков от чередующихся преград [29]. В связи с этим представляется необходимым детальное изучение структуры течения для более простых условий обтекания одиночных двумерных преград при вариации параметра отсоединения A = c/h, где c - c/hвеличина зазора между диафрагмой и стенкой трубы, а h - высота диафрагмы (рис.1). Важное значение при этом является определение влияния величины параметра А на локальные и интегральные характеристики теплопереноса и сопротивления. Эти данные могут послужить основой для анализа более сложных процессов переноса в каналах с системой препятствий.

1. СХЕМА ТЕЧЕНИЯ

Схема расчётной области представлена на рис.1. В цилиндрический канал диаметром 100 мм и длиной 900 мм на расстоянии 100 мм от входа помещается плоская кольцевая диафрагма. Высота ее была постоянной h = 15 мм, а величина зазора изменялась в диапазоне c = 0.55 мм. В целом геометрия трубы соответствовала таковой в работе [30], где изучалось влияние формы одиночных

диафрагм на трение и теплообмен. Профиль скорости на входе в трубу был равномерным, рабочая среда воздух с температурой 10^{0} С и изменением теплофизических свойств в расчетах пренебрегалось. Число Рейнольдса по диаметру трубы было неизменным Re = 27500. Тепловые граничные условия на стенках – постоянный тепловой поток на стенке трубы, нулевой тепловой поток на поверхности ребра.



Рис.1. Схема расчётной области.

2. МЕТОДИКА РАСЧЁТА

Расчёты выполнены в рамках модели несжимаемой жидкости на основе системы стационарных уравнений Навье-Стокса и энергии, осреднённых по Рейнольдсу (RANS). Основным инструментом исследования является универсальный расчётный комплекс FLUENT. Постановка задачи двумерная, течение стационарное и осесимметричное. Для расчёта выбрана модель турбулентности k- ω SST [32,33], как наиболее приемлемая при расчёте турбулентных отрывных течений [34]. Предыдущие исследования авторов [30,35,36] так же подтверждают, что из всех моделей, реализованных в данном пакете, результаты, полученные с использованием указанной модели, лучше всего соответствуют физике данного вида течения.

Расчётная область дискретизировалась сеткой с четырёхугольными ячейками, общее число которых варьировалось в зависимости от геометрических масштабов отрывной области. Расчетная сетка являлась неоднородной, сгущение производилось в равной степени ко всем твёрдым поверхностям, как к стенкам трубы, так и к диафрагме. Расчётная область содержала 120 000 -140 000 узлов, 150-175 узлов по вертикали и 800 по горизонтали. Коэффициенты сгущения были равны 1.08 и 1.064 по вертикали и горизонтали соответственно, что обеспечивало плавное уменьшение размеров ячеек. Пристеночные функции не использовались. Данное сеточное разрешение было выбрано оптимальным, после проведения предварительных адаптационных расчётов и оно обеспечивает расположение не менее 5 узлов в вязком подслое ($v + \approx 1$). В расчётах использовалась разностная схема второго порядка точности, с применением метода контрольных объёмов для дискретизации исходных уравнений.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

3.1. Структура течения и динамические характеристики потока

Структура течения в области отсоединённого ребра представлена на рис.2. Цветом показано поле продольной составляющей скорости, векторами – линии тока.



Рис. 2 - Линии тока и поле продольной составляющей скорости в области преграды. а) c/h=0, присоединённая диафрагма; б) c/h=0.03; в) c/h=0.07; г) c/h=0.1; д) c/h=0.13; е) c/h=0.2; ж) c/h=0.33.

На рис. 2а просматривается характерная картина для присоединённого ребра, или случая с=0. При движении жидкости в области преграды происходит сильное поджатие потока к оси трубы, что приводит к существенному увеличению скорости в ядре потока. За ребром образуется продолжительная зона рециркуляции и, характерный для неё, вторичный вихрь. Направление он имеет противоположное основному, а скорость вращения в нём сравнительно мала, что и приводит к формированию в этом месте так называемой «застойной зоны». При наличии теплового потока на стенке трубы, эта область характеризуется высокой температурой и, соответственно, низким коэффициентом теплоотдачи. Поэтому с точки зрения инженерных приложений, эта зона является самой не эффективной.

Картина течения начинает меняться, когда появляется щель между стенкой трубы и диафрагмой. Наличие пристенной струи вносит существенные изменения в структуру рециркуляционной области. За ребром постепенно образуется область возвратных течений, представляющих пару вращающихся навстречу друг другу вихрей, как за плохо обтекаемым телом. При этом скорость в ядре потока заметно снижается. Интересно рассмотреть переходный режим, когда пара вихрей только начинает образовываться, а отрывной пузырь уменьшается в размерах и сдвигаться вниз по потоку. Можно наблюдать такой режим течения на рис. 2 в-д, при высоте зазора между стенкой трубы и диафрагмой 1-2 мм. Уже при с=3 мм наблюдается вышеупомянутая картина, когда на смену основному и вторичному вихрям рециркуляционной области приходит пара равномасштабных вихрей.

Распределение коэффициентов давления и поверхностного трения на стенке трубы (рис.3 и рис.4), так же свидетельствуют о заметном сокращении рециркуляционной области. При этом заметно вырождается область возвратного течения вдоль стенки трубы для больших величин зазора c/h = 0.2-0.33. Действительно, за ребром остаётся два вихря противоположно направленных в центр рециркуляционной области.

Данные распределения статического давления за преградой позволяют анализировать пристеночную область, которая значительно влияет на трение, теплообмен и структуру отрывного течения в целом. Влияние высоты зазора с на распределение коэффициента давления на стенке по длине трубы демонстрируется на рис. 3. Коэффициент давления определялся как $Cp = 2 (p_i - p_o) / \rho u_o^2$, где $p_i - p_i$ статическое давление на стенке в рассматриваемом сечении трубы, а p_o и u_o – давление и скорость потока на выходе из трубы. Значение x/h = 0 на этих рисунках и соответствует координате задней далее кромки преграды.

Распределение коэффициента давления для случая c/h = 0 (рис.3) представляет собой классический случай для плохообтекаемой преграды. Отрыв потока происходит с передней верхней кромки, в результате чего давление резко падает и затем медленно восстанавливается на больших расстояниях от преграды. Величина зазора существенным образом сказывается на распределении коэффициента давления. Для присоединённого ребра c/h = 0 и вплоть до c/h = 0,13, давление на стенке резко снижается с места установки преграды. Это вызвано как локальным ускорением потока, так и началом его отрыва. Причем наибольшая величина разрежения достигается при обтекании присоединённой диафрагмы, а восстановление давления происходит медленнее.



Рис. 3 - Распределение коэффициента давления на стенке трубы за препятствием при различных величинах зазора.

Отрыв за присоединённым ребром приводит к более интенсивному рециркуляционному течению, в результате чего давление в нем заметно ниже, чем за отсоединённым препятствием. При этом, протяженность зоны релаксации давления для отсоединённых рёбер сокращается с увеличением высоты зазора c/h. Отмеченные особенности влияния параметра *c/h* сказываются и на поведении коэффициента поверхностного трения, результаты расчета которого представлены на рис. 4. Наибольший размер зоны возвратных течений, где трение имеет отрицательный знак, наблюдается при отрыве потока за присоединённой преградой (*c/h*=0). Соответственно, и величина коэффициента трения для присоединённой преграды восстанавливается медленнее.



Рис. 4. Распределение коэффициента трения на стенке трубы за препятствием

Распределения коэффициента трения (рис. 4) наглядно демонстрируют, что за отсоединённым ребром с большими зазорами c/h = 0.2 и 0.33 отрывная зона имеет уже совершенно другую структуру, не образуя возвратных течений вдоль стенки трубы. Поэтому на рис.5, где представлена относительная протяжённость рециркуляционной области в зависимости от исследуемого параметра, данные для этих двух случаев имеют значение равное 0. Точка присоединения здесь определялась как координата, в которой поверхностное трение на стенке равняется нулю. Результаты расчёта, показанные на рис.5 наглядно демонстрируют влияние высоты зазора на размеры рециркуляционной области. Видно, что длина отрывного пузыря обратно пропорциональна высоте зазора между диафрагмой и стенкой трубы.





Поля температуры при обтекании ребра, отсоединённого на различные расстояния от стенки представлены на рис.6. Как раз здесь хорошо наблюдается застойная зона с повышенными значениями температуры. Видно, что по мере увеличении зазора между диафрагмой и стенкой трубы эта зона сносится вниз по потоку и постепенно вырождается.



a) A= 0, присоединённая диафрагма; б) A=0.03 ; в) A=0.07; г) A=0.1; д) A=0.13; е) A=0.2; ж) A=0.33.

Распределение локального числа Нуссельта по длине трубы показано на рис.7. В отрывной области за препятствием интенсивность теплообмена резко возрастает, а в точке присоединения потока теплоотдача достигает максимального значения. Затем по мере продвижения потока в зоне его релаксации интенсивность теплообмена снижается и постепенно восстанавливается до значения при стабилизированном течении. При этом зона релаксации с повышенным уровнем теплообмена имеет большую протяженность, превышающую, как правило, x/D > 30 калибров.

В общих чертах сценарий развития локального теплообмена сохраняется в диапазоне $c/h = 0 \div 0.13$. Основные отличия для случая c/h = 0.2 и 0.33 наблюдаются непосредственно в окрестности преграды, при том, что теплообмен в области рециркуляции становится менее интенсивным. Данные рис. 7 служат основанием для выбора наиболее оптимального параметра c/h с точки зрения интенсификации теплообмена, а также расстояния между преградами, на котором может быть реализован режим максимального теплообмена.



При выборе оптимальной формы преграды для целей интенсификации теплопереноса определяющими параметрами являются интегральное значение коэффициента теплообмена, полные гидравлические потери, а также тепло-гидравлическая эффективность. Последний параметр отражает отношение выигрыша в теплоотдаче к росту мощности на преодоление возросших гидравлических потерь. В настоящей работе среднее значение коэффициента теплоотдачи определялось интегрированием локальных распределений на участке, включающем в себя 5 высот до преграды, непосредственно под преградой и 25 высот после нее (- $5 \le x/h \le 25$).

$$Nu_{sr} = \frac{1}{L} \int_{-5}^{25} Nu \cdot d(x/h)$$

Результаты расчета интегрального числа Нуссельта Nu_{sr} для различных значений исследуемого параметра представлены на рис. 8. Данные представлены в относительном виде, где Nu_0 - теплообмен в гладкой трубе на стабилизированном участке, рассчитанный по формуле

$$Nu_0 = 0,022 \cdot Re_D^{0.8} \cdot Pr^{0.6}$$



При рассмотрении средних значений теплообмена на указанном участке (рис.8), прослеживается максимум при с/h=0.03. Это объясняется тем, что при высоте щели в 0,5мм рециркуляционная

область остаётся практически таких же размеров, как и в случае присоединённого ребра, но образованная пристенная струя даёт повышенный теплосъём на участке под самой диафрагмой.

Коэффициент гидравлических потерь (рис.9) рассчитывался по разности полных давлений в тех же сечениях, что и интегральное число *Nu_{sr}*:

$$\xi = \frac{D}{L} \cdot \frac{\int_{0}^{1} (\rho v^{2} / 2 + p) \overline{r} d\overline{r} \Big|_{x/h=-5} - \int_{0}^{1} (\rho v^{2} / 2 + p) \overline{r} \cdot d\overline{r} \Big|_{x/h=25}}{\rho \overline{v}^{2} / 2}.$$

На рис.9 представлены потери давления, отнесённые к значению для гладкой трубы. Наблюдается трёхкратное снижение сопротивления при вариации исследуемого параметра от 0 до 0.33.



Рис. 9 – Относительные значения коэффициента гидравлических потерь

Данные по тепло-гидравлической эффективности для различных значений исследуемого параметра *с/h* представлены на рис. 10.



Рис. 10. Тепло-гидравлическая эффективность преграды в зависимости от высоты зазора между диафрагмой и стенкой трубы

Как следует из представленных данных, при увеличении высоты зазора между диафрагмой и стенкой трубы от 0 до 5 мм, теплогидравлическая эффективность повышается на 30%. Следует особо подчеркнуть, что исследуемая в работе преграда даёт высокие значения гидравлического сопротивления и не может быть непосредственно использованы в качестве интенсификатора теплообмена. Однако проведенный сопоставительный анализ и выявленные особенности течения и теплообмена для преград с различным значением параметра *c/h* может быть полезным при выборе и оптимизации поверхностей с интенсифицированным теплообменом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно изучена турбулентная структура и теплообмен за плоской диафрагмой в круглой трубе при вариации величины зазора между стенкой трубы и диафрагмой A =c/h = 0 ÷ 0.33.

Показано, что формирующаяся в щели пристенная струя приводит к сильной деформации отрывного течения за диафрагмой так, что при больших масштабах струи повторного присоединения потока не происходит.

Установлено, что увеличение расстояния между диафрагмой и стенкой трубы приводит к значительному снижению максимального теплообмена.

Интегральные характеристики показывают, что при значениях зазора c/h = 0,5 и 1 мм, происходит интенсификация теплообмена за счёт повышенного теплосъёма на стенке трубы, на участке под диафрагмой.

Потери давления снижаются в 3 раза, при изменении размера пристенной струи от c/h = 0 до 0.33. При этом, теплогидравлическая эффективность повышается на 30%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 13-08-00347-а, 12-08-00249.

Список литературы:

- Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990.
- Леонтьев А.И., Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Попов И.А. Эффективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок // Известия АН Энергетика. – 2005. – №1. С. 75-91.
- Леонтьев А.И., Олимпиев В.В. Теплофизика и теплотехника перспективных интенсификаторов теплообмена (обзор) // Изв. РАН, Энергетика. 2011, №1. С. 7-31.
- Попов И.А. Интенсификация теплообмена. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена. Казань: КГТУ им. А.Н. Туполева, 2009, 560 с.
- Ligrani P.M., Olivera M.M., Blaskovich T. Comparison of heat transfer augmentation techniques // AIAA J. 2003, V.41, №3, P. 337-362.
- Han J.C. Heat transfer and friction in channels with two opposite ribroughened walls // J. of Heat Transfer, 1984, V.106, P. 774-781.
- Webb R.L., Eckert E.R.G., Goldstein R.J. Heat transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1971, v. 14, p. 601-617.
- Cherry N.J., Hillier R., Latour M.E.M. Unsteady measurements in a separated and reattachment flows // J. Fluid Mech. – 1984. – V.144. – P. 13-46.
- 9. Castro I.P., Haque A. The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region // J. Fluid Mech. 1987. V.179. P. 439-468.
- Smits A.J. A visual study of a separation bubble. In Flow Visualization II. – Ed. Merzkirch W. – Washington, DC: Hemisphere. – 1982. – P. 247-251.
- Chandra P.R., Han J.C. Effect of rib profiles on turbulent channel flow heat transfer // AIAA J. Thermoph. Heat Transfer. 1998. V.12. P. 116-118.
- Кталхерман М.Г. Исследование турбулентных отрывных течений в канале. – Дисс. к.т.н. – Новосибирск. 1970.
- Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Жданов Р.Ф. Особенности течения и теплообмена при отрыве потока за уступом и ребром. 1. Структура

течения // Прикладная механика и техническая физика. 2002. Т.43, №6. С. 126-133.

- Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Жданов Р.Ф. Особенности течения и теплообмена при отрыве потока за уступом и ребром. 2. Теплообмен в отрывном течении // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т.44, №4. С. 83-94.
- Tsia JP, Hwang JJ. Measurements of heat transfer and fluid flow in a rectangular duct with alternate attached detached rib-arrays. Int J Heat Mass Transf 1999;42:2071–2083.
- T.-M. Liou, C.-P. Yang, H.-L. Lee, LDV Measurements of spatially periodic flows over a detached solid-rib array, ASME J. Heat Transfer 119 (1997) 383–389.
- Liou TM, Wang WB, Chang YJ. Holographic interferometry study of spatially periodic heat transfer in a channel with ribs detached from one wall. ASME J Heat Transf 1995;117:32–38.
- Liou TM, Wang WB. Laser holographic interferometry study of developing heat transfer in a duct with a detached rib array. Int J Heat Mass Transf 1995;38:91–100.
- Liou TM, Chen SH. Turbulent heat and fluid flow in a passage disturbed by detached perforated ribs of different heights. Int J Heat Mass Transf 1998;41:1795–1806.
- Valencia A. Turbulent flow and heat transfer in a channel with a square bar detached from the wall. Num Heat Transf Part A 2000;37:289–306.
- Ahn SW. The effect of roughness type on friction factors and heat transfer in roughened rectangular duct. Int Commun Heat Mass Transf 2001;28:933–942.
- Ahn J, Lee JS. Large eddy simulation of flow and heat transfer in a channel with a detached rib array. Int J Heat Mass Transf 2010;53:445– 452.
- Eiamsa-ard S, Changcharoen W. Numerical Investigation of Turbulent Heat Transfer in Channels with Detached Rib-Arrays// Heat Transf -Asian Research 40 (5), 2011.
- Thianpong C., Yongsiri K., Nanan K., Eiamsa-ard S. Thermal performance evaluation of heat exchangers fitted with twisted-ring turbulators// Int. Comm. in Heat and Mass Transfer 39 (2012) 861–868.
- Ozceyhan V., Gunes S., Buyukalaca O., Altuntop N. Heat transfer enhancement in a tube using circular cross sectional rings separated from wall, Applied Energy 83.- (2006) 280–298.

- 26. Nanana K., Pimsarnb M., Jedsadaratanachaib W., Eiamsa-arda S. Heat transfer augmentation through the use of wire-rod bundles under constant wall heat flux condition // International Communications in Heat and Mass Transfer.-Volume 48, November 2013, Pages 133– 140.
- P. Promvonge, S. Eiamsa-ard Heat transfer in a circular tube fitted with free-spacing snail entry and conical-nozzle turbulators // Int. Comm. in Heat and Mass Transfer 34 (2007) 838–848
- Jenn-Jiang Hwang, Chung-Hsin Chao Passive Control of Convective Transport Phenomena Utilizing an Attached-Detached Rib-Array// J. of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 14, No. 4, 2000.-P. 579-583.
- Graddar N.K., Griner M.P., Mikie B.B. Heat transfer enhancement by oscillatory perturbation of a stable separated flow // Int. Comm. Heat and Mass Transfer. 1985. V.12. P. 369-379.
- Богатко Т.В., Терехов В.И. Халатов А.А. Структура течения и теплообмен при турбулентном обтекании одиночных преград различной формы в трубе// Тепловые процессы в технике. – 2012. Т.4.№ 4. с. 146-155.
- Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / М.: Изд. Иностранной литературы, 1956, с.528.
- Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications// AIAA Journal, 32(8), pp. 269-289, 1994.
- Menter F. R., Kuntz M., Langtry R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model// Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, pp. 625 – 632, 2003.
- 34. Быстров А. Ю. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю. А. Быстров, С. А. Исаев, Н. А. Кудрявцев, А. И. Леонтьев.- СПб.: Судостроение, 2005, 392 с.
- 35. Терехов В.И., Богатко Т.В. Влияние толщины пограничного слоя перед отрывом на аэродинамические характеристики и теплообмен за внезапным расширением в трубе // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 99-106.
- 36. Терехов В.И., Богатко Т.В. Влияние тепловой предыстории на турбулентное отрывное течение при внезапном расширении трубы// Теплофизика и аэромеханика. 2011. – Т. 18, № 2. – С. 225-232.
- Кэйс В.М. Конвективный тепло и массообмен //М. «Энергия».-1972.-448 С.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-08

УДК 539.219.3

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МЕЖДУ ПОКРЫТИЕМ И ПОДЛОЖКОЙ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕРМИЧЕСКОГО И ДИФФУЗИОННОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО НАГРЕВА

Чепак-Гизбрехт М.В.¹, Князева А.Г.^{1,2}

¹ Томский политехнический университет, 634034, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

² Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

АННОТАЦИЯ

Представлена модель тепло и массопереноса в пластине с покрытием с учетом неидеального термического и диффузионного контактов между покрытием и подложкой. Неидеальный контакт может быть связан как с качеством подложки, так и с методом нанесения покрытия. В пространстве изображений по Лапласу дано точное аналитическое решение задачи о нагреве пластины с покрытием. Задача имеет прикладной характер применительно к процессам термообработки материалов с покрытиями с использованием высокоэнергетических источников нагрева.

введение

В работах, посвященных химико-термической обработке металлических изделий с использованием высокоэнергетических воздействий на поверхность указывается, что одной из причин интенсивного массопереноса является градиент температур [1, 2]. Проявление эффекта Соре (термодиффузия) известно давно и применяется в химической промышленности для разделения смесей газов и жидкостей. Аналогичный эффект проявляется и в твердых телах [3, 4]. Изучение термодиффузии экспериментально затруднительно, особенно при использовании источников высокой интенсивности, что приводит к потребности в теоретическом исследовании этого явления. В предыдущих исследованиях мы показали, что эффект Соре наиболее ярко проявляется в ситуациях, когда материалы покрытия и подложки обладают существенно различными коэффициентами теплопроводности [5]. Также в работе [5] в первом приближении полагалось, что на границе покрытия и подложки осуществляется идеальный тепловой контакт, что в реальных условиях нанесения покрытия реализовать затруднительно. Причин неидеального теплового и диффузионного контакта может быть несколько. Однако предсказать каким именно образом это повлияет на качество изделия с покрытием, подвергающегося высокоэнергетическому воздействию невозможно без параметрического анализа математической модели.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Тонкий слой покрытия толщиной H_A нанесен на образец толщиной H_B . Образец представляет собой пластину, на которую со стороны покрытия (вдоль оси x) действует поток тепла, который распределен равномер-

но. В случае, когда нагрев однородный, а размер образца H_B много больше зон диффузии и прогрева, задачу в первом приближении можно считать одномерной, а граничные условия формулировать для полубесконечной области.

Покрытие состоит из матрицы с примесью легирующего элемента, который может проникать в подложку. Положим, что в начальный момент времени температура равна начальной, а легирующий элемент находится только в покрытии, тогда

$$t = 0$$
: $T_A = T_B = T_0$; $C_A = C_{A0}$; $C_B = 0$

Математическая модель включает уравнения теплопроводности и диффузии для покрытия (А):

$$c_A \rho_A \frac{\partial T_A}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial x} \right);$$
$$\frac{\partial C_A}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{AA} \frac{\partial C_A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{TA} \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

и подложки (В):

$$c_B \rho_B \frac{\partial T_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial x} \right);$$
$$\frac{\partial C_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{BB} \frac{\partial C_B}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{TB} \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

Здесь c_i – теплоемкость, ρ_i – плотность, λ_i – теплопроводность, T_i – температура, C_i – концентрация легирующего элемента D_{ii} – коэффициент диффузии, D_{Ti} – коэффициент термодиффузии (коэффициент Соре), i = A, B соответственно.

На границе покрытия с окружающей средой задан поток тепла q_0 , который в общем случае зависит от параметров источника нагрева, при этом массообмен с окружающей средой отсутствует. x = 0:

$$\begin{split} \mathbf{J}_{TA} &= -\lambda_A \, \frac{\partial T_A}{\partial x} = q_0 \, ; \\ \mathbf{J}_A &= -D_{AA} \, \frac{\partial C_A}{\partial x} - D_{TA} \, \frac{\partial T_A}{\partial x} = 0 \, . \end{split}$$

На бесконечном удалении от зон прогрева и диффузии потоки тепла \mathbf{J}_{Ti} и массы \mathbf{J}_i отсутствуют. $x = H_A + H_B \rightarrow \infty$:

$$\mathbf{J}_{TB} = -\lambda_B \, \frac{\partial T_B}{\partial x} = 0$$

$$\mathbf{J}_B = -D_{BB} \frac{\partial C_B}{\partial x} - D_{TB} \frac{\partial T_B}{\partial x} = 0 \; .$$

На границе покрытия с подложкой находится некоторый переходный слой, толщиной δ , который обладает отличным от основных материалов (покрытия и подложки) термическим и диффузионным сопротивлениями λ_s и D_s . В общем случае толщина этого слоя и его теплофизические свойства определяются качеством поверхности и технологией нанесения покрытия. В частном случае таким критерием может служить шероховатость. Также предполагается, что степень подвижности элемента в покрытии и подложке γ_{AB} может отличаться.

 $x = H_A$:

$$\begin{split} \lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial x} &= \lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial x}; \\ T_A - T_B &= -\delta \frac{\lambda_B}{\lambda_S} \frac{\partial T_B}{\partial x}; \\ - D_{AA} \frac{\partial C_A}{\partial x} - D_{TA} \frac{\partial T_A}{\partial x} &= -D_{BB} \frac{\partial C_B}{\partial x} - D_{TB} \frac{\partial T_B}{\partial x}; \\ C_A - \gamma_{AB} C_B &= -\delta \frac{D_{BB}}{D_S} \frac{\partial C_B}{\partial x}. \end{split}$$

В реальных условиях все теплофизические параметры зависят от температуры. Так, в случае, когда коэффициенты диффузии зависят от температуры по закону Аррениуса

$$D_{ii} = D_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT_i}\right)$$

где D_i – фактор диффузии, E_i – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная.

Как правило, теплофизические параметры аппроксимируют полиномами, а для получения решения используют численные методы. Однако не все эффективные свойства материалов известны заранее, что значительно усложняет методику расчетов. Во избежание подобных проблем, а также для отладки программных модулей используют аналитические решения частных вариантов модели.

Если рассматривать процессы высокоскоростного высокоэнергетического воздействия на материал (например, применительно к технологиям поверхностной термообработки лазером) и во временном интервале, в течение которого происходит тепло- и массоперенос без фазового перехода, то вполне допустимо ограничиться рассмотрением эффективных теплофизических свойств. В этом случае можно принять свойства постоянными в некоторой области изменения температуры, тогда задача линеаризуется и решается аналитически с помощью метода преобразований Лапласа. В пространстве изображений получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Решение подзадачи теплопроводности известно [6]. Оно используется при решении диффузионной задачи. В пространстве изображений по Лапла-

су
$$(t \to \frac{1}{p})$$
 решение имеет вид:
 $\overline{T}_A = \frac{T_0}{p} + A_1 \exp\left(-x\sqrt{\frac{p}{\kappa_A}}\right) + B_1 \exp\left(x\sqrt{\frac{p}{\kappa_A}}\right);$

$$\begin{split} \overline{T}_B &= \frac{T_0}{p} + A_2 \exp\left(-x\sqrt{\frac{p}{\kappa_B}}\right);\\ \overline{C}_A &= \frac{C_{A0}}{p} + A_3 \exp\left(-x\sqrt{\frac{p}{\kappa_A}}\right) + B_3 \exp\left(x\sqrt{\frac{p}{\kappa_A}}\right) + \\ &+ Q_1 \exp\left(-x\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}}\right) + R_1 \exp\left(x\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}}\right);\\ \overline{C}_B &= \frac{C_{B0}}{p} + A_4 \exp\left(-x\sqrt{\frac{p}{\kappa_B}}\right) + Q_2 \exp\left(-x\sqrt{\frac{p}{D_{BB}}}\right), \end{split}$$

здесь

$$\begin{split} A_{1} &= \frac{q_{0}}{\sqrt{c_{A}\rho_{A}\lambda_{A}}} \frac{1}{p\sqrt{p} \left[1 - \varepsilon \exp\left(-2H_{A}\sqrt{\frac{p}{\kappa_{A}}}\right) \right]}; \\ B_{1} &= A_{1} - \frac{q_{0}}{\sqrt{c_{A}\rho_{A}\lambda_{A}}} \frac{1}{p\sqrt{p}}; \\ A_{2} &= \frac{A_{1}(1 + \varepsilon)}{1 + \frac{\delta}{\kappa_{\varepsilon}}\sqrt{\frac{p}{\kappa_{A}}}} \exp\left(-H_{A}\left[\sqrt{\frac{p}{\kappa_{A}}} - \sqrt{\frac{p}{\kappa_{B}}}\right]\right); \\ A_{3} &= \frac{A_{1}D_{TA}}{\kappa_{A} - D_{AA}}; B_{3} = \frac{B_{1}D_{TA}}{\kappa_{A} - D_{AA}}; \\ A_{4} &= \frac{A_{2}D_{TB}}{\kappa_{B} - D_{BB}}; \\ Q_{1} &= -\frac{1}{1 + \alpha \exp\left(-2H_{A}\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}}\right)} \\ &= \frac{\left(C_{A0} - \gamma_{AB}C_{B0}\right)\exp\left(-H_{A}\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}}\right)}{p\left(1 + \gamma_{AB}\sqrt{\frac{D_{AA}}{D_{BB}}} + \delta\frac{\sqrt{D_{AA}}p}{D_{S}}\right)} + \\ \frac{q_{0}D_{TA}}{\lambda_{A}\sqrt{D_{AA}}} \frac{1}{p\sqrt{p}} + \alpha_{1}A_{3}\exp\left(-H_{A}\left[\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}} + \sqrt{\frac{p}{\kappa_{A}}}\right]\right) + \\ &\alpha_{2}B_{3}\exp\left(-H_{A}\left[\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}} - \sqrt{\frac{p}{\kappa_{A}}}\right]\right) + \sqrt{\frac{D_{AA}}{\kappa_{A}}}(A_{3} - B_{3}) + \\ &+ \alpha_{3}A_{2}\exp\left(-H_{A}\left[\sqrt{\frac{p}{D_{AA}}} + \sqrt{\frac{p}{\kappa_{B}}}\right]\right)\right\}; \\ R_{1} &= \frac{D_{TA}q_{0}}{\lambda_{A}\sqrt{D_{AA}}} \frac{1}{p\sqrt{p}} + \sqrt{\frac{D_{AA}}{\kappa_{A}}}(A_{3} - B_{3}) + Q_{1}; \\ Q_{2} &= \frac{C_{A0} - \gamma_{AB}C_{B0}}{\gamma_{AB}p}\exp\left(H_{A}\sqrt{\frac{p}{D_{BB}}}\right) + \\ &+ \left[\frac{\delta D_{TB}}{\gamma_{AB}}\left(1 + \frac{D_{TA}}{\lambda_{A}}\frac{\lambda_{B}}{\lambda_{A}}\right)\sqrt{\frac{p}{\kappa_{B}}}A_{2} - A_{4}\right] \times \\ &\times \exp\left(H_{A}\left[\sqrt{\frac{p}{D_{BB}}} - \sqrt{\frac{p}{\kappa_{B}}}\right]\right) + \end{split}$$

Для того чтобы перейти к оригиналам, можно воспользоваться численными методами или предварительно произвести асимптотические разложения.

В случае, когда толщина зоны контакта δ пренебрежимо мала в сравнении с толщиной покрытия, а значения коэффициентов теплопроводности λ_S и диффузии D_S переходной зоны близки к значениям λ_A и D_{AA} для материала покрытия, задача сводится к решению, которое было получено ранее [5].

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для иллюстрации принято, что материал покрытия (A) – хром, а материал подложки (B) – кремний. Теплофизические параметры модели следующие: $\rho_A = 7,19$; $\rho_B = 2,33$ г/моль; $c_A = 0,474$; $c_B = 0,88$ Дж/(г·К); $\lambda_A = 0,89$; $\lambda_B = 1,1$ Вт/(см·К); $q_0 = 5$ кВт/см²; $T_0 = 300$ К; $C_{A0} = 1$; $C_{B0} = 0$ (в начальный момент времени легирующий элемент находится только в покрытии); $D_{AA} = D_{BB} = 6,25$ см²/с; $\gamma = 1$ (поскольку примесь мала, можно предположить «идеальную» растворимость). Толщина покрытия и коэффициенты термодиффузии (коэффициенты Соре) варьировались.

Примеры расчетов представлены на рисунках 1-3. Распределение температуры не зависит от параметров, входящих в диффузионные уравнения, однако качественное распределение концентрации для покрытия с низкой и высокой теплопроводностью оказываются различными.

Из рисунков 1 а, б видно, что при увеличении толщины покрытия ускоряется отток тепла с поверхности вглубь материала, однако зона прогрева материала подложки уменьшается с 8600 мкм до 8510 мкм для t = 0,045 мс. При этом градиент температуры в покрытии уменьшается.



Puc. 1. Распределение температуры в поверхностном слое в различные моменты времени:

 $t_1 = 0,0025$; $t_2 = 0,010$; $t_3 = 0,030$; $t_4 = 0,045$ мс. Толщина покрытия: $a - H_A = 200$ мкм; $6 - H_A = 400$ мкм Так, с увеличением толщины покрытия в два раза (с 200 до 400 мкм) к тому же моменту времени градиент температуры в покрытии с меньшей толщиной составляет 5305 К/см, тогда как для покрытия с большей толщиной – 4979 К/см.

Поскольку ширина диффузионной зоны много меньше ширины зоны прогрева, на рис. 2.а-в, 3.а-в, где представлены распределения концентрации, выделена узкая область в окрестности контакта материалов. В случае, когда эффект Соре не учитывается, т.е. $D_{TA} = D_{TB} = 0$ (Рис.2.а, Рис.3.а) кривые концентраций монотонны.



Рис.2 Распределение концентрации легирующего элемента из покрытия в подложку для различных коэффициентов Соре, в различные моменты времени: $t_1 = 0,0025$; $t_2 = 0,010$; $t_3 = 0,030$; $t_4 = 0,045$ мс; $H_A = 200$ мкм

Исходя из того, что теплопроводности материалов близки, увеличение толщины покрытия не оказывает значительного влияния на ширину диффузионной зоны, которая к моменту времени 0,045 мс составляет около 17 мкм (кривые 4).

Если учитывать влияние эффекта Соре (Рис. 2.6, 3.6 – $D_{TA} = 5 \cdot 10^{-7}$; $D_{TB} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/(\text{с-K})$, Рис. 2.в, 3.в – $D_{TA} = 0.5 \cdot 10^{-7}$; $D_{TB} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/(\text{с-K})$), то со временем в покрытии или в подложке (в зависимости от направления и величины термодиффузионного потока) появляются области обеднения и перенасыщения.



Рис.3 Распределение концентрации легирующего элемента из покрытия в подложку для различных коэффициентов Соре, в различные моменты времени: $t_1 = 0,0025$; $t_2 = 0,010$; $t_3 = 0,030$; $t_4 = 0,045$ мс; $H_A = 400$ мкм

Размер этих областей зависит от соотношения коэффициентов Соре (термодиффузии), а также от соотношения коэффициентов теплопроводности покрытия и подложки. Очевидно, что область насыщения легирующим элементом будет формироваться вблизи контакта в том материале, в котором коэффициент термодиффузии будет больше.

Ширина диффузионной зоны для материалов с разными коэффициентами Соре растет со временем, однако не зависит от толщины покрытия, что, по видимому, связано с теплопроводностью. Заметим, что коэффициенты термодиффузии (Соре) и коэффициент распределения γ_{AB} для выбранных материалов неизвестны. Полученные качественные эффекты говорят о необходимости их экспериментального измерения и проведения дальнейших исследований в этом направлении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведено решение задачи тепло- и массопереноса в пластине с неидеальным тепловым контактом между покрытием и подложкой. Проиллюстрировано влияние эффекта термодиффузии на распределение концентрации легирующего элемента из покрытия в подложку в случае высокой тепловой и диффузионной проводимости и пренебрежимо малой толщины переходной зоны между материалом покрытия и материалом основы. В ходе параметрического исследования выявлено, что эффект Соре проявляется наиболее ярко в тех случаях, когда температуропроводности материалов покрытия и подложки отличаются на порядки.

В дальнейшем планируется более подробное параметрическое исследование модели в различных предельных случаях: низкая тепловая и/ или диффузионная проводимость зоны контакта, влияние толщины переходной зоны на ширину зоны прогрева и диффузии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-08-98058.

Список литературы:

- Кривобоков В.П., Пащенко О.В., Сапульская Г.А. Исследование механизмов интенсивного переноса атомов в веществе, облучаемом мощными наносекундными пучками заряженных частиц.// Журнал технической физики. 1994. Т.64. Вып. 5. С. 37-42
- Бровер Г.И., Дьяченко Л.Д., Бровер А.В. Повышение эксплуатационных характеристик химических покрытий на сталях лазерной термообработкой // Упрочняющие технологии и покрытия. 2007. Т. 29. №5. С. 11-14
- Бокштейн Б.С. Термодиффузия // Соросовский образовательный журнал. Химия. 1999. №4. С. 40-43
- Дан Л.А., Скребцов А.М. Анализ движущих сил и механизмов термодиффузии элементов в сером чугуне // Вісник Приазов. держ. техн. ун-ту: зб. наук. праць / ПДТУ. 2007. Вип. 17. С. 89-92.
- Князева А.Г., Чепак-Гизбрехт М.В Влияние термодиффузии на перераспределение легирующего элемента между покрытием и подложкой в условиях поверхностного нагрева // Известия вузов. Физика. 2013. Т. 56. №. 12/2. С. 46-52
- 6. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.



УДК 532.5.013

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-09

ДВУМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Черемных Е.Н.¹

¹ Институт вычислительного моделирования СО РАН, 630036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50/44

АННОТАЦИЯ

Данная работа посвящена исследованию одного частично инвариантного решения ранга два и дефекта три уравнения вязкой теплопроводной жидкости. Оно интерпретируется как движение трёх несмешивающихся жидкостей в плоском канале, ограниченном твёрдыми неподвижными стенками, на которых известно распределение температур. С математической точки зрения, возникающая начально - краевая задача является нелинейной и обратной. При некоторых (часто выполняющихся в практических приложениях) предположениях задача заменяется линейной. Для неё получены априорные оценки, найдено стационарное точное решение и доказано, что с ростом времени решение выходит на этот стационарный режим, если стабилизируется со временем температуры на стенках. В изображениях по Лапласу получено точное решение. Его качественный и численный анализ хорошо подтверждает стремление решения к стационарному.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двумерное движение трёх несмешивающихся вязких теплопроводных жидкостей в плоских слоях $0 < y < l_1$, $l_1 < y < l_2$, $l_2 < y < l_3$ с границами раздела $y = l_1$, $y = l_2$ и твёрдыми неподвижными стенками y = 0, $y = l_3$. В качестве основной математической модели используются уравнения двумерных движений вязкой теплопроводной жидкости

$$u_t + uu_x + \vartheta u_y + \frac{1}{\rho} p_x = v(\vartheta_{xx} + \vartheta_{yy}), \qquad (1.1)$$

$$\vartheta_t + u\vartheta_x + \vartheta\vartheta_y + \frac{1}{\rho}p_y = v(\vartheta_{xx} + \vartheta_{yy}), \qquad (1.2)$$

$$u_x + \vartheta_y = 0, \tag{1.3}$$

$$\Theta_t + u\Theta_x + \vartheta\Theta_y = \chi \big(\Theta_{xx} + \Theta_{yy}\big), \qquad (1.4)$$

где u(x, y, t), $\vartheta(x, y, t)$ – компоненты вектора скорости, p(x, y, t) – давление, $\Theta(x, y, t)$ – температура, ρ – плотность, V – кинематическая вязкость, χ – температуропроводность жидкости. Величины ρ, V, χ представляются постоянными.

Коэффициент поверхностного натяжения σ_n на границах раздела линейно зависит от температуры: $\sigma_n(\Theta) = \sigma_n - \alpha_n \Theta, \quad \alpha_n$ – температурный коэффициент поверхностного натяжения, n=1,2. Постоянные σ_n^0 предполагаются достаточно большими, поэтому поверхности раздела являются плоскими и стационарными.

Система уравнений (1.1) – (1.4)допускает четырёхмерную подалгебру Ли $\langle \partial_x, t\partial_u + \partial_x, \partial_p, \partial\Theta \rangle$. Её инварианты суть t, y, ϑ и частично инвариантное решение ранга и дефекта три следует искать в виде

$$u = u(x, y, t), \quad \vartheta = \vartheta(y, t), \quad p = p(x, y, t),$$
$$\Theta = \Theta(x, y, t).$$

Подстановка точного вида решения в систему (1.1) – (1.3) приводит к соотношениям

$$u = w(y,t)x + u_1(y,t), w + \vartheta_y = 0,$$

$$w_{t} + \vartheta w_{y} + w^{2} = f(t) + v w_{yy}, \frac{1}{\rho} p = h(y, t) - \frac{f(t)}{2} x^{2},$$
$$h_{y} = v \vartheta_{yy} - \vartheta_{t} - \vartheta \vartheta_{y}, \ u_{1t} + \vartheta u_{1y} + u_{1}w = 0$$

с пока произвольной функцией f(t).

Относительно поля температур предположим, что оно имеет вид

$$\Theta = a(y,t)x^{2} + a_{1}(y,t)x + b(y,t).$$
(1.6)

Далее, для простоты, предполагаем, что $u_1(y,t) \equiv 0$,

 $a_1(y,t) \equiv 0$. Вводя индекс *j*=1,2,3, фиксирующий жидкость, с помощью представлений (1.5), (1.6) приходим к сопряжённой начально - краевой задаче для скоростей $w_j(y,t)$ (функции $\vartheta_j(y,t)$ исключаются из уравнения сохранения массы)

$$w_{it} = V_i w_{ivv} + f_i(t),$$
 (1.7)

$$w_i(y,0) = 0,$$
 (1.8)

$$w_1(0,t) = 0, \quad w_3(l_3,t) = 0,$$
 (1.9)

$$(l_1,t) = w_2(l_1,t), \quad w_2(l_2,t) = w_3(l_2,t), \quad (1.10)$$

$$\mu_2 w_{2y}(l_1, t) - \mu_1 w_{1y}(l_1, t) = -2\alpha_1 a_1(l_1, t), \quad (1.11)$$

$$\mu_{3}w_{3y}(l_{2},t) - \mu_{2}w_{2y}(l_{2},t) = -2\alpha_{2}a_{2}(l_{2},t), \quad (1.12)$$

$$\int_{0}^{l_{1}} w_{1}(y,t)dy = 0, \int_{l_{1}}^{l_{2}} w_{2}(y,t)dy = 0, \quad (1.13)$$

$$\int_{l_2}^{1} w_3(y,t) dy = 0$$
 (1.14)

и возмущений температур $a_i(y,t)$

w

$$a_{jt} = \chi_j a_{jyy_j} \tag{1.15}$$

$$a_j(y,0) = a_{j0}(y),$$
 (1.16)

$$a_1(0,t) = a_{10}(t), \quad a_3(l_3,t) = a_{30}(t), \quad (1.17)$$

$$a_1(l_1,t) = a_2(l_1,t), a_2(l_2,t) = a_3(l_2,t),$$
 (1.18)

$$k_1 a_{1\nu}(l_1, t) = k_2 a_{2\nu}(l_1, t), \qquad (1.19)$$

$$k_2 a_{2y}(l_2, t) = k_3 a_{3y}(l_2, t), \qquad (1.20)$$

где μ – динамическая вязкость, k – коэффициенты теплопрводности. Равенства (1.13) означают, что $\vartheta_1(l_1,t) = \vartheta_2(l_1,t) = 0$, а (1.14) есть условие прилипания $\vartheta_3(l_3,t) = 0$. Также равенства (1.13), (1.14) являются дополнительными условиями на функции $f_i(t)$.

2. СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ И АПРИОРНЫЕ ОЦЕНКИ

Найдем стационарное решение задач (1.7) - (1.14) и (1.15) - (1.20) (начальные данные (1.8), (1.16) при этом не учитываются). Имеем $w_j = w_j^0(y), \quad a_j = a_j^0(y),$ $f_j = f_j^0 = const$ и уравнения (1.7), (1.15) примут вид

$$w_{j}^{0} = -\frac{f_{j}}{2\nu_{j}}y^{2} + C_{j}^{1}y + C_{j}^{2},$$
$$a_{j}^{0} = d_{j}^{1}y + d_{j}^{2}.$$

Постоянные $C_j^1, C_j^2, d_j^1, d_j^2$ определятся из граничных условий (1.9) - (1.14) и (1.17) - (1.20) и, после простых преобразований, получим представления для безразмерных возмущений температур $\overline{a}_j^0 = a_j^0 \alpha_2 l_1^3 / v_1 \mu_2$

$$\overline{a}_{1}^{0}(\xi) = M\left[\frac{\overline{l}_{1}\left(a_{30} / a_{10} - 1\right)}{g}\xi + 1\right],$$

$$0 < \xi < 1, \ \xi = \frac{y}{l_{1}},$$
(2.1)

$$\overline{a}_{2}^{0}(\xi) = M \left[\frac{\overline{l}_{1}(a_{30} / a_{10} - 1)}{g} \left((\xi - 1) \overline{k}_{1} + 1 \right) + 1 \right],$$

$$1 < \xi < \frac{1}{t}, \qquad (2.2)$$

$$\overline{a}_{3}^{0}(\xi) = M \left[\frac{\overline{k}_{1} \overline{k}_{2} \overline{l}_{1}(a_{30} / a_{10} - 1)}{g} \left(\xi - \frac{\overline{l}_{2}}{\overline{l}_{1}} \right) + \frac{a_{30}}{a_{10}} \right],$$

$$\frac{1}{\overline{l}_{1}} < \xi < \frac{\overline{l}_{2}}{\overline{l}_{1}}$$
(2.3)

и скоростей $\overline{w}_{j}^{0} = w_{j}^{0} l_{1}^{2} / v_{1}$

$$\overline{w}_{1}^{0}(\xi) = \frac{\overline{a}_{2}^{0}(\frac{1}{\overline{l}_{1}})\overline{l}_{1}(\overline{l}_{1}-1)}{m_{1}} (2\xi - 3\xi^{2}) \left[\frac{\alpha_{1}a_{1}(1)}{\alpha_{2}a_{2}(1/\overline{l}_{1})} - \right]$$

$$-\frac{m_5}{m_4}(\bar{l}_1-1)], \quad 0 < \xi < 1, \tag{2.4}$$

где $\overline{l}_1 = l_1 / l_2$, $\overline{l}_2 = l_3 / l_2$, $\overline{k}_1 = k_1 / k_2$, $\overline{k}_2 = k_2 / k_3$, $\overline{\mu}_1 = \mu_1 / \mu_2$, $\overline{\mu}_2 = \mu_2 / \mu_3$, $M = a_{10} \alpha_2 l_1^3 / v_1 \mu_2 -$ число Марангони.

Чтобы получить априорные оценки для функций $w_j(y,t)$ решения задачи (1.7) – (1.14), необходимо иметь оценки начально – краевой задачи (1.15) – (1.20). Для этого нужно произвести замену

$$a_{1}(y,t) = \tilde{a}_{1}(y,t) + \frac{a_{10}(t)}{l_{1}^{2}}(y-l_{1})^{2}, \quad a_{2}(y,t) = \tilde{a}_{2}(y,t),$$
$$a_{3}(y,t) = \tilde{a}_{3}(y,t) + \frac{a_{30}(t)}{(l_{3}-l_{2})^{2}}(y-l_{2})^{2}.$$

После чего функции $\tilde{a}_{j}(y,t)$ в своих областях определения удовлетворяют уравнениям

$$\tilde{a}_{1t} = \chi_1 \tilde{a}_{1yy} + \frac{2\chi_1 a_{10}(t)}{l_1^2} - \frac{a_{10}'(t)(y-l_1)^2}{l_1^2}, \quad \tilde{a}_{2t} = \chi_2 \tilde{a}_{2yy},$$
$$\tilde{a}_{3t} = \chi_3 \tilde{a}_{3yy} + \frac{2\chi_3 a_{30}(t)}{(l_3 - l_2)^2} - \frac{a_{30}'(t)(y-l_2)^2}{(l_3 - l_2)^2}.$$

Граничные условия (1.17) для \tilde{a}_1 и \tilde{a}_3 становятся однородными, а (1.18) – (1.20) сохраняют свой вид. Изменятся начальные условия (1.16) для функций \tilde{a}_1, \tilde{a}_3 :

$$\tilde{a}_{1}(y,0) = a_{10}(y) - \frac{a_{10}(0)}{l_{1}^{2}}(y-l_{1})^{2} \equiv \tilde{a}_{10}(y),$$

$$\tilde{a}_{3}(y,0) = a_{30}(y) - \frac{a_{30}(0)}{(l_{3}-l_{2})^{2}}(y-l_{2})^{2} \equiv \tilde{a}_{30}(y).$$

После некоторых вычислений приходим к следующим оценкам для функций $\tilde{a}_{i}(y,t)$

$$|a_{1}(\mathbf{y}, \mathbf{t})| \leq \left(\frac{8A(\mathbf{t}) F(\mathbf{t})}{\rho_{1}c_{1}k_{1}}\right)^{1/4}, \qquad (2.7)$$
$$|a_{2}(\mathbf{y}, \mathbf{t})| \leq \sqrt{2\sqrt{2A(\mathbf{t}) F(\mathbf{t})} \left((\rho_{2} c_{2}k_{2})^{-1/2} + (\rho_{1} c_{1}k_{1})^{-1/2}\right)}, \qquad (2.8)$$

$$|a_3(\mathbf{y},\mathbf{t})| \le \left(\frac{8A(\mathbf{t})\,\mathbf{F}(\mathbf{t})}{\rho_3 c_3 k_3}\right)^{1/4}$$
. (2.9)

С функциями

$$F(t) = k_1 \int_{0}^{l_1} \tilde{a}_{10y}^2(y) dy + k_2 \int_{l_1}^{l_2} \tilde{a}_{20y}^2(y) dy + k_3 \int_{l_2}^{l_3} \tilde{a}_{30y}^2(y) dy + 2\rho_1 c_1 \left[\frac{4\chi_1^2}{l_1^3} \int_{0}^{t} a_{10}^2(\tau) d\tau + \frac{1}{5} l_1 \int_{0}^{t} (a_{10}'(\tau))^2 d\tau \right] + 2\rho_3 c_3 \left[\frac{4\chi_3^2}{(l_3 - l_2)^2} \int_{0}^{t} a_{30}^2(\tau) d\tau + \frac{1}{5} (l_3 - l_2) \int_{0}^{t} (a_{30}'(\tau))^2 d\tau \right]$$

И

$$\mathbf{A}(t) = \frac{1}{2} \mathbf{\rho}_1 c_1 \int_{0}^{l_1} \tilde{a}_1^2 dy + \frac{1}{2} \mathbf{\rho}_2 c_2 \int_{l_1}^{l_2} \tilde{a}_2^2 dy + \frac{1}{2} \mathbf{\rho}_3 c_3 \int_{l_2}^{l_3} \tilde{a}_1^2 dy,$$

причём

 W_1

$$A(t) \le \left[\sqrt{A(0)} + \frac{1}{2} \int_{0}^{t} e^{\delta t} G(\tau) d\tau\right]^{2} e^{-2\delta t}, \qquad (2.10)$$

$$G(t) \leq 2\sqrt{\rho_{1}c_{1}} \left(\frac{2\chi_{1} |a_{10}(t)|}{l_{1}^{3/2}} + \frac{1}{\sqrt{5}} \sqrt{l_{1}} |a_{10}'(t)| \right) + 2\sqrt{\rho_{3}c_{3}} \left(\frac{2\chi_{3} |a_{30}(t)|}{(l_{3} - l_{2})^{3/2}} + \frac{1}{\sqrt{5}} \sqrt{(l_{3} - l_{2})} |a_{30}'(t)| \right), \quad (2.11)$$

где $\delta = \frac{1}{M} \min\left(\frac{1}{\rho_j c_j}\right), c_j -$ коэффициенты удельной те-

плоёмкости, *М* – постоянная из неравенства Фридрихса [2].

Следовательно, если сходятся интегралы

$$\int_{0}^{\infty} e^{\delta t} \left| a_{m0}(\tau) \right| d\tau, \quad \int_{0}^{\infty} e^{\delta t} \left| a_{m0}'(\tau) \right| d\tau, \quad m = 1, 3, \qquad (2.12)$$

То согласно (2.10), (2.11) функция A(t) с ростом времени стремится к нулю по экспоненциальному закону. Физически это означает, что тепловые эффекты достаточно малы.

Априорные оценки для функций $w_i(y,t)$ имеют вид

$$|(\mathbf{y},\mathbf{t})| \le C_1 \left(E(\mathbf{t}) \right)^{1/4}, |w_2(\mathbf{y},\mathbf{t})| \le C_2 \left(E(\mathbf{t}) \right)^{1/4}, \quad (2.13)$$
$$|w_3(\mathbf{y},\mathbf{t})| \le C_3 \left(E(\mathbf{t}) \right)^{1/4}, \quad (2.14)$$

где E(t) – суммарная кинетическая энергия системы и

$$E(t) \leq e^{-4\delta_{1}t} \int_{0}^{t} e^{4\delta_{1}\tau} H(\tau) d\tau,$$
$$H(\tau) = 4 \left(\frac{\alpha_{1}}{\varepsilon_{1}} \frac{1}{\sqrt{\rho_{1}c_{1}k_{1}}} + \frac{\alpha_{2}}{\varepsilon_{2}} \frac{1}{\sqrt{\rho_{3}c_{3}k_{3}}} \right) \sqrt{A(t)F(t)},$$
$$\delta_{1} = \frac{1}{l_{3}^{2}} \min\left\{ \frac{\mu_{1} - \alpha_{1}l_{1}\varepsilon_{1}}{\rho_{1}}, \frac{\mu_{2}}{\rho_{2}}, \frac{\mu_{3} - \alpha_{2}(l_{3} - l_{2})\varepsilon_{2}}{\rho_{3}} \right\}.$$

Следовательно, решения задач (1.7) - (1.14), (1.15) - (1.20) при $t \to \infty$ выходят на стационарный режим (2.1) – (2.3), (2.4) – (2.6), если сходятся интегралы (2.12), причём справедливы оценки скорости сходимости (2.13), (2.14), (2.7) – (2.9), соответственно.

3. РЕШЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ МЕТОДОМ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛАПЛАСА

В силу полученных оценок (2.13), (2.14) и (2.7) – (2.9) применим преобразование Лапласа к задачам (1.7) – (1.14) и (1.15) – (1.20) для получения более точной информации о поведении $w_j(y,t)$. В результате приходим к краевой задаче для изображений W(y, p) функций

w(y,t)

$$\frac{pW_{j}(y,p)}{v_{j}} - W_{jyy}(y,p) = \frac{F_{j}(p)}{v_{j}}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (3.1)$$

$$W_1(0, p) = 0, \quad W_3(l_3, p) = 0,$$
 (3.2)

$$W_{1}(l_{1}, p) = W_{2}(l_{1}, p), \quad W_{2}(l_{2}, p) = W_{3}(l_{2}, p), (3.3)$$
$$\mu_{2}W_{2y}(l_{1}, p) - \mu_{1}W_{1y}(l_{1}, p) = -2\alpha_{1}A_{1}(l_{1}, p), \quad (3.4)$$
$$\mu_{2}W_{2y}(l_{1}, p) - \mu_{1}W_{1y}(l_{1}, p) = -2\alpha_{2}A_{1}(l_{1}, p), \quad (3.4)$$

$$\mu_{3}W_{3y}(l_{2},p) - \mu_{2}W_{2y}(l_{2},p) = -2\alpha_{2}A_{2}(l_{2},p), \quad (3.5)$$

$$\int_{0}^{1} W_{1}(y,p)dy = 0, \quad \int_{l_{1}}^{1} W_{2}(y,p)dy = 0, \quad (3.6)$$

$$\int_{l_2}^{l_3} W_3(y, p) dy = 0.$$
 (3.7)

и изображений $A_i(y, p)$ функций $a_i(y, t)$

$$\frac{pA_{j}(y,p)}{\chi_{j}} - A_{jyy}(y,p) = 0, \qquad (3.8)$$

$$A_1(0,p) = A_{10}(p), \quad A_3(l_3,p) = A_{30}(p),$$
 (3.9)

$$A_1(l_1, p) = A_2(l_1, p), \quad A_2(l_2, p) = A_3(l_2, p), \quad 3.10)$$

 $k_1 A_{1y}(l_1, p) = k_2 A_{2y}(l_1, p), \ k_2 A_{2y}(l_2, p) = k_3 A_{3y}(l_2, p), \ (3.11)$ Решение задачи (3.1) – (3.7) записывается так

$$W_j(y,p) = C_j^1 sh_j \sqrt{\frac{p}{\nu_j}} y + C_j^2 ch_j \sqrt{\frac{p}{\nu_j}} y + \frac{F_j(p)}{p},$$

А решение задачи (3.8) – (3.11) может быть представлено в виде

$$A_{j}(y,p) = d_{j}^{1} sh \sqrt{\frac{p}{\chi_{j}}} y + d_{j}^{2} ch \sqrt{\frac{p}{\chi_{j}}} y,$$

где $F_j(p)$ – изображение функций $f_j(t)$. При получении уравнений (3.1) и (3.8) были использованы начальные данные (1.8) и (1.16) ($a_{j0}(y) = 0$). Постоянные C_j^1 ,

 C_j^2, d_j^1, d_j^2 , и функции $F_j(p)$ определятся из граничных условий (3.2) – (3.7), (3.9) – (3.11). В силу громоздкости, выражения для них не приводятся.

Проводя тривиальные выкладки доказываются предельные равенства при $p \to 0$

$$\lim pW_{j}(y, p) = w_{j}^{0}(y), \quad \lim pA_{j}(y, p) = a_{j}^{0}(y),$$

где $w_j^0(y), a_j^0(y)$ – стационарное решение задач (1.7) – (1.14), (1.15) – (1.20), соответственно. На рис. 1 и 2 изображена эволюция безразмерных возмущений температур $\overline{a}_j(\xi, \tau)$ и скоростей $\overline{w}_j(\xi, \tau)$ к стационарному режиму (2.1) – (2.3), (2.4) – (2.), $\xi = y/l_1, \tau = v_1 t/l_1^2$ – безразмерное время. Все вычисления произведены для сис-

темы силикон – вода – воздух и для случая, когда темпе-

ратура задана только на нижней стенке, а верхняя теплоизолирована. На рис. 1, 2 рассмотрен случай, когда $\overline{a}_{10}(\tau) = 1 + e^{-\tau} \sin 10\tau$, а на рис. 3 $\overline{a}_{10}(\tau) = 5 \sin \tau$, то есть при $\tau \to \infty \lim \overline{a}_{10}(\tau)$ не существует и решение не сходится к стационарному. В первом случае, как и следовало ожидать, решение с ростом времени выходит на стационарный режим.





Puc. 2



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты:

 найдено точное стационарное решение поставленной задачи;

- решение нестационарной задачи построено в виде конечных аналитических формул в изображениях по Лапласу;

 получены априорные оценки оценки скорости сходимости решения к стационарному;

- путём численного обращения преобразования Лапласа получена эволюция поля скоростей и возмущений температур для системы силикон – вода – воздух.

> Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-01-00067 и интеграционного Проекта СО РАН № 116.

Список литературы:

- Андреев В. К., Гапоненко Ю. А., Гончарова О. Н., Пухначёв В. В. Современные математические проблемы конвекции. - М.: Физматлит, 2008. -368 с.
- Лемешкова Е. Н. О неравенстве Фридрихса для области, состоящей из трёх отрезков// Некоторые актуальные проблемы современной математики и математического образования. Герценовские чтения - 2011. Материалы научной конференции, 11-16 апреля 2011.- СПб.: ООО "ПаркКом", 2011. С.80-84.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-1-14

NUMERICAL SIMULATION OF THERMAL FLUIDDYNAMIC BEHAVIOUR OF HEAT EXCHANGERS WITH IRREGULAR FIN PROFILE

Alessandra De Angelis¹, Onorio Saro¹, Giulio Lorenzini²*, Rinaldo Garziera²

¹Department of Electrical Management and Mechanical Engineering, University of Udine, Italy ²Department of Industrial Engineering, University of Parma, Italy ^{*}corresponding: giulio.lorenzini@unipr.it

ABSTRACT

Compact heat exchangers allow to transfer large amount of heat within a reduced amount of space and they are widely used in several contexts, like radiators in vehicles, evaporators and condensers in air conditioners, as well as part of the cooling systems in electrical devices, and in other applications.

The aim of this study is to numerically and empirically analyse a few configurations of compact exchangers characterized by different irregular fin architecture in order to both enhance the heat transfer process and reduce friction loss. Both heat transferred and friction loss have been calculated numerically and experimentally.

As a result, several irregular fins configurations characterized by a periodic progression and interruption of the boundary layer have been discussed; nevertheless irregular fin allow to assemble high compactness level heat exchangers even if characterized by an increase in friction losses.

1. INTRODUCTION

Finned heat exchangers are used in a large variety of engineering applications: from residential air cooling to vehicles industry.

Generally the thermo fluid vector that flows through cavity is at liquid state while the fluid that flows within finned channels is gaseous. The configuration of a finned heat exchanger may vary on the basis of the tube pitch, section, thickness and position, the distance between fins, their shape and thickness, etc. The most common parameters that allow to evaluate the heat exchanger performance are frictional loss, the overall heat transfer coefficient and compactness. Early studies about performance of finned heat exchangers were basically experimental proofs [1]. Afterwards several studies based on 2-D numerical simulations had been conducted. Wung and Chen [2, 3] analyzed the friction losses by comparing staggered-tube exchangers and in-line-tube ones; Kundu e al. [4, 5] conducted both numerical and experimental studies about a liquid hitting cylindrical tubes in the space between two parallel planes. However one must note that 2-D simulations show intrinsic limits, mostly concerning the prediction of fluid flows in motion and the temperature gradient field related to an heat exchanger section.

2. PROBLEM DESCRIPTION

The heat exchanger analysed in this work is a cross-flow type compact plate heat exchanger (Fig. 1), within which the exchanging-heat streams do not come in contact with each other as they are separated by a thin metal layer. All the components that are part of the heat exchanger are aluminium made. This work has focused the attention on the fluid running over the tubes rather than on the external air; for this reason the simplifying hypothesis adopted deals with the external surfaces of the domain, which are considered at uniform temperature. over the tubes the fluid runs into a solid wall composed by baffles (Fig. 2), in which the fluid is directed. In this way the fluid is forced to pass through a sinuous flowpath so that the boundary layer is repeatedly destroyed and sprouted, respectively at the end and at the beginning of each fin. Up-bounding the boundary layer produces the effect of enhancing the heat transfer process.

The aim of this study is to evaluate the influence that several parameters exercise on both the heat transfer process and the frictional losses. In particular, the following geometric parameters have been taken into account (Fig. 3):

- the fins thickness, t [mm];
- the louver angle, a [°];
- the fins pitch, s [mm].

Also, the following fluid-dynamics parameters have been considered:

- the Reynolds number, Re [-];

3. COMPUTATIONAL DOMAIN AND BOUNDARY CONDITIONS

The computational domain is reduced with respect to the whole heat exchanger taking advantage of the geometry periodicity and the cyclic nature of the temperature field and the motion field, both in the flow direction and in its orthogonal direction. The geometry and the calculation grid were defined by using the pre-processor GAMBIT; a sample detail of the grid considered is shown in Figure 4 in which a cross-section with respect to the direction of motion is represented. As one can see the mesh created is much more refined in vicinity of solid walls, i.e. where both temperature and velocity field are less uniform, so that one can get more accuracy in problem solution. In order to obtain a good computation grid as much as possible fitted in with the considered geometry the geometric domain has been splitted into smaller volumes characterized by acute angles-cells where possible. Super-imposed boundary conditions are:

- Periodicity among parallel and cross-sectional directions with respect to the flow moving along z-direction;

- Solid walls at the end of the device and at the top and the bottom of the domain;

- Flow rate held as constant where periodicity condition in zdirection are verified;

- Temperatures held as constant on higher and lower surfaces of the domain that are in contact with the gaseous mean.

Figure 5 shows the computational domain in which the boundary conditions are kept on evidence. Tables 1-4 show

⁻ the Colburn factor [-].

the geometric properties of all cases studied, which had been simulated holding the Reynolds number as constant (Re=800); this value results from a verified flow velocity between 0,2 e 0,6 m/s within the heat exchanger. Note that this value for Re applied to the considered geometry denotes a laminar flow. A detailed analysis has been hence conducted to study the behaviour of the heat exchanger considering different values for Re and the following parameters has been estimated:

- the convective heat transfer coefficient α [W m⁻¹ K⁻¹];

- the Nusselt number Nu [-];

- the heat flux-to-volume ratio q/V [W m⁻³];

- the frictional losses-to-length ratio $\Delta p/l$ [Pa m⁻¹].

4. EXPERIMENTAL CORRELATIONS

In order to have a benchmark to compare results, some experimental correlations related to the Colburn factor well known in literature are reported. The Colburn factor j is defined as:

 $j = Nu Re^{-1} Pr^{-1/3}$ (1)

The following correlation for laminar, transient and turbulent flows, obtained from experimental data related to Kays and London are reported. The correlations well adapt to our cases study.

- Laminar flow correlation: $j = 0.6522 \text{ Re}^{-0.5403} \alpha^{-0.1541} \delta^{-0.1499} \gamma^{-0.0678}$ (2)- Transient flow correlation: $j = 0.6522 \text{ Re}^{-0.5403} \alpha^{-0.1541} \delta^{-0.1499} \gamma^{-0.0678} (1+5,269 \ 10^{-5} \text{ Re}^{1.34} \alpha^{-0.504} \delta^{-0.456} \gamma^{-1.055})^{0.1}$ (3) - Turbulent flow correlation: $j=0,2435~Re^{-0,4063}\,\alpha^{-0,1037}\,\delta^{0,1955}\,\gamma^{-0,1733}$ (4)where $\alpha = s/h$; $\delta = t/l$; and $\gamma = t/s$.

5. NUMERICAL RESULTS

Numerical simulations have been performed by using Fluent 6.1.22 and reported in Figs. 6-7. The heat current resulting from case studies has been hence analyzed taking into account the convective heat transfer coefficient, calculated using the both the amount of heat transferred in each case and the log mean temperature difference:

 $\alpha = q/(A_{sup} \ \Delta T_{ml})$

(5)

where A_{sup} [m²] is the surface boundary among solid and liquid and ΔT_{ml} [°C] is the log mean temperature difference that depends on the inlet and outlet fluid temperatures and also on the temperature on the solid wall in contact with the liquid. The Nusselt number is calculated as:

$$\mathrm{Nu} = \alpha \, \mathrm{D_h} / \lambda \, (6)$$

where is $D_h[m]$ is the width of the heat exchanger. The heat current-to-volume ratio q/V is concerned with the volume portion of the inner flow; it is evident how such value increases as the volume considered approaches the whole heat exchanger. Nevertheless q/V is able to give an estimation in terms of device compactness and it is helpful to make comparisons with different case studies. Furthermore, the frictional losses related to the whole width of heat exchanger have been evaluated (the heat exchanger with is equal to 0,04 m). Figs. 6-7 show the velocity and temperature fields charts with regard to some relevant sections; in particular, since any significant difference has not been observed among the other cases, the figures refers just to a single case.

6. SIMULATION RESULTS

6.1 Simulation results for different fins thickness

The results obtained for different fins thickness t are shown in Figure 8. As one can note the convective heat transfer coefficient, the Nusselt number and the heat currentto-volume ratio do not show a monotonic trend with the increasing of fins thickness and a maximum is clearly recognizable within the 0,10-0,20 mm interval. Differently, frictional losses increase as the fins thickness increases.

6.2 Simulation results for different louver angle

The results obtained for different louver angle a are shown in Figure 9. The heat-to-volume ratio increases as the louver angle increases; the reason is that the boundary surface increases with the increasing of the louver angle. On the other hand the Nusselt number and the convective heat transfer coefficient shows a minimum in correspondence of a equal to 5°. About the frictional losses, these show an increasing trend with the increasing of the louver angle due to the increasing of the boundary surface as well as the heat-tovolume ratio.

6.3 Simulation results for different fins pitch

In this case both the heat-to-volume ratio and the frictional losses decrease as the fins pitch increases (Fig. 10). This is mainly due to a less copious presence of fins.

6.4 Simulation results for different values of Re

Additional numerical simulations for laminar, transient and turbulent flow, varying Re and holding the geometric parameters as constant, have been performed. Table 5 shows numerical values for the considered geometric parameters, while the following values for Re have been used: 600, 800, 1000, 1200, 2000, 5000, 7000, 10000. The transient zone between laminar and turbulent flow has been observed in correspondence of Re = 2000. In Figs. 11-13 the most significant results for variable Re are reported.

7. COMPARISON WITH EXPERIMENTAL **CORRELATIONS**

In this section the results obtained from numerical simulation are compared with theoretical correlations, considering several Re and varying the Colburn factor (Figs. 14-15). As one ca note, both the curves are very close each other. Minor gaps are recognizable in correspondence of low values for Re. In case of turbulent flow the difference between experimental correlations and numerical results is more relevant. In particular for Re = 5000 the curves are considerably distant. In this case the error may be probably due to the use of $k-\varepsilon$ model, which more suitable for high-turbulence flows; indeed, for highest Re the difference between results decreases.

8. CONCLUSIONS

The aim of the present work was studying the performance of a compact heat exchanger using a finite volume code (FLUENT 6.2.16), by varying values for geometric parameters and Reynolds number Re. In particular the study focused the heat transfer processes inside the heat exchanger. Firstly, a laminar flow study has been conducted with varying the fins thickness, the louver angle and the fins pitch, for a given Re. The results kept on evidence how the best configurations able to enhance the heat transfer process are those characterized by highest frictional losses. In particular, with regard to the fins thickness the values included within the interval between 1/30 and 1/15 with respect to the fins pitch are those that maximized the heat transfer. Secondly, a direct proportionality has been recognized between the heat transfer and the louver angle, since for high values for louver angle surface and frictional losses increases. Also, it is possible to note how as the fins pitch increases, the heat-to-volume transfer ratio decreases and this is probably due to the fins lack within the heat exchanger. A representative geometry has been hence chosen and the turbulent and transient flow have been studies for different Re. It was found that as Re increases, the heat transfer processes increases, and this phenomenon was combined with a relevant increasing of frictional losses. Finally a comparison between numerical results and theoretical literature has been performed, taking as reference Kays and London data. In this way, the theoretic Colburn factor trend was very close to the numerical one in case of laminar flow, then with increasing Re a relevant difference has been noted in transient zone and after that, for turbulent flow, the numerical results approached again the theoretical curve. For transient zone the numerical

simulations are definitely more challenging with respect to the other type of flow.

REFERENCES

- A. Zukauskas, Heat transfer from tubes in cross flow, Adv Heat Transfer 18, 87-159 (1987)
- T. S. Wung and C. J. Chen, Finite analytic solution of convective heat transfer for tube arrays in crossflow-I. Flow field analysis, ASME J. Heat Transfer 111, 633-640 (1989)
- T. S. Wung and C. J. Chen, Finite analytic solution of convective heat transfer for tube arrays in crossflow-II. Heat transfer analysis, ASME J. Heat Transfer 111, 641-648 (1989)
- D. Kundu, A. Haji-Sheikh and D.Y.S. Lou, Pressure and heat transfer in cross flow over cylinders between two parallel plates, Numer. Heat Transfer A, 19, 345-360 (1991)
- D. Kundu, A. Haji-Sheikh and D.Y.S. Lou, Pressure and heat transfer in cross flow over cylinders between two parallel plates, Numer. Heat Transfer A, 19, 345-360 (1991)
- D. Kundu, A. Haji-Sheikh and D.Y.S. Lou, Heat transfer predictions in cross flow over cylinders between two parallel plates, Numer. Heat Transfer A, 19, 361-377 (1991)

СЕКЦИЯ 2 Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение




УДК 536.46

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-03

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ТВЕРДОФАЗНЫЙ СИНТЕЗ СЛОЕВОГО КОМПОЗИТА

Алигожина К.А.¹, Князева А.Г.²

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

АННОТАЦИЯ

В работе предложена модель синтеза слоевого композита в условиях поджигания с торца, которая представляет собой двумерную трехслойную сопряженную задачу теплопроводности с источником химического тепловыделения в промежуточной области. Показано, что при некоторых параметрах возможна реализация самоподдерживающегося режима превращения.

введение

Проблема создания новых материалов, обладающих сочетанием таких свойств, как жаростойкости, износостойкости, прочности, является одной из важнейших задач во многих областях промышленности. В настоящее время разработано и исследовано множество методов получений подобных материалов, однако существенным недостатком большинства этих методов является энергозатратность. Одной из наиболее экономичных технологий является СВС. Достоинство самораспространяющегося высокотемпературного синтеза заключается в самом принципе – максимальное использование быстровыделяющегося тепла химических реакций вместо нагрева вещества от внешнего источника [1].

Особое место в производстве новых материалов занимают композиционные материалы различных структур и составов. Синтез в твердой фазе применим к созданию слоевых композитов, в которых чередуются инертные слои и слои, основа которых – экзотермическая порошковая смесь металлов.

Тот факт, что твердофазный синтез характеризуется высокими температурными градиентами и относится к быстропротекающим процессам, делает затруднительным проведение натурных экспериментов с целью исследования достаточно тонких физических эффектов. В связи с этим особое значение приобретает математическое моделирование.

Предварительные исследования [2-3] показали, что реакция в такой системе может протекать в различных стационарных и нестационарных режимах, причем скорость и картина реакции зависит как от свойств, так и от размеров материалов. С точки зрения экономии энергии наиболее интересным является самоподдерживающийся режим превращения, а также условия, в которых возможно его осуществление.

В данной работе исследуется возможность существования самоподдерживающегося режима превращения при твердофазном синтезе слоевого композита в условиях импульсного нагрева.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Общая постановка задачи

Рассматривается образец, состоящий из слоев трех разных материалов, один из которых представляет собой экзотермическую смесь. Слои расположены параллельно друг другу (см. рис. 1). На границе между слоями считаем справедливым условие идеального теплового контакта. В первом приближении полагаем теплофизические свойства всех слоев не зависимыми от температуры. Химическая реакция может быть описана простой суммарной схемой «реагент-продукт»

Импульсный нагрев образца осуществляется со стороны плоскости х=0. На остальных границах выполняются условия теплоизоляции или условия симметрии.



Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи

Таким образом, мы можем считать задачу двумерной в плоскости XOY.

1.2. Математическая постановка задачи

Математическая постановка теплофизической задачи об CBC-соединении разнородных материалов включает в себя уравнение теплопроводности в реагенте

$$(h_{B} \leq y \leq h_{B} + h):$$

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + QW(a,T)$$

и уравнения теплопроводности в соединяемых материалах

$$(0 \le y \le h_B): c_B \rho_B \frac{\partial T_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial y} \right);$$

$$(h_B + h \le y \le h_B + h + h_A):$$

$$c_A \rho_A \frac{\partial T_A}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial y} \right)$$

Полагаем, что экзотермическая химическая реакция протекает по первому порядку, а скорость ее зависит от температуры по закону Аррениуса:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = W = k_0 \varphi_1(a) \varphi_2(T_1) = k_0 (1-a) \exp\left(-\frac{E_a}{RT_1}\right)$$

На внешних границах заданы следующие граничные условия:

$$x = 0: -\lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial x} = \begin{cases} q_{0,t} < t_0 \\ 0, t \ge t_0 \end{cases},$$
$$x \to L: \quad \frac{\partial T_k}{\partial x} = 0,$$
$$y = 0: \quad \frac{\partial T_B}{\partial y} = 0,$$
$$y = h_B + h + h_A: \quad \frac{\partial T_A}{\partial y} = 0.$$

Причем физический смысл граничных условий на границах y = 0 и $y = h_B + h + h_A$ будет различным: условие симметрии (в случае, когда граница находится внутри системы) или условие теплоизоляции (на границе системы с окружающей средой).

На границах между соединяемыми материалами и реагентом считаем справедливыми условия идеального теплового контакта, что математически формулируется следующим образом:

$$y = h_B + h: \ \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda_A \frac{\partial T_A}{\partial y}, \ T = T_A,$$
$$y = h_B: \ \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda_B \frac{\partial T_B}{\partial y}, \ T = T_B.$$

В начальный момент времени имеем

$$t = 0$$
: $T = T_A = T_B = T_0, a = 0.$

В задаче приняты следующие обозначения: T_k - температура; a - степень превращения; λ_k, c_k, ρ_k - теплопроводность, теплоемкость и плотность материалов; t_0 время действия импульсного источника; Q - тепловыделение в химической реакции; k_0 - предэкспоненциальный множитель; E_a - энергия активации; R - универсальная газовая постоянная; индексы k=A, В относятся к инертным материалам A и B соответственно, величины без индекса относятся к реагенту.

1.3. Математическая постановка задачи в безразмерных переменных и метод решения

Для уменьшения числа переменных и количества необходимых численных расчетов перейдём к задаче в безразмерных переменных

$$\theta = \frac{T - T_*}{RT_*^2} E, \ \xi = \frac{x}{x_*}, \ \eta = \frac{y}{x_*}, \ \tau = \frac{t}{t_*},$$

$$x_* = \frac{h}{2}, t_* = \frac{\gamma}{k_0} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right), T_* = \sqrt{\frac{q_0 Eh}{R\lambda}}.$$

В результате задача примет вид:

$$K_{cB} \frac{\partial \theta_{B}}{\partial \tau} = K_{\lambda B} \frac{1}{Fr} \Delta \theta_{B}, \ 0 < \eta < \delta_{B},$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{Fr} \Delta \theta + (1-a) \exp\left(\frac{\theta}{1+\beta\theta}\right), \ \delta_{B} < \eta < \delta_{B} + 1, \tau_{0} = 0.625; \theta_{0} = 5$$

$$K_{cA} \frac{\partial \theta_A}{\partial \tau} = K_{\lambda A} \frac{1}{Fr} \Delta \theta_A, \ \delta_{\rm B} + 1 < \eta < \delta_B + 1 + \delta_A,$$

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} = \gamma (1 - a) \exp\left(\frac{\theta}{1 + \beta \theta}\right),$$

$$\eta = 0: \ \frac{\partial \theta_B}{\partial \eta} = 0,$$

$$\begin{split} \eta &= \delta_B : \ K_{\lambda B} \frac{\partial \theta_B}{\partial \eta} = \frac{\partial \theta}{\partial \eta}; \ \theta_B &= \theta, \\ \eta &= \delta_B + 1 : \ K_{\lambda A} \frac{\partial \theta_A}{\partial \eta} = \frac{\partial \theta}{\partial \eta}, \ \theta_A &= \theta, \\ \eta &= \delta_B + 1 + \delta_A : \ \frac{\partial \theta_A}{\partial \eta} = 0, \\ \xi &= 0 : \ K_{\lambda A} \frac{\partial \theta_A}{\partial \xi} = \begin{cases} 1, \tau < \tau_0 \\ 0, \tau \ge \tau_0 \end{cases}, \ -\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \begin{bmatrix} 1, \tau < \tau_0 \\ 0, \tau \ge \tau_0 \end{cases}, \\ -K_{\lambda B} \frac{\partial \theta_B}{\partial \xi} = \begin{cases} 1, \tau < \tau_0 \\ 0, \tau \ge \tau_0 \end{cases}, \\ \xi &\to \frac{L}{h} : \ \frac{\partial \theta_k}{\partial \xi} = 0, \\ \tau &= 0; \ \theta_A = -\theta_0; \ \theta = -\theta_0; \\ \theta &= -\theta_0, \end{split}$$

Модель включает в себя ряд безразмерных комплексов

$$\begin{split} \delta_A &= \frac{h_A}{x_*}, \quad \delta_B = \frac{h_B}{x_*}, \quad x_* = h, \quad \theta_0 = \frac{T_0 - T_*}{RT_*^2}E, \quad \beta = \frac{RT}{E}, \\ \gamma &= \frac{c\rho RT_*^2}{EQ}, \quad Fr = \frac{h^2}{x_T^2}, \quad K_{\lambda A} = \frac{\lambda_A}{\lambda}, \quad K_{\lambda B} = \frac{\lambda_B}{\lambda}, \quad K_{cA} = \frac{c_A \rho_A}{c\rho}, \\ K_{cB} &= \frac{c_B \rho_B}{c\rho}. \end{split}$$

Другие обозначения: $x_T = \sqrt{\kappa_T t_*}$ – характерный тепловой масштаб, $\kappa_T = \frac{\lambda}{c\rho}$ – коэффициент температуро-

проводности, $\tau_{_0}$ – время действия теплового импульса.

Задача исследуется численно с использованием неявной разностной схемы второго порядка аппроксимации по пространственным координатам и метода покоординатной прогонки. Граничные условия также аппроксимированы со вторым порядком.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Численный анализ задачи показал, что при некотором сочетании свойств материалов тепло, запасенное в стенках соединяемых материалов, способствует распространению фронта горения после отключения внешнего источника. В ранее исследованных в теории горения моделях этот эффект не наблюдался. Иллюстрацией обнаруженного факта служит рисунок 2. В какой бы момент времени мы не отключали внешний источник (моменту отключения соответствует прекращение роста максимальной температуры), после некоторого периода задержки устанавливается стационарный режим превращения. Время полного превращения увеличивается с ростом длительности нагрева, так как в прогретом слое начинается реакция, и внешний источник тепла (горячая пластина) становится стоком, сдерживая искусственно рост температуры. Поэтому длительный внешний нагрев может оказаться нежелательным для осуществления соединения материалов.



Рис. 3. Зависимость максимальной температуры от времени для различных длительностей теплового импульса. 1. $-\tau_0 = 20$; 2. $-\tau_0 = 10$; 3. $-\tau_0 = 5$; 4. $-\tau_0 = 2.5$; 5. $-\tau_0 = 1.25$; 6. $-\tau_0 = 0.625$; 7. $-\tau_0 = 0.3125$. Выбранные параметры: $\theta_0 = 5$; $\beta = 0.03$; $\gamma = 0.03$; Fr = 20; $K_{\lambda A} = K_{\lambda B} = 5$; $K_{cA} = K_{cB} = 1$.

Зависимость времени зажигания (которое определено по условию равенства нулю второй производной от температуры по времени) оказывается линейной (см. рис. 3)



Рис. 3. Зависимость времени зажигания от времени длительности теплового импульса. Выбранные параметры:

$$\begin{aligned} \theta_0 &= 5; \beta = 0.03; \gamma = 0.03; Fr = 20; \\ K_{\lambda A} &= K_{\lambda B} = 5; K_{cA} = K_{cB} = 1. \end{aligned}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что реализация самоподдерживающегося режима превращения возможна за счет тепла, запасенного в стенках инертных материалов за время действия импульсного источника. Продемонстрирован линейный характер зависимости времени зажигания от времени длительности теплового импульса.

Работа выполнена за счет средств субсидии в рамках реализации Программы повышения конкурентоспособности ТПУ, проект № ВИУ_ИФВТ_85_2014

Список литературы:

- Мержанов А.Г. Твердопламенное горение. Черноголовка: ИСМАН, 2000. 224 с.
- К. А. Алигожина, А. Г. Князева. Инициирование тепловым импульсом химической реакции в щели между разнородными материалами// Известия вузов. Физика. 2013. Т. 56. №12-2. С. 34-38.
- K. A. Aligozhina, A. G. Knyzeva Modeling of the Heat and Kinetic Phenomena Accompanying the Different Material Joining Using Solid-Phase Synthesis// Advanced Materials Research. 2014. V. 1040. Pp 519-524.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-04

УДК 621.791+534.46+51-74

МОДЕЛЬ КИСЛОРОДНОЙ РЕЗКИ С УЧЕТОМ РЕАКЦИИ ОКИСЛЕНИЯ И ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛА

Анисимова М.А.¹, Князева А.Г.²

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

² Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021, Россия, Томск, пр. Академический 2/4

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлена модель кислородной резки тонкой металлической пластины. В модели учтены некоторые особенности процесса, такие как нагрев тела внешним и внутренним источником тепла и плавления металла в процессе резки. В работе представлены результаты численных расчетов: температурное распределение, изменение толщины пластины и влияние параметров модели на максимальную температуру процесса и форму края реза.

введение

В некоторых технологиях получения и обработки материалов значительное влияние на результат оказывают явления инициирования химических реакций и фазовых переходов. К таким технологиям относится кислородная резка, в процессе которой происходит интенсивное окисление металла струей кислорода с большим выделением тепла. Этот процесс основан на способности некоторых металлов сгорать при температуре ниже температуры их плавления. В ходе кислородной резки протекают сложные физико-химические, металлургические, тепловые и газомеханические процессы, вызывающие изменение структуры и химического состава металла в узкой зоне, прилегающей к кромке реза. Все эти процессы взаимосвязаны и зависят от многих факторов, что чрезвычайно затрудняет управление процессом резки и делает актуальным построение математической модели процесса с целью выяснения основных закономерностей.

Различают поверхностную (срезается поверхностный слой металла), разделительную (металл разрезается на части) и копьевую (в металле прожигается глубокое отверстие) кислородную резку. [1] Данный вид обработки металла характеризуется следующими особенностями. Во-первых, нагрев металла осуществляется двумя источниками теплоты: внешним – подогревающим пламенем, и внутренним – спонтанно генерируемым в реакционной зоне в результате превращения в теплоту некоторого количества химической энергии металлургических реакций окисления. Во-вторых, в реакционной зоне происходит непрерывное удаление теплоносителей (расплавленного металла, шлаков и отходящих газов). Эти особенности находят отражение в нашей модели.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что по поверхности пластины вдоль заданной траектории движется источник тепла с заданным распределением энергии. Допустим, что разрезаемая платина достаточно тонкая для того, чтобы пренебречь распределением температуры по ее толщине.

Модель включает уравнение теплопроводности с учетом выделения или поглощения тепла, связанного с фазовым переходом в форме

$$h \cdot c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = h \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] + q_e + q_h - \alpha_{eff} \left(T - T_e \right) - \varepsilon_{eff} \sigma_0 \left[T^4 - T_w^4 \right]$$

где h=h(t,x,y) – толщина пластины, м; с – теплоемкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность, кг/м3; T – температура, К; t – время, c; λ – коэффициент теплопроводности разрезаемого материала $BT/(M \cdot K)$; *x*, *y* – пространственные координаты, м; $\alpha_{e\!f\!f}$ – эффективный коэффициент теплоотдачи с поверхностей пластины по закону Ньютона -Рихмана, Вт/(К·м2); T_e – температура окружающей среды, К; q_e – плотность внешнего источника энергии, Дж/(м2·с); $q_h = Q_h \frac{dh}{dt}$ – источник тепла вследствие гетерогенной реакции окисления, Дж/(м2·с); ϵ_{eff} – степень черноты; σ0 _ постоянная Стефана-Больцмана, Bт/(м2·К4).

В точке фазового перехода первого рода скачком меняется внутренняя энергия. Можно охарактеризовать и поведение различных физических свойств. Так теплоемкость вещества меняется в окрестностях температуры плавления согласно

$$(c_p \rho) = (c \rho)_0 + Q_{ph} \cdot \Delta(T - T_m),$$

где $\Delta(T - T_m)$ - дельта функция Дирака. При численном решении мы заменим ее следующей функцией:

$$\Delta_1 = \frac{1}{s_0 \sqrt{\pi}} \cdot \exp\left[-\left(\frac{T - T_m}{s_0}\right)^2\right]$$

Таким образом теплоемкость материала в окрестности точки плавления будет меняться согласно уравнению:

$$(c_p \rho) = (c \rho)_0 + \frac{Q_{ph}}{s_0 \sqrt{\pi}} \cdot \exp \left[- \left(\frac{T - T_m}{s_0} \right)^2 \right],$$

где Q_{ph} - теплота плавления (кристаллизации), T_m - температура плавления (кристаллизации); s_0 - полуинтервал сглаживания, $(c\rho)_0$ - теплоемкость на удалении от места реза.

Пусть энергия в источнике тепла, которая складывается из энергии, подаваемой для предварительного подогрева, и энергии диссипации вследствие соударения струи с разрезаемой поверхностью, распределена по закону Гаусса

$$q_e = q(t)\varphi(x, y, t),$$

$$\varphi(x, y, t) = \exp\left[-a^2\left(y^2 + (x - Vt)^2\right)\right]$$

где q(t) – максимальная плотность мощности источника, возможно, зависящая от времени; *V*– скорость движения струи вдоль разрезаемой пластины (в направлении оси (Ox)), м/с; a^{-1} – эффективный радиус кислородной струи, m^{-1} (*a*– «коэффициент сосредоточенности» струи).

Толщина пластины в зоне реза изменяется в соответствии с кинетическим законом, по форме аналогичным закону окисления в модели лазерной резки полимеров [2,3], и типичным для гетерогенных реакций [4]

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{k\beta_0}{k+\beta_0} = -\Phi(T), \text{ если } h \neq 0;$$
$$\frac{dh}{dt} = 0, \text{ если } h = 0.$$

Скорость гетерогенной реакции в диффузионном режиме β_0 определяется скоростью подвода окислителя (в рассматриваемом процессе кислородной резки – скоростью газа в кислородной струе), а скорость гетерогенной реакции в кинетическом режиме *k* зависит от температуры и концентрации окислителя, поэтому может быть представлена в виде

$$k = \varphi(x, y, t)k_0 \exp(-E/RT),$$

где k_0 – предэкспонент или константа скорости реакции, E – энергия активации реакции, Дж; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К).

На торцах пластины источники и стоки тепла отсутствуют:

$$x = 0, h_x$$
: $\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad y = 0, h_y$: $\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = 0$

В начальный момент времени имеем

t = 0: $T(x, y, 0) = T_0$; $h(x, y, 0) = h_0$.

Описанная математическая задача является многопараметрической и содержит множество характерных пространственных масштабов и времен протекания различных процессов. Удачный выбор безразмерных переменных позволяет существенно сократить число параметров, варьируемых при численном исследовании, и выделить безразмерные комплексы, удобные для обработки результатов расчетов и эксперимента.

2. ЗАДАЧА В БЕЗРАЗМЕРНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

В безразмерных переменных

$$\theta = \frac{T - T_*}{T_* - T_0}, \ \xi = \frac{x}{x_*}, \ \zeta = \frac{y}{y_*}, \ \tau = \frac{t}{t_*}, \ H = \frac{h}{h_0},$$

где x_*, y_*, t_*, T_* – характерные для задачи масштабы, задача принимает вид

$$H\psi(\theta)\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \delta^{-1}H\left[\frac{\partial^{2}\theta}{\partial\xi^{2}} + \frac{\partial^{2}\theta}{\partial\zeta^{2}}\right] - Nu(\theta + \theta_{e}) - B\left[\left(\theta + \sigma^{-1}\right)^{4} - \left(\sigma^{-1} - \theta_{W}\right)^{4}\right] + \varphi_{1}(\xi, \zeta, \tau) + A\frac{dH}{d\tau},$$
$$\psi(\theta) = 1 + \frac{Q_{m}}{s_{0}\sqrt{\pi}}\exp\left[-\left(\frac{\theta - \theta_{m}}{s_{0}}\right)^{2}\right],$$

где $Q_m = \frac{Q_{ph}}{(c\rho)_0 (T_* - T_0)} = \frac{Q_{ph}}{q_0 t_*} h_0$ - относительная тепло-

та фазового перехода.

$$\frac{dH}{d\tau} = \begin{cases} -\Phi_1(\theta), H \neq 0; \\ 0, H = 0, \end{cases}$$

$$\xi = 0, H_X : \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0; \quad \zeta = 0, H_Y : \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = 0;$$

$$\tau = 0: \quad \theta = -1,$$

где $\varphi_1(\xi, \zeta, \tau) = \exp\left[-\left(\zeta^2 + (\xi - \omega \tau)^2\right)\right]$ – подвижный внешний источник тепла;

$$\Phi_{1}(\theta) = \frac{\phi_{2}(\theta)\phi_{1}}{1 + \gamma \cdot \phi_{2}(\theta)\phi_{1}}; \quad \phi_{2}(\theta) = \exp\left[\frac{\sigma \cdot \theta}{\beta \cdot (1 + \sigma \cdot \theta)}\right] - \phi$$
ункции,

характеризующие скорость реакции окисления. Параметры модели:

параметры модел

$$Nu = \frac{I_* \alpha_{eff}}{h_0 c \rho}; \ B = \frac{\mathcal{E}_{eff} \sigma_0 I_*}{h_0 c \rho} \cdot (T_* - T_0)^3; \ \omega = aVt_*;$$

$$\delta = \frac{a^{-2} \cdot c \rho}{t_* \cdot \lambda} = \left[\frac{1/a}{\sqrt{\kappa t_*}}\right]^2; \ A = \frac{Q_h}{c \rho (T_* - T_0)};$$

$$\sigma = \frac{T_* - T_0}{T_*}; \ \beta = \frac{RT_*}{E}; \ \gamma = \beta_0^{-1} \cdot k_0 \cdot \exp\left[-\frac{E}{RT_*}\right].$$

3. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Задачу решали численно по неявной разностной схеме с использованием расщепления по координатам и линейной прогонки. При составлении разностной схемы вводим обозначение:

$$\Phi(\theta,\xi,\zeta,\tau) = -Nu(\theta+\theta_e) - B \cdot \left[\left(\theta+\sigma^{-1}\right)^4 - \left(\sigma^{-1}-\theta_w\right)^4 \right] + \exp\left[- \left(\zeta^2 + \left(\xi-\omega\tau\right)^2\right) \right] + A \frac{dH}{d\tau},$$

тогда уравнение теплопроводности в безразмерных переменных (2.8) принимает вид:

$$H \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \delta^{-1} \cdot H \cdot \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta} \right] + \Phi(\theta, \xi, \zeta, \tau) \, .$$

Сначала производим прогонку по оси ξ , затем - по ζ . Для прогонки по оси ξ имеем уравнение

$$H \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \delta^{-1} \cdot H \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\Phi}{2},$$

а для прогонки по оси ζ – уравнение

$$H \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \delta^{-1} \cdot H \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} + \frac{\Phi}{2}$$

Соответствующая разностная схема:

$$\overset{\vee}{H}_{i,k} \cdot \frac{\widetilde{\Theta}_{i,k} - \widetilde{\Theta}_{i,k}}{\Delta \tau} = \delta^{-1} \cdot \overset{\vee}{H} \cdot \frac{\widetilde{\Theta}_{i-1,k} - 2\widetilde{\Theta}_{i,k} + \widetilde{\Theta}_{i+1,k}}{\partial \xi^2} + \frac{\widetilde{\Phi}_{i,k}}{2}$$
$$\overset{\vee}{H}_{i,k} \cdot \frac{\widetilde{\Theta}_{i,k} - \overset{\vee}{\Theta}_{i,k}}{\Delta \tau} = \delta^{-1} \cdot \overset{\vee}{H} \cdot \frac{\widetilde{\Theta}_{i-1,k} - 2\widetilde{\Theta}_{i,k} + \widetilde{\Theta}_{i+1,k}}{\partial \zeta^2} + \frac{\widetilde{\Phi}_{i,k}}{2}$$

где $\theta_{i,k}$ – значение температуры с нижнего слоя,

 $\theta_{i,k}$ – ее значение с верхнего слоя,

θ_{ik} – промежуточное значение.

Граничные условия аппроксимировали со вторым порядком, для чего раскладывали величины в точках, прилегающих к поверхностям, в ряд Тейлора относительно граничных точек по малым шагам $\Delta\xi$, которые в общем случае могут быть различными:

$$\theta_{1,k} = \theta_{0,k} + \left(\frac{\partial \overset{\vee}{\theta}}{\partial \xi}\right)_{0,k} \Delta \xi + \left(\frac{\partial^2 \overset{\vee}{\theta}}{\partial \xi^2}\right)_{0,k} \frac{\Delta \xi^2}{2}$$

Чтобы оценить область изменения безразмерных параметров модели примем, что разрезаемый материал сталь, свойства которой могут принимать следующие значения [5]: плотность р≈7760÷7900 кг/м³, теплоемкость с≈462÷500 Дж/(кг·К), теплопроводность λ≈14,5÷48 Вт/(м·К). В соответствии с литературными данными, энергия активации реакции окисления железа в зависимости от присутствующих других элементов меняется в широких пределах [6] Е≈200÷530 кДж/моль. Так как образующиеся продукты реакции точно не известны, и в модели не рассматриваются подробные химические превращения, то тепло, выделенное вследствие эффективной (или суммарной) гетерогенной реакции окисления, тоже варьируется в приделах [7] $Q_h{\approx}500{\div}5000$ кДж/кг. Эффективный коэффициент теплоотдачи [8] а_{еff}≈10÷200 Дж/(м² с K), степень черноты [9] $\varepsilon_{eff} \approx 0.075 \div 0.83$. Скорость перемещения источника по поверхности пластины V≈0,025÷0,13 м/с, скорость газа в струе от 4 до 9 м/с [10], радиус струи от 1 до 2,5 мм.

Универсальная газовая постоянная R=8,31 Дж/(моль K); толщина пластины h₀=0,005 м; постоянная Стефана-Больцмана σ_0 =5,77·10⁻⁸ Дж/(с·м²·K⁴), начальная температура T₀=300 К. Полагая, что t_{*}~10⁻⁴÷10 с, k₀~10⁷÷10³⁰, найдем область изменения основных параметров. Результаты представлены в таблице.

| T* | Nu | В | ω | δ | A | σ | β | γ |
|------|------------------------------|--|----|---------------------|--------------|-------|-----------------|--------------------|
| 700 | 5 · 10 ^{−8} ÷0,1 | $1,5\cdot10^{-9}$ $\div1,7\cdot10^{-3}$ | >1 | 10 ⁻³ ÷0 | 5,4 ÷25,9 | 0,571 | 0,01 ÷0,029 | 0÷10 ¹⁴ |
| 900 | | 5,2·10 ⁻⁹ ÷5,710 ⁻³ | ~1 | 0÷7,5 | 3,6 ÷17,3 | 0,667 | 0,013 ÷0,037 | 0÷10 ¹⁷ |
| 1100 | | 1,23·10 ⁻⁸ ÷0,014 | <1 | 0÷10 ³ | 1,3 ÷13 | 0,727 | 0,016 ÷0,046 | 0÷10 ¹⁹ |

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

4.1. Температурное распределение

Рисунок 1 иллюстрирует влияние скорости движения источника тепла на максимальное значение температуры в процессе резки. На кривых видны два перегиба, которые соответствуют подключению реакции окисления и моменту начала плавления. Видно, что увеличение скорости приводит к уменьшению максимальной температуры и смещению области плавления.



Рис.1 Изменение значения максимальной температуры в процессе резки для разных значений скорости движения источника тепла: ω=1)0,65; 2)0,5; 3)0,3

Процесс плавления существенно влияет на температурные кривые, когда значение температуры плавления близко к температуре инициирования химической реакции (см. рис.2 и 3)



Рис.2 Максимальная температура процесса резки в зависимости от времени для различных значений параметра $\theta_m=1$) 0,02; 2) 1,5; 3) 3



Рис.3 Распределение температуры вдоль оси движения источника тепла в моменты времени τ = 0,5; 1.5; 3; 5; 11; 15 для различных значений параметра θт = сплошная линия 0,02; пунктирная линия 1,5; штриховая линия 3

4.2. Режимы резки

Модель позволяет изучать разные режимы процесса резки, которые наблюдаются экспериментально и каче-

ственно описаны выше. Так, рис. 4,а иллюстрирует образование канавки в режиме поверхностной резки, а рис. 4,6 – демонстрирует характер края реза в режиме разделительной резки. Форма отверстия в режиме копьевой резки (рис.4,в) зависит от соотношения параметров γ, β и δ.

Заметим, что стационарный процесс как поверхностной, так и разделительной кислородной резки, может протекать в разных режимах. В случае, когда скорость реакции лимитируется скоростью подвода окислителя, что соответствует параметру $\gamma > 1$, форма края реза получается пологой, что показано на рис.4,а. Этот режим будем называть диффузионным по аналогии с режимами протекания гетерогенных реакций, когда скорость реакции лимитируется подводом одного из реагентов. В кинетическом режиме (рис.4,б) подвод кислорода осуществляется быстро, быстрое окисление приводит к резкому краю реза и, соответственно, к узкой зоне термического влияния. В этом случае процесс идет намного быстрее, но этот режим сопровождается большим выгоранием металла в зоне реза.





Рис. 4. Изменения формы края реза вдоль линии движения источника тепла при поверхностной (а), разделительной (б) кислородной резке и резке копьем (в). В расчетах принято ω=0,5; γ=2; β=0,05; σ=0,7; δ=15. Для рис.4, в ω=0. Для рис. 4.б - γ=0,6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирована модель кислородной резки с учетом плавления металла. Обнаружены особенности температурных кривых вблизи температуры плавления. Показано, что плавление влияет на процесс резания только в том случае, когда значение температуры плавления близко к температуре, сравнимой с температурой инициирования химической реакции. Представлены режимы резки в зависимости от параметров модели.

Список литературы:

- Антонов И. А. Газопламенная обработка металлов. М.: «Машиностроение», 1976. 264 с. с ил.
- Kaijin Nuang, Daven Zeng, Changsheng Xie and Desheng Xu Numerical simulation of three-dinesional (3D) unsteady state temperature field in Circumferential Laser Cutting of Pipers // J.Mater.Sci.Technol., 2003, Vol.19, S.1, p.147-150
- Ковалев О.Б., Оришич А.М., Фомин В.М., Шулятьев В.Б. Сопряженные задачи механики сплошных сред в процессах газолазерной резки металлов // ПМТФ, 2001, т.42, № 6. С.106-116
- Франк-Каменецкий Д.А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 502 с.
- Коротких А.Г., Теплопроводность материалов. Учебное пособие. Издательство ТПУ – 2011 г.
- 6. http://www.metal2014.com/files/proceedings/metal_05/papers/17.pdf
- 7. http://chemphys.edu.ru/media/files/2009-06-08-001.pdf
- 8. Крейт Ф., Блэк У. Основы теплопередачи. М.: Мир, 1983. 512 с.
- Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. Изд. 2-е, стереотип. М., «Энергия», 1977. 344 с. с ил.
- Справочник молодого газосварщика и газорезчика: Справ. пособие для ПТУ/ Н.И. Никифоров, С.П.Нешумова, И.А. Антонов. – М.: Высш.шк., 1990. – 239 с.: ил.

Все вопросы по тел.: +7 (952)8022638 и по e-mail: anisimova_mawa@mail.ru



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-2-10

УДК 621.18, 621.18, 533.6.08 519.6 ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ

Ануфриев И.С.^{1,2}, Красинский Д.В.¹, Шадрин Е.Ю.^{1,2}, Шарыпов О.В.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

Представлено исследование пространственной структуры закрученного турбулентного течения в перспективной вихревой топке усовершенствованной конструкции с распределенным вводом горелочных струй. На основе полученных результатов экспериментального и численного исследования трехмерного поля осредненной скорости в изотермической лабораторной модели топочного устройства проведена визуализация течения. При этом с целью идентификации вихревых структур применены критерии λ_2 и Q, а также критерий «минимума полного давления». Выявлена 3D структура вихревого ядра потока, имеющая V-образную форму. Наблюдается согласование результатов визуализации вихревого ядра, полученных с использованием разных методик.

введение

Одним из перспективных направлений повышения энергоэффективности и экологической безопасности паровых котлов ТЭС является применение в топочных устройствах технологии форсированного режима сжигания распыленного угля в вихревом потоке компактной камеры горения [1]. С физической точки зрения, главным достоинством этой технологии является интенсификация процессов тепломассопереноса благодаря устойчивому высокотурбулентному течению. Топочное устройство на основе этой технологии и состоящее из: – футерованной вихревой камеры горения с тангенциальным подводом горелочной струи, создающей вихревой факел с горизонтально расположенной осью вращения, – диффузорной части, – и камеры охлаждения, известно как вихревая топка [1, 2].

Конструкция вихревой топки была разработана Н.В. Головановым в НПО ЦКТИ в 1970-80-х гг. Результаты опытно-промышленных испытаний вихревой топки ЦКТИ в составе модернизированного котла ТПЕ-427 Новосибирской ТЭЦ-3 [3] показали перспективность ее применения для высокоэффективного и экологически безопасного сжигания широкого спектра топлив, в том числе низкосортных и бурых углей. Достижение заданных теплотехнических и экологических показателей при факельном сжигании твердого топлива в вихревой топке в основном обеспечивается совершенством внутренней аэродинамики топки. Оптимальной организацией аэродинамики течения можно повлиять на равномерность распределения температуры и тепловых потоков, увеличить время пребывания угольной частицы в камере горения, а следовательно, и полноту выгорания топлива, увеличить шлакоулавливание, снизить уровень выбросов токсичных ингредиентов и тем самым повысить энергоэффективность и экологическую безопасность топочного устройства.

В связи с этим важным этапом разработки и усовершенствования конструкции вихревых топок является исследование их внутренней аэродинамики, в том числе на лабораторных моделях. Так, в работе коллектива авторов [4] с использованием лазерной доплеровской измерительной системы ранее была экспериментально исследована аэродинамическая структура турбулентного потока в изотермической лабораторной модели вихревой топки ЦКТИ. Отмечается, что пересечение входящей топливной струи с основным закрученным потоком -«перчаточная» схема – является характерным свойством внутренней аэродинамики вихревых топок и обеспечивает устойчивость зажигания низкореакционных топлив, высокую интенсивность факела и снижение эмиссии оксидов азота за счет эффекта рециркуляции продуктов сгорания в зону горения факела. Также в результате экспериментального и численного исследована в [4] установлено, что вблизи центра вихревой камеры четко выражена область вихревого ядра, положение которой зависит от координаты z – это свидетельствует о том, что закрученный поток в камере сгорания имеет сложную пространственную структуру. Кроме того, в [4] были выявлены некоторые недостатки данной конструкции топки, приводящие к возникновению эффекта Коанда в камере охлаждения, прецессии вихревого ядра, возвратных течений и др. На практике это может проявляться в ухудшении смешения топлива и окислителя, увеличении механического недожога.

С целью усовершенствования конструкции в [5] (патент РФ № 2042084) была предложена модифицированная схема вихревой топки, схема которой показана на рис. 1. Отличительными особенностями этой схемы вихревой топки (по сравнению с конструкцией ЦКТИ) являются дополнительный тангенциальный ввод пылевоздушной струи через горизонтально расположенную горелку в нижней точке периметра камеры горения, а также увеличенная ширина горловины диффузора. Наличие в усовершенствованной конструкции вихревой топки рассредоточенных по периметру горелочных струй обеспечивает гибкость управления структурой течения и режимными параметрами, и, как следствие, возможность повышения показателей такой топки.

Результаты комплексного экспериментального и численного исследования внутренней аэродинамики лабораторной модели (в масштабе 1:20) усовершенствованной вихревой топки, проведенного в изотермической постановке, представлены в работах коллектива авторов [6-8], причем в вариантных расчетах и экспериментах изменялось отношение у расходов через амбразуры верхних и нижних сопел – в результате показано, что рациональные рабочие режимы усовершенствованной вихревой топки достигаются при у≥2. При этом в экспериментальных исследованиях для получения полей осредненной скорости и моментов турбулентных пульсаций в закрученном потоке в исследуемой модели топки использовались бесконтактные оптические методы диагностики потоков: лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА) [6, 7] и цифровая трассерная визуализация (Particle Image Velocimetry - PIV) [8]. Сопоставление данных экспериментальных и численных результатов показало [6] приемлемое для инженерной практики соответствие. Результаты численного 3D моделирования аэродинамики и процессов тепломассопереноса при сжигании распыленного угля в усовершенствованной вихревой топке, включая распределения полей скорости, температур, концентраций, тепловых потоков в полноразмерной конструкции топки, а также ее теплотехнические и экологические характеристики, приведены в [9].

В настоящей работе, в развитие предыдущих работ авторов [6–9], представлен анализ аэродинамической картины сложного пространственного течения в изотермической лабораторной модели усовершенствованной вихревой топки, включая визуализацию трехмерной структуры вихревого ядра закрученного турбулентного потока с использованием ряда известных критериев идентификации вихрей.



Рис. 1. Схема усовершенствованной вихревой топки.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование внутренней аэродинамики усовершенствованной вихревой топки проводилось на изотермической лабораторной модели, изготовленной в масштабе 1:20 из гладкого оптически прозрачного оргстекла толщиной 10 мм. Внутренние размеры модели составляют: $D_0=x_{max}=300$ мм, $y_{max}=1200$ мм, $z_{max}=300$ мм, где D_0 – характерный диаметр вихревой камеры, полученный как сумма радиусов составляющих ее контур двух полуокружностей (см. рис. 1). Размер каждой амбразуры сопел на входе в вихревую камеру горения: 40×50 мм. Угол наклона оси верхнего сопла к горизонту (плоскости XZ) составляет β =15°, а ось нижнего сопла расположена горизонтально. В экспериментах задавались следующие входные условия: рабочая среда – воздух при температуре 20°С, отношение расходов через амбразуры верхних и нижних сопел составляло γ =1, а суммарный объемный расход воздуха через все 4 сопла – 432 м³/ч, что соответствует значению модуля среднерасходной скорости на срезе нижнего сопла $U_{\text{ниж}}$ =15 м/с, а на срезе верхнего – $U_{\text{верх}} = U_{\text{ниж}}/\cos\beta \approx 15.53$ м/с (с учетом наклона оси верхнего сопла на угол β). При этом число Рейнольдса, рассчитанное по D_0 и $U_{\text{ниж}}$, составляет Re= $3 \cdot 10^5$ – тем самым достигается режим автомодельности течения (Re >10⁴), поэтому турбулентная структура течения в лабораторной модели подобна структуре течения в изотермических условиях полноразмерной топки.

Методика проведения экспериментальных исследований соответствует работе [7]. Измерения поля скорости закрученного течения в модели вихревой топки проведены на основе метода лазерной доплеровской анемометрии. Схема экспериментального стенда приведена на рис. 2. Основными элементами установки являются: автоматизированный комплекс контроля и регулирования подачи сжатого воздуха; модель вихревой топки; устройство засева потока трассерами (генератор дыма Martin Magnum 1800); контрольно-измерительные приборы; вентиляционный газоход. Для диагностики потока использовался 3D полупроводниковый лазерный доплеровский анемометр ЛАД-056 (разработанный в ИТ СО РАН), состоящий из двух 2D приборов ЛАД-05 и ЛАД-06 [7, 10] с взаимно ортогонально поляризованными лазерными лучами. Каждый из приборов одновременно принимает рассеянный свет только от своего источника излучения за счет поляризационной фильтрации. Восстановление 3D вектора скорости обеспечивается сведением в одну точку измерительных зон приборов, размещенных под известным углом друг к другу. При этом дополнительно обеспечивается возможность верификации компоненты вектора скорости, перпендикулярной плоскости расположения приборов. Компоненты вектора скорости, лежащие в плоскости расположения приборов, восстанавливаются из геометрии лазерных лучей.



Рис. 2. Схема экспериментальной установки (3D-ЛДА): 1 – магистраль подачи сжатого воздуха; 2 – запорный кран; 3 – запорно-регулирующий клапан с электроприводом; 4 – преобразователь расхода; 5 – шкаф управления; 6 – манометры; 7 – дымогенератор; 8 – модель вихревой топки; 9 – вентиляция; 10 – ЛАД-056; 11 – компьютер.

151

Фокусное расстояние выходных объективов 0.5 м, диаметр лазерных лучей в измерительной зоне 50 мкм, размер измерительной зоны 50×50×500 мкм, длины волн лазерного излучения 655 и 684 нм (красный свет) для ЛАД-05 и ЛАД-06, соответственно. Максимальная частота коммутации измерительных каналов 300 кГц, однако пропускная способность канала передачи информации между процессором прибора и ЭВМ ограничивает возможности прибора по частоте измерений до 3 кГц. Измерения проведены в центральном объеме вихревой камеры горения (70×150×150 мм) в узлах сетки с пространственным шагом 5 мм (по всем направлениям).

Для синтезированных компонент скорости, в связи с использованием проекций от измеренных компонент, в погрешность измерений добавляются множители 1/sina и 1/соза для *z*- и *x*-компонент скорости, соответственно (где а – угол между оптической осью измерительных блоков и нормалью к плоскости измерения). Поскольку угол α мал, то $\cos \alpha \approx 1$ и для синтезированной *х*компоненты не требуется увеличение количества измерений в точке. Однако для *z*-компоненты используется множитель 1/sin α , т.к. $V_z = -(V_1+V_2)/2\sin\alpha$ (где V_1 и V_2 – скорости, полученные двумя измерительными блоками). Для фиксированного угла $\alpha = 9^{\circ}$ множитель $1/\sin \alpha \approx 6$. Соответственно, для уменьшения среднеквадратичного отклонения в 6 раз требуется увеличение количества измерений в 6^2 раз. Поскольку все три компоненты ортогональны, то погрешность для модуля скорости есть сумма погрешностей всех трех компонент. Для засева потока трассерами применялись испускаемые дымогенератором частицы – микрокапли специальной жидкости на основе глицерина, характерный размер которых 1-5 мкм, что обеспечивает их малую инерционность и, следовательно, соответствие скорости трассерных частиц полю скорости несущего потока. В экспериментах концентрация трассеров позволяла измерительной системе регистрировать до 500 частиц в секунду, при этом в каждой точке измерение длилось 20 с. Проведенная оценка (по аналогии с работами [4, 7]) показала, что погрешность измерения средней скорости в каждой измерительной точке не превышала 10%.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В применяемой для численного исследования физико-математической модели предполагается, что течение в изучаемой изотермической модели вихревой топки является стационарным, дозвуковым (несжимаемым), турбулентным и имеет существенно пространственный сложный характер. Аэродинамика такого течения определяется осредненными по Рейнольдсу уравнениями неразрывности и количества движения, для замыкания которых на уровне вторых моментов пульсаций использовалась дифференциальная модель переноса рейнольдсовых напряжений (DRSM) [11], позволяющая учесть неизотропность турбулентности и тем самым повысить точность моделирования турбулентного поля в трехмерном закрученном потоке [12] (по сравнению, например, с "реализуемой к-є" моделью [13], применявшейся в работах [4, 6, 9]).

Численное моделирование проводилось для той же геометрии лабораторной модели вихревой топки усо-

вершенствованной конструкции и тех же входных условий, что и в экспериментальном исследовании. Конструкция вихревой топки имеет плоскость симметрии S_{XY} между двумя соплами, расположенными последовательно в направлении оси z (см. рис. 1). Течение предполагается симметричным относительно этой плоскости, поэтому с целью экономии вычислительных ресурсов достаточно рассчитывать только половину объема топки, т.е. полусекцию, имеющую ширину z_{max}/2 по трансверсальной координате z и содержащую одно нижнее и одно верхнее сопло. На плоскости S_{XY} задаются условия зеркальной симметрии для всех величин. Построенная для конечнообъемной дискретизации уравнений расчетная неструктурированная сетка состоит из 351784 гексаэдрических ячеек, ее вид на граничной поверхности моделируемого объема топки представлен на рис. 3. Средний шаг сетки внутри вихревой камеры ~6 мм, при этом вблизи стенок камеры сетка сгущена таким образом, что расстояние по нормали от стенки до центра пристенной ячейки составляет ~0.8 мм Для компонент скорости на стенках задаются граничные условия прилипания, описание методики моделирования турбулентности в пристеночной области приведено в [4].



Рис. 3. Вид расчетной сетки на поверхности усовершенствованной вихревой топки (показана нижняя часть топки).

В качестве граничных условий во входных сечениях каждого прямоугольного сопла задается равномерный профиль среднерасходной скорости, значения которой для верхнего $U_{\text{верх}}$ и для нижнего $U_{\text{ниж}}$ сопел соответствуют данным эксперимента, указанным выше, а параметры турбулентности в этих сечениях определяются через заданное (на уровне 10%) значение интенсивности турбулентных пульсаций.

Для аппроксимации конвективных членов уравнений количества движения использовалась неявная схема [14] второго порядка точности против потока, а для уравнений переноса рейнольдсовых напряжений – схема «пятой степени» Патанкара [15], обеспечивающая монотонность решения для скалярных величин. Для расщепления нелинейной связи между компонентами скорости и давлением применялся высокоэффективный алгоритм

PISO [16], который представляет собой модификацию известного алгоритма SIMPLE [15] путем введения дополнительных внутренних итераций для поправок скорости и давления типа «предиктор-корректор», сводящихся к решению дополнительного числа уравнений Пуассона для поправок давления. Несмотря на увеличение объема вычислений на каждой «глобальной» итерадополнительные подытерации «предикторнии. корректор» в алгоритме PISO обеспечивают значительно лучшее согласование полей скорости и давления, что приводит к более надежной и быстрой сходимости итерационного процесса в целом. Для проведения расчетов использовался CFD-пакет FLUENT, установленный на суперкомпьютерном кластере НКС-30Т (ССКЦ СО РАН, г. Новосибирск).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

3.1. Анализ аэродинамической структуры течения в усовершенствованной вихревой топке

Типичная структура течения в вихревой топке усовершенствованной конструкции, полученная в результате численного моделирования, представлена на рис. 4 в виде векторного поля осредненной скорости в XYсечении по центру сопла (для увеличения показаны только вихревая камера горения и диффузорная часть). Видно, что истекающая из верхнего сопла струя, подпираемая снизу закрученным потоком, присоединяется к противоположной стенке и далее распространяется вниз как пристенная струя вдоль вогнутой поверхности вихревой камеры. В вариантных расчетах и экспериментах установлено, что характер натекания струи на стенку определяется отношением расходов у и меняется от более "импактного " в варианте $\gamma = 1$ до более плавного касательного присоединения к правой стенке в вариантах γ≥2. В нижней точке пристенной струи (над срезом нижнего сопла) наблюдается застойная область из-за вертикального уступа стенки. Размер этой области увеличивается при снижении расхода через нижнее сопло (т.е. с увеличением ү). Далее происходит процесс смешения пристенной струи и струи из нижнего сопла. Этот закрученный поток распространяется далее вверх, оказывая подпирающее воздействие на струю из верхнего сопла (эффект "перчаточной" аэродинамической схемы), в результате чего при $\gamma = 1$ наблюдается постепенное (по длине верхней струи) отклонение ее вверх, что может быть эквивалентно уменьшению угла В наклона оси верхнего сопла. При γ ≥ 2 этот негативный эффект значительно менее выражен. Вблизи центра вихревой камеры проявляется область вихревого ядра, положение которой зависит от координаты z, что может указывать на наличие прецессии вихревого ядра. Форма этой области заметно меняется при варьировании параметра у.

Поток выходит из вихревой камеры горения в виде струи в плоскости симметрии S_{XY} между двумя соплами, а также вблизи торцевой стенки – т.е. структура течения в диффузорной части топки носит «перчаточный» характер. В области над верхним соплом присутствуют возвратные течения и рециркуляционные зоны (см. рис. 4). Как расчетные, так и экспериментальные данные демонстрируют пространственную неоднородность структуры восходящего потока в камере охлаждения. Для векторных полей скорости наблюдается качественное соответствие структуры течения, полученной в эксперименте и в численном моделировании. Рассмотренные особенности аэродинамической картины свидетельствуют о том, что закрученный поток в вихревой камере имеет сложную пространственную структуру, для уточненного предсказания которой необходимо применять наиболее универсальные модели турбулентности. Так, по результатам сопоставления с экспериментальными данными отмечено, что в расчетах, проведенных по модели переноса рейнольдсовых напряжений (DRSM), несколько точнее, чем в расчетах по "реализуемой к-є" модели [6], отслеживаются пульсационные характеристики турбулентной структуры течения в области центра вихревого потока. Использование DRSM-модели также может повысить точность расчета градиентов поля скорости, что необходимо для предсказательного расчета критериев идентификации формы и положения вихревого ядра закрученного потока в исследуемой модели топки.



Рис. 4. Векторное поле скорости в сечении по центру сопла (z=80 мм): расчет по дифференциальной модели переноса рейнольдсовых напряжений.

3.2. Критерии идентификации вихревых структур

Для идентификации крупномасштабных вихревых структур по трехмерному полю средней (по времени) скорости течения в лабораторной модели вихревой топки усовершенствованной конструкции, полученному в экспериментальном и численном исследованиях, в настоящей работе применялись известные критерии Q [17, 19] и λ_2 [18], а также критерий «минимума полного давления» p_0 [19].

Ранее в гидродинамике «естественными» признаками вихревого движения обычно служили такие, как минимум давления (p) и максимум величины завихренности (ω). Затем, начиная с 1980-х гг., с целью выявления когерентных структур потребовалось сформулировать бо-

лее строгие критерии идентификации вихрей. В основополагающих работах [17, 18] при анализе рассматривается разложение тензора градиента скорости **Vu** на симметричную S и антисимметричную Ω части: $S_{i,j} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}), \ \Omega_{i,j} = \frac{1}{2} (u_{i,j} - u_{j,i})$ (здесь для компонент тензора **Vu** используется общепринятое обозначение $u_{i,i} \equiv \partial u_i / \partial x_i$). В [18] показано, что, применяя операцию градиента к уравнениям Навье-Стокса и исключая из рассмотрения нестационарные эффекты и влияние вязких сил, можно получить приближенную формулу: $-p_{,ij}/\rho = \mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2$, где $p_{,ij} = \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$ – гессиан давления, несущий информацию о локальных экстремумах поля давления. Тогда (см. [18, 19]) локальный минимум давления будет определяться наличием хотя бы двух отрицательных собственных чисел λ_i тензора $S^2 + \Omega^2$, что эквивалентно условию $\lambda_2 < 0$ (при упорядочении $\lambda_3 < \lambda_2 < \lambda_1$), которое было предложено в [18] в качестве критерия идентификации вихря в заданной точке потока. Следует отметить, что т.к. тензор $S^2+\Omega^2$ симметричен, то все три его собственные числа λ_i вещественные. Таким образом, задача поиска областей вихревого ядра сводится к нахождению по трехмерному полю скорости собственных чисел тензора $S^2 + \Omega^2$ в каждой точке потока и проверке условия λ₂<0. Критерий λ₂ в последние годы успешно применяется для анализа закрученных течений в моделях промышленных установок, например, в вихревых горелках [20].

В работе [17] постулируется *Q*-критерий, представляющий собой второй инвариант характеристического уравнения det $|\nabla \mathbf{u} - \sigma \mathbf{I}| = 0$. При этом в [17, 19] показано, что $Q = \frac{1}{2} (tr[\Omega \Omega^{T}] - tr[SS^{T}])$, где tr[] – оператор следа матрицы. Эта формула отражает баланс между интенсивностью вращения и интенсивностью деформации в какой-либо локальной точке течения, так что области *Q*>0 идентифицируют присутствие вихревого движения [17, 19]. В покомпонентной записи выражение для Q имеет вид: $Q = -\frac{1}{2} u_{i,j} u_{j,i}$ – таким образом, расчет Qкритерия по полю градиента скорости не требует нахождения собственных чисел, в отличие от λ_2 -критерия, и потому является более робастным. При этом в [19] и других работах отмечается близость результатов идентификации вихревых структур, полученных по критериям Q и λ_2 . Выражение для Q также можно представить в следующем виде [19]: $Q = \frac{1}{4} (\omega^2 - 2S_{i,i} S_{i,i})$, где ω – модуль вектора завихренности, откуда еще более наглядно следует, что в областях (точках) течения, где интенсивность локального вращения поля скорости преобладает над интенсивностью его деформации, *Q*-критерий положителен, *Q*>0.

В настоящей работе также использовался критерий «минимума полного давления» [19], сформулированный как сумма инкремента статического давления и локального скоростного напора: $p_0 = p - p_{atm} + p_{dyn}$ (где p – статическое давление, p_{atm} – атмосферное давление, $p_{dyn} = \rho \mathbf{u}^2/2$ – динамическое давление). Кроме того, при обработке экспериментальных данных в настоящей работе было принято допущение о том, что статическое давление в центральной области вихревого потока изменяется слабо, тогда области минимума p_0 определяются как области минимума динамического давлениея p_{dyn} . Важно отметить, что на основе анализа корреляции между критериями Q и «минимума полного давления» p_0 для ряда типичных течений (в т.ч. для нестационарных и сжимаемых течений) в [19] делается вывод о том, что выполнение условия «минимума p_0 » в той или иной области потока может быть использовано для дополнительной валидации при построении изоповерхностей Qкритерия.

При визуализации и построении изоповерхностей критериев λ_2 и Q следует учитывать, что эти величины имеют размерность $1/c^2$. Действительно, собственные числа λ_i находятся как корни характеристического уравнения det $|\mathbf{S}^2 + \mathbf{\Omega}^2 - \lambda \mathbf{I}| = 0$, и т.к. \mathbf{I} – единичная матрица, то размерность λ_i должна совпадать с размерностью $S^2 \sim \Omega^2 \sim (\partial u_i / \partial x_j)^2$. Для величины Q это же следует из самого определения Q-критерия.

Поскольку критерии λ_2 и Q рассчитываются на основе компонент тензора градиента скорости, то, с целью их получения, при обработке данных необходима информация о производных всех трех компонент вектора средней скорости по трем направлениям. При расчете производных по экспериментальным данным в работе использовалась центрально-разностная схема. Тестирование алгоритма обработки экспериментальных данных по критериям λ_2 и Q было проведено на основе известных аналитических решений для вихря Бюргерса [21].

3.3. Визуализация вихревого ядра закрученного потока

Изоповерхность локального скоростного напора $p_{\rm dyn}$, построенная на рис. 5(а) по экспериментальным данным, представляет собой визуализацию вихревого ядра потока, имеющего характерную V-образную форму. Визуализация результатов численного моделирования с использованием суперпозиции критерия минимума p_0 и *Q*критерия дает качественно аналогичный результат: на рис. 5(б) показана V-образная структура ($p_0 = -29$ Па), расположенная внутри более широкой «трубки» – изоповерхности $p_0 = 0$ Па.

Рассчитанные по экспериментальным данным распределения критериев λ_2 и Q (см. рис. 6) в поперечном сечении модели вихревой топки (вблизи оси вихря) также демонстрируют выраженную V-образную структуру, при этом наблюдается согласование результатов обработки, полученных с использованием этих методик.





Рис. 5. Изоповерхность динамического давления p_{dyn} = 1 Па в вихревой камере горения, эксперимент (a); распределение Q-критерия (c⁻²) на поверхностях уровня p₀ = 0 Па и p₀ = -29 Па, расчет по DRSM-модели (б).



Рис. 6. Результаты экспериментов (сечение ZOY, x=115 мм): распределение критерия λ_2 (c^{-2}) (a); распределение Q-критерия (c^{-2}) (δ).

Визуализация результатов численного моделирования, показанная на рис. 7, представляет собой «обратную» суперпозицию (в отличие от рис. 5(б)) условий Q>0 и минимума давления: показано распределение p_0 (с пороговым значением отсечки $p_0 < -10$ Па) на изоповерхности Q = 7000 с⁻².



Рис. 7. Распределение полного давления p_0 (Па) на поверхности уровня $Q = 7000 c^{-2}$ (численное моделирование, DRSM-модель).

В целом можно наблюдать качественное соответствие между V-образными структурами вихревого ядра, полученными при обработке результатов численного моделирования и эксперимента с использованием различных методик и представленными на рис. 5–7. При этом анализ показывает, что именно использование условия «минимума p_0 » как дополнительного условия, наложенного на условие Q>0, является необходимым для успешного выявления вихревой структуры, – т.е. играет роль фильтра, примененного к зашумленному полю величины Q, для повышения четкости критериального определения формы вихревого ядра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе результатов комплексного 3D экспериментального и численного исследования пространственного турбулентного течения в изотермической лабораторной модели усовершенствованной вихревой топки с распределенным вводом горелочных струй проведена визуализация аэродинамической картины и структуры вихревого ядра закрученного потока в вихревой камере горения исследуемой топки. При этом с использованием ряда современных критериев (λ_2 , Q, критерий минимума p_0) идентификации вихрей выявлена 3D структура вихревого ядра потока, имеющая V-образную форму. Показано сходство формы и местоположения вихревого ядра, выявленного с использованием разных методик, в том числе при суперпозиции критериев. Также наблюдается согласование результатов визуализации в эксперименте и в численном моделировании.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (№ СП-987.2012.1) и гранта Президента РФ по господдержке ведущих научных школ РФ (№ НШ-5762.2014.8).

Список литературы:

- Саломатов В.В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. – 464 с.
- 2. Котлер В.Р. Специальные топки энергетических котлов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- Попов А.А., Голованов Н.В., Гульцев Л.М. и др. Результаты освоения и исследований опытно-промышленной котельной установки с котлом ТПЕ-427 // Сибирский Физико-Техн. Ж. 1991, вып.5, с.15-20.
- Саломатов В.В., Красинский Д.В., Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Энхжаргал Х. Экспериментальное и численное исследование аэродинамических характеристик закрученных потоков в модели вихревой топки парогенератора // Инженернофизический журнал – 2012, Т. 85, № 2, с.266-276.
- Голованов Н.В., Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Саломатов В.В., Дорожков А.А. Вихревая топка // Авторское свидетельство на изобретение № 2042084, 20.08.1995.
- Аникин Ю.А., Ануфриев И.С. Красинский Д.В., Саломатов В.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Физическое и численное моделирование внутренней аэродинамики вихревой топки с рассредоточенным тангенциальным вводом горелочных струй // Вестник Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. – 2013. – Т. 8, вып. 2. – С. 86-94.
- Ануфриев И.С., Аникин Ю.А., Фильков А.И. и др. Исследование структуры закрученного потока в модели вихревой камеры сгорания методом лазерной доплеровской анемометрии // Письма в ЖТФ. 2012, Т.38, вып.24. С.39-45.
- Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю. Диагностика течения в вихревой топке нового типа методом цифровой трассерной визуализации // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39, вып. 10. С. 36-43.

- Anufriev I.S., Kopyev E.P., Krasinsky D.V., Salomatov V.V., Shadrin E.Y., Sharypov O.V. Numerical Modelling of Coal Combustion Processes in the Vortex Furnace With Dual-Port Loading // Energy and Power Engineering. – 2013. – Vol. 5, No. 4B. – P. 306-310. DOI:10.4236/epe.2013.54B060.
- Meledin V., Anikin Yu., Bakakin G., Glavniy V., Dvoinishnikov S., Kulikov D., Naumov I., Okulov V., Pavlov V., Rakhmanov V., Sadbakov O., Ilyin S., Mostovskiy N., Pylev I. Laser Doppler Diagnostic of Flow in Draft Tube Behind Hydroturbine Runner, pp.446-457 // Turbomachines: Aeroelasticity, Aeroacoustics and Unsteady Aerodynamics. Edited by V.A. Skibin, V.E. Saren, N.M. Savin, S.M. Frolov. – Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2006. – 472 p.
- Launder B.E., Reece G.J., Rodi W. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure // J.Fluid Mech. 1975, Vol.68, No.3, pp.537-566.
- Hanjalic K., Launder B. Modelling Turbulence in Engineering and the Environment: Second-Moment Routes to Closure. – Cambridge University Press, 2011. – 379 p.
- Shih T.-H., Liou W.W., Shabbir A., Yang Z., Zhu J. A new k-e eddyviscosity model for high Reynolds number turbulent flows – model de-

velopment and validation // Computers & Fluids. 1995. Vol. 24 (3). pp. 227-238.

- 14. FLUENT 6.3 User's guide // Fluent Inc., 2006.
- Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
- Issa R.I. Solution of implicitly discretized fluid flow equations by operator splitting // J. Comput. Phys. 1986. Vol.62. P. 40–65.
- Hunt J.C.R., Wray A.A. and Moin P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows // Center For Turbulence Research. Proceedings of the Summer Program – 1988, pp.193-208.
- Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex // J.Fluid Mech. 1995, Vol.285, pp.69-94.
- Dubief Y, Delcayre F. On coherent-vortex identification in turbulence // Journal of Turbulence. 2000. vol. 1, No.11. 22 p. DOI: 10.1088/1468-5248/1/1/011.
- Cala C.E., Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I. Coherent structures in unsteady swirling jet flow // Experiments in Fluids. 2006, Vol. 40, Issue 2, pp. 267-276. DOI 10.1007/s00348-005-0066-9.
- Chakraborty P., Balachandar S., Adrian R.J. On the relationships between local vortex identification schemes // J. Fluid Mech. 2005, Vol.535, pp.189–214.



УДК 534.222.2

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №2-10

АНАЛИЗ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОВОГО ПОТОКА НА КОМПОЗИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ В СТВОЛЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ДЕТОНАЦИОННОГО НАПЫЛЕНИЯ

Батраев И.С., Прохоров Е.С., Ульяницкий В.Ю.¹

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальной реализации процесса воздействия продуктов газовой детонации на композитные частицы порошкового материала ВК-25 в прямом и профилированных (с коническим переходом) стволах установки для детонационного напыления.

введение

Современные установки для детонационного напыления могут работать не только при полностью заполненном взрывчатой смесью стволе, но и при его частичном заполнении, когда оставшуюся часть ствола занимает инертный газ (воздух или азот). В этом случае порошковые частицы в зависимости от глубины их загрузки в стволе могут разгоняться потоком ударно-сжатого инертного газа и/или химически реагирующим потоком продуктов детонации (ПД). Поскольку температура ударно-сжатого газа в несколько раз ниже температуры ПД, то варьируя начальное положение x_g контактной границы «взрывчатая смесь – инертный газ», можно менять температуру частиц T_s внутри ствола и на его срезе в довольно широких пределах. Что особенно кажется важным для легкоплавких или композитных частиц типа ВК, представляющих собой зерна тугоплавкого карбида вольфрама WC (с температурой плавления $T_{m2} = 3058$ K), которые связаны в целое относительно легкоплавким кобальтом Со (с температурой плавления $T_{m1} = 1767$ K). Температура ПД (около 3000÷4500 К) позволяет достигать частицам температуры кипения легкоплавких материалов. Поэтому перегрев частиц может негативно влиять на качество детонационных порошковых покрытий.

Надежных методов измерения температуры частиц в импульсных процессах типа детонационного напыления пока не существует, однако воздействие газового потока на порошок можно анализировать косвенными технологическими параметрами. Опыт показывает, что коэффициент использования порошка (КИП) при напылении напрямую связан с прогревом порошка, в частности, определенно отражает проплавление вылетающих из ствола частиц максимумом своего значения. Это подтверждается и результатами работ [1, 2], где параллельно с проведением эксперимента проводились расчеты температуры T_s для сфероидизированных частиц нихрома и исследовалась эффективность энергетического воздействия газового заряда на однородный по составу порошковый материал при профилировании (увеличении диаметра при сохранении объема) камеры сгорания ствола установки для детонационного напыления. Здесь под камерой сгорания условно понимается участок ствола от его закрытого торца, где происходит инициирование детонации, до места инжекции порошка в ствол. Для сопряжения камеры сгорания с дульной секцией ствола использовался патрубок с малым углом φ конического сужения (соответствует половине угла раствора конуса).

С научной и практической точки зрения интересно проанализировать возможность обобщения рекомендаций и выводов [1, 2] на случай использования при детонационном напылении композитных (неоднородных по составу) частиц. С этой целью в данной работе были выполнены численные и экспериментальные исследования процесса воздействия газового потока на композитные частицы ВК-25 (массовая доля кобальта – 25%) в прямом и профилированных (с коническим переходом) стволах.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на базе разработанного в ИГиЛ СО РАН промышленного компьютеризированного комплекса детонационного напыления CCDS2000.



1 – камера смешения-зажигания, 2 – камера сгорания, 3 – дульная секция, 4 – патрубок, 5 – компьютер, 6 – газораспределитель, 7 – свеча зажигания, 8 – дозатор, 9 – подложка.

Схема экспериментов представлена на рис. 1. Ствол с компактной камерой смешения-зажигания 1 (объемом ~ 15 см³) имел камеру сгорания 2 и дульную секцию 3, которые при разных диаметрах сечения соединялись конически сужающимся патрубком 4 с углом $\varphi = 10^{\circ}$. Смесь подавалась в ствол через управляемый от компьютера 5 газораспределитель 6 комплекса CCDS2000, работающий на пневмораспределителях фирмы «Festo» со временами срабатывания 3-4 мсек, обеспечивавшими при

характерном времени подачи компонент взрывчатой смеси ~ 50 мсек повторяемость объема заряда с точностью не хуже 5 %. Инициирование производилось внутри специализированной камеры смешения-зажигания [3] автомобильной свечей 7. Каждая компонента взрывчатой смеси в CCDS2000 подается через прецизионную систему стабилизации расхода. В экспериментах с частицами порошок с помощью оригинального [4] импульсного дозатора 8 инжектировался через отверстие в боковой стенке дульной части ствола на расстоянии 9 мм от конического перехода. Состояние частиц («твердое – расплавленное») фиксировалось по результатам их взаимодействия с неподвижной подложкой 9 в виде пластины толщиной 2 мм из нержавеющей стали. Подложка располагалась на расстоянии 10 мм от среза ствола.

В экспериментах диаметр камеры сгорания D варыировался в диапазоне: 16, 20, 26 и 33 мм при неизменном диаметре дульной части d - 16 мм. Для всех стволов длина дульной секции L_b была 0,3 м, а длина камеры сгорания L_c варьировалась таким образом, чтобы ее полный объем V_c , включая конический переход, оставался постоянным, соответствующим объему камеры сгорания прямого ствола диаметром 16 мм и длиной – 1 м ($V_c = 201$ см³).

Таким образом, общая длина $L = L_b + L_c$ прямого ствола составляла 1,3 м. По мере увеличения диаметра камеры сгорания длина L для профилированных стволов уменьшается. Например, при D = 33 мм общая длина профилированного ствола $L \approx 0,56$ м.

Эксперименты выполнены с частицами сфероидизированного порошка ВК-25 узкой фракции 50÷63 мкм. В качестве взрывчатой смеси была выбрана эквимолярная ацетиленокислородная смесь $C_2H_2 + O_2$. Для исследования энергетического воздействия газового заряда на частицы варьировалась степень заполнения взрывчатой смесью. Энергетическое воздействие оценивалось по величине КИП при напылении на подложку. Для подтверждения стабильности режима напыления, а именно, сохранения условия повторяемости массы наносимого покрытия и его толщины, для каждого варианта эксперимента напылялось не менее 3-х образцов.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Расчеты баллистики порошка внутри ствола реализованы в рамках квазиодномерной математической модели, основные положения которой изложены в [5, 6]. Наиболее полно она сформулирована в работе [7]. В отличие [1, 2] для расчета температуры композитных частиц были внесены следующие изменения.

В соответствие с [5-7] приток тепла от газовой к конденсированной фазе описывается уравнением, сформулированным для энтальпии частиц H_s , которое автоматически учитывает возможные фазовые переходы (например, плавление). Для неоднородных по составу частиц с массовым содержанием легкоплавкого материала $\varepsilon = m_{s1}/m_s$ ($m_s = m_{s1} + m_{s2}$ – масса частицы) температуру T_s по энтальпии можно определить из следующих соотношений:

$$H_{s} = \int_{0}^{T_{s}} C_{s}(T) dT, \quad T_{s} < T_{m1};$$

$$H_{s} = \int_{0}^{T_{s}} C_{s}(T) dT + \Delta m_{s1} / m_{s} \cdot H_{m1}, \quad T_{s} = T_{m1};$$

$$H_{s} = \int_{0}^{T_{s}} C_{s}(T) dT + \varepsilon \cdot H_{m1}, \quad T_{m1} < T_{s} < T_{m2}; \qquad (1)$$

$$H_{s} = \int_{0}^{T_{s}} C_{s}(T) dT + \varepsilon \cdot H_{m1} + \Delta m_{s2} / m_{s} \cdot H_{m2}, \quad T_{s} = T_{m2};$$

$$H_{s} = \int_{0}^{T_{s}} C_{s}(T) dT + \varepsilon \cdot H_{m1} + (1 - \varepsilon) \cdot H_{m2}, \quad T_{s} > T_{m2}.$$

Здесь $C_s = \varepsilon C_{s1} + (1-\varepsilon)C_{s2}$ – средняя удельная теплоемкость, Δm_s – расплавленная масса, H_m – теплота плавления. Нижними индексами «1» и «2» обозначены параметры, относящиеся к легкоплавкой и тугоплавкой составляющей частицы соответственно. Расчет средней плотности частицы производился следующим образом

$$\rho_s = \frac{\rho_{s1} \rho_{s2}}{\varepsilon \rho_{s1} + (1-\varepsilon) \rho_{s2}}.$$

Анализ численного решения проведен для смеси $C_2H_2 + O_2$. Степень заполнения ствола взрывчатой смесью β (в процентах), соответствовала условиям эксперимента. Исходя из математической модели, это означало, что начальное положение плоской контактной границы x_g , определялось по объему взрывчатой смеси в стволе. Например, при 100 % заполнении ствола — $x_g = L$, а при заполнении газовым зарядом только камеры сгорания (когда $\beta \approx 77$ %) — $x_g = L_c$. Отсчет расстояния x_g осуществлялся от закрытого торца ствола.

Расчеты выполнены для единичных частиц ВК-25 ($\varepsilon = 0,25$) диаметром $d_s = 50 \div 63$ мкм. Теплофизические характеристики для материалов, входящих в состав данных композитных частиц, приведены в [7]. Глубина загрузки частиц в дульной части ствола l_s , если её отсчитывать от его среза, варьировалась в диапазоне от 284 до 300 мм, что соответствует степени локализации порошка (порядка диаметра d = 16 мм) перед «выстрелом» в эксперименте.

Качество детонационных порошковых покрытий в основном определяется скоростью u_s и температурой T_s метаемых частиц [8]. Значение этих параметров частиц на вылете из ствола детонационной установки напрямую зависят от формы, размеров области сгорания, точнее, объема взрывчатой смеси V_c , который поступает в ствол перед выстрелом.

Для сопоставления данных численного моделирования с экспериментом по результатам расчетов (с учетом реального разброса частиц по размерам и начальным положениям в стволе) проводилась оценка средних значений массовых (на единицу массы) скорости \overline{u}_s , темпера-

туры $\overline{T_s}$ частиц на вылете их ствола:

$$\overline{u}_{s} = \frac{\sum_{i} (u_{s} d_{s}^{3})_{i}}{\sum_{i} (d_{s}^{3})_{i}}, \ \overline{T}_{s} = \frac{\sum_{i} (T_{s} d_{s}^{3})_{i}}{\sum_{i} (d_{s}^{3})_{i}},$$
(2)

где *i* – порядковый номер частицы. При этом полагали, что частицы имеют равномерное распределение, как по

диаметру d_s , так и по глубине их загрузки l_s . Шаг по d_s составлял 1 мкм, а по $l_s - 1$ мм.

Поскольку в состоянии фазового перехода (плавления) температура частицы T_s не меняется, то в расчетах эффективность энергетического воздействия газового потока дополнительно оценивалась по степени проплавления $\delta_{sk} = \Delta m_{sk} / m_{sk} \times 100\%$ материала, входящего в ее состав (где k = 1 или 2). Тогда по аналогии с (2) можно также определить и среднемассовую степень проплавления легкоплавкого или тугоплавкого материала при вылете частиц из ствола:

$$\overline{\delta}_{sk} = \frac{\sum_{i} (\delta_{sk} d_s^3)_i}{\sum_{i} (d_s^3)_i} \,.$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Первоначально численные и экспериментальные исследования выполнены для прямого ствола. На рис. 2 представлены результаты расчетов среднемассовой степени проплавления кобальта $\overline{\delta}_{s1}$ внутри частиц и экспериментальных данные КИП в зависимости от начального положения контактной границы x_{g} .



Рис. 2. Среднемассовая степень проплавления Со при вылете частиц ВК-25 из прямого ствола в зависимости от начального положения контактной границы перед «выстрелом»: точки – эксперимент для КИП, %.

Видно, что напыление порошка ВК-25 возможно только при прогреве частиц до температуры T_{m1} (при $x_g > 0.65$ м или $\beta > 50\%$). Величина КИП возрастает с увеличением δ_{s1} , что согласуется с выводами [1,2]. Однако при $\delta_{s1} = 100\%$ ($x_g \approx 0.85$ м) отчетливо выраженного максимума КИП не наблюдается. По мере увеличения степени заполнения ствола взрывчатой смесью КИП продолжает расти, достигая значения почти 41% при $x_g = 1$ м, когда взрывчатая смесь полностью заполняет камеру сгорания. При этом, как показывают расчеты, температура частиц на вылете из ствола в зависимости

от их диаметра находится в диапазоне $2350 \div 2650$ К, т.е. наблюдается явная корреляции между T_s и КИП.

Это можно проследить и по данным, представленным в Табл. № 1 (см. приложение). С увеличением β растет и среднемассовая температура частиц \overline{T}_s при незначительном снижении *ū*_s. В целом, приобретаемая частицами энергия, включающая тепловую и кинетическую энергию, также возрастает. Если проанализировать темпы роста \overline{T}_s и КИП, то они заметно снижаются, когда взрывчатая смесь начинает заполнять и дульную часть ствола ($\beta > 77$ %). Это означает, что избыточное (превышающее объем камеры сгорания V_c) заполнение ствола взрывчатой смесью мало эффективно. Поэтому дальнейшие исследования по воздействию потока продуктов детонации на композитные частицы при профилировании (увеличении диаметра D при сохранении объема) камеры сгорания ствола выполнены для случая $\beta = 77$ %. Такой подход позволял для всех стволов обеспечить одинаковый объем газового заряда (одинаковый запас потенциальной химической энергии) перед «выстрелом».

Для анализа эффективности воздействия газового заряда на композитные частицы в профилированных стволах применялись безразмерные относительные значения для коэффициента использования порошка <КИП> и среднемассовой скорости < \overline{u}_s > и среднемассовой температуры < \overline{T}_s > частиц. Обезразмеривание происходило таким образом, чтобы для прямого ствола при полном заполнении камеры сгорания все эти параметры были равны 1.

Результаты расчетов $<\bar{u}_s > u < \bar{T}_s > в$ зависимости от диаметра камеры сгорания D приведены на рис. 3, где точками изображены данные эксперимента для <КИП>.



Рис. 3. Относительные значения среднемассовой скорости и температуры частиц на вылете из профилированного ствола в зависимости от диаметра камеры сгорания: точки – эксперимент для <КИП>.

Видно, что изменения D в диапазоне 16÷36 мм незначительно влияют на скорость (кинетическую энергию) метаемых частиц ВК-25, что согласуется с выводами [1,2], полученными для однородных по составу частиц без учета их возможного дробления. При этом изменения температура частиц более заметны. Наибольших значений $<\overline{T_s} >$ достигает при использовании профилированных стволов с диаметром камеры сгорания D около 22 мм. Как следует из рис. 3, с ростом температуры частиц возрастает и <КИП> в эксперименте. Это еще раз подтверждает наше предположение об отчетливо выраженной корреляции между температурой частиц, которую они приобретают при межфазном взаимодействии с химически реагирующим газовым потоком в стволе детонационной установки, и КИП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при напылении композитных порошковых материалов для эффективного сцепления нагретых частиц с подложкой не достаточно условия полного проплавления материала связки. Они должны обладать более высоким запасом тепловой энергии. Отметим, что увеличение сечения камеры сгорания до 4 раз (по аналогии как в [1,2]) приводит к росту T_s (на 100-250 K) без снижения скорости метаемых частиц. Это должно благоприятно повлиять на качество детонационных покрытий.

Список литературы:

 Батраев И.С., Прохоров Е.С., Ульяницкий В.Ю. Исследование воздействия продуктов газовой детонации на твердые частицы в каналах переменного сечения // XV Харитоновские тематические научные чтения: сборник тезисов докладов – Саров: Издательство РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С.402-404.

- Батраев И.С., Прохоров Е.С., Ульяницкий В.Ю. Разгон и нагрев порошковых частиц продуктами газовой детонации в каналах с коническим переходом // ФГВ. 2014. Т. 50. № 3. С. 78-86.
- Ульяницкий В.Ю., Кирякин А.Л., Штерцер А.А., Злобин С.Б. Установка для детонационного напыления покрытий // Патент РФ: RU 2 399 431 от 17.02.2009.
- Ульяницкий В.Ю., Кирякин А.Л., Штерцер А.А., Злобин С.Б. Импульсный дозатор порошка // Патент РФ: RU 2 400 310 от 17.02.2009.
- Бойко В.М., Григорьев В.В., Ждан С.А., Карнаухов А.А., Папырин А.Н. Исследование динамики ускорения и нагрева металлических частиц за детонационной волной // ФГВ. 1983. Т. 19. № 4. С. 133-136.
- Прохоров Е.С. Динамика разгона и нагрева мелкодисперсных частиц пересжатыми детонационными волнами // Динамика сплошной среды. 1984. Вып. 68. С. 108-115.
- Карамышева С.А., Прохоров Е.С. Влияние формы и степени заполнения ствола взрывчатой смесью на параметры разгона частиц в установках детонационного напыления // Вопросы использования детонации в технологических процессах: сб. науч. тр. / Ин-т гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО АН СССР, Новосибирск, 1986. С. 105-118.
- Гавриленко Т.П., Николаев Ю.А., Прохоров Е.С., Ульяницкий В.Ю. О механизмах образования покрытий при газотермическом напылении // ФГВ. 1990. Т. 26. № 2. С. 110–123.

приложение

Таблица №1 Экспериментальные и расчетные данные при различной степени заполнения прямого ствола взрывчатой смесью

| eta , % | 65 | 69 | 73 | 77 | 81 | 85 | 88 | 92 |
|-----------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| X_g , M | 0.85 | 0.90 | 0.95 | 1.00 | 1.05 | 1.10 | 1.15 | 1.20 |
| КИП, % (эксперимент) | 22.0 | 26.9 | 34.7 | 40.9 | 45.8 | 49.1 | 49.9 | 51.1 |
| $\overline{T_s}$, К (расчет) | 1937 | 2100 | 2280 | 2445 | 2522 | 2528 | 2565 | 2576 |
| \overline{u}_{s} , м/с (расчет) | 346.2 | 339.7 | 329.5 | 320.0 | 312.5 | 312.4 | 312.3 | 312.2 |



УДК 536.244

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-2-05

ОСОБЕННОСТИ В СТРУКТУРЕ ТЕЧЕНИЯ И ПРОЦЕССАХ ПЕРЕНОСА ПРИ ГОРЕНИИ ЭТАНОЛА ЗА ПРЕГРАДАМИ

Бояршинов Б.Ф.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Цель настоящего исследования в том, чтобы обозначить характерные черты пограничного слоя с горением, многие из которых не учитываются в расчётах. Эти особенности, в частности, обусловлены наличием преграды, необходимой для стабилизации горения. Кроме того, предпринята попытка найти взаимосвязь между процессами переноса и химической кинетикой, которая необходима для объяснения эффектов срыва пламени, причин отсутствия режимов турбулентного тепло- и массообмена.

Рассматривался пограничный слой при обтекании воздушным потоком ребра и обратного уступа, за которыми развивался процесс горения испаряющегося этанола (над и под горизонтальной поверхностью). Получены опытные данные о потоках тепла и потоках горючего. Поля скорости в близи преград исследовались методом PIV, проведена визуализация течения в видимой и в УФ-области.

Показано, что закономерности тепло- и массообмена носят признаки переходного процесса, а при изменении механизма переноса на ламинарный или на турбулентный происходит срыв пламени. Установлено наличие крупномасштабных структур, областей объёмного и фронтального горения, кинетического и диффузионного реагирования, которые не были представлены в упрощённых схемах и моделях расчётов.

введение

С помощью теория Кутателадзе-Леонтьева [1] можно предсказать результат воздействия на структуру и тепломассоперенос в пограничном слое разнообразных возмущающих факторов. В их числе сжимаемость, вдув или отсос газов со стенки, неизотермичность и т.д. Как правило, источник возмущения и его интенсивность задаётся граничными условиями. При газофазном горении теплофизические параметры в области химического реагирования связаны с условиями на стенке лишь в частных случаях. Температура, состав газов, скорость во фронте пламени определяются, как результат взаимодействия процессов переноса и горения, химическая кинетика в оказывает влияние на характеристики тепло- и массообмена. Применение асимптотической теории для реагирующего пограничного слоя затрудняется, и математическое моделирование проводится с использованием допущений и упрощённых модельных представлений о реальном объекте. В их числе модель «фронта пламени», развитая в работах Бурке-Шумана, Зельдовича, Сполдинга. Область химических превращений рассматривается, как сток исходных веществ, источник тепла и продуктов сгорания.

В рамках этих представлений решались задачи горения в ламинарном и турбулентном потоке воздуха, при вдуве сквозь пористую стенку различных горючих газов [2], при выгорании твёрдого и жидкого топлива [3]. Обзоры и результаты таких исследований можно найти в работах [4]. Подобная схема удобна для анализа процессов переноса тепла, а вопросы химической кинетики в ней отходят на второй план. По мнению авторов [5], определяющую роль в сдвиговых потоках играет газодинамика, и для описания турбулентного движения привлекаются подходы, разработанные для течений без горения (модель "k - є", модель турбулентных напряжений). Их применимость к газовым потокам с химическими превращениями анализируется в обзоре [6]. Для описания реагирующих струй авторы [7] использовали модель нестационарного ламинарного пламени. В работе [8] рассматривалась модель объёмного горения, в которой наличие химических превращений в точке задавалось, как функция вероятности.

При использовании подобных подходов нет оснований для анализа воспламенения, срыва горения, динамики теплового расширения газов, для фундаментальных положений теории горения таких, как «кинетическое реагирование», «скорость горения». При горении жидкостей положение передней кромки пламени необходимо фиксировать, и в работах [9, 10] использовались преграды в виде ребра и уступа различной геометрии, формирующих область отрыва потока в начале пограничного слоя. Характер течения за преградой, рис.1, значительно усложняется.



Рис. 1. Пограничный слой с испарением и горением этанола «на полу» за преградой [11]. Высота ребра 3 мм, воздушный поток 10 м/с слева направо, верхняя крышка канала отсутствует. Камера Canon 1000D, экспозиция 1/400 с. Видны продольные неоднородности, размер которых сопоставим с длиной канала.

Если цветовые неоднородности на рисунке визуализируют газодинамические особенности реагирующего потока, становится очевидным преобладание продольных структур, масштаб которых сопоставим с длиной канала. Они подвижны в трансверсальном направлении, перекрещиваются, свиваются и взаимодействуют между собой. Вниз по потоку их число уменьшается, а размер увеличивается. В работе [11] было показано, что цветовые неоднородности соответствуют вихрям со встречным направлением вращения.

При горении «на потолке» допустимо уменьшение скорости воздуха до 0,5 м/с без отрыва пограничного слоя. При таком уровне скоростей пламя приобретает вид ячеек, рис.2 (вверху), которые движутся вниз по потоку, увеличивая свой размер. Образование ячеек и концентрических колец наблюдалось в опытах [12] с нисходящим вдувом газовой смеси (этан с азотом) сквозь пористую стенку. Ячейки исчезают при увеличении скорости воздуха $U_0 > 1$ м/с, и пламя приобретает вид гладкой тонкой, неподвижной поверхности (не показано). Если скорость $U_0 \sim 6$ м/с возможен низкоскоростной (нижний) срыв пламени (рис.2 в средине). Пламя отсоединяется от преграды, его передняя кромка колеблется, а затем уносится вниз по потоку в соответствии с представлениями [13] о срыве горения на испаряющейся жидкости. На третьем снимке представлена фотография пламени перед высокоскоростным (верхним) срывом ($U_0 \sim 20$ м/с). Видно, что при горении за уступом «на потолке» на режимах близких к высокоскоростному срыву проявляются продольные вихри (жгуты). После срыва горение может продолжаться в ограниченной области за преградой.



Рис.2. Внешний вид пламени при увеличении скорости. Уступ 3 мм, горение «на потолке», воздушный поток движется слева направо. Вверху показано образование ячеек в замедленном движении (0,5 м/с), выдержка 1/200 с; в средине расположена фотография срыва на низкой скорости (6 м/с); внизу – высокоскоростной срыв (20 м/с). Камера Canon EOS 1000D, выдержка 1/400 с.

В работе [10] было показано, что при срыве горения за преградой может происходить «обращение» зоны горения. Когда скорость воздуха U_0 превышает скорость срыва U_b , горение остается только за преградой, где его не было при скоростях, меньших скорости срыва и исчезает там, где оно существовало до срыва.

На рисунке 3 показана зависимость скорости срыва пламени от высоты ребра и обратного уступа при горении испаряющегося этанола. Представлены данные для верхнего и нижнего срыва при горении «на полу» и «на потолке». Скорость срыва пламени (треугольники) не зависит от того, на какой горизонтальной поверхности (над нижней или под верхней) происходит горение. Верхняя скорость срыва за ребром h = 3 мм (тёмные квадраты) значительно превосходит верхнюю скорость срыва пламени за обратным уступом такой же высоты. Нижняя скорость срыва (ромбики) для h < 5 мм в пределах погрешности проведённых оценок (±1 м/с) не зависит от преграды и от направления вектора силы тяжести. Из рисунка следует, что удержать переднюю кромку пламени этанола без применения стабилизаторов (h = 0мм) нельзя, если скорость воздуха больше 4-5 м/с.



Рис.3. Зависимость скорости срыва пламени от высоты преграды при горении испаряющегося этанола за ребром и за обратным уступом в потоке воздуха с турбулентностью 1%. «на потолке» и «на полу».

Из экспериментов [14] следует, что тепло- и массообмен в пограничном слое с горением соответствует области перехода от ламинарного к турбулентному режиму переноса. Где границы переходного режима, с чем они связаны? На рисунке 4 показано «облако» данных по относительным потокам вещества в опытах с уступом, когда горение происходит «на потолке». Из четырёх пластин рассматриваются только две внутренние для исключения возможных проявлений концевых эффектов. Линия (1) представляет собой расчёт для «стандартного» закона ламинарного массообмена без вдува паров горючего: $J = 0.332 \cdot \text{Re}^{-0.5} \cdot \text{Sc}^{-0.66} \cdot \Delta \text{C}$. Здесь $\Delta \text{C} = 0.8$. Линии (2) и (3) отражают расслоение данных для потоков за отрывом и на криволинейных поверхностях [14]: оценки показали, что при расслоении $J \sim \psi \cdot 0.332 \cdot \text{Re}^{-0.5} \cdot \text{Sc}^{-0.66} \cdot \Delta C$, где ψ =2, 3 (его значение совпадает с номером линий). Линия (4) соответствует «стандартному» турбулентному массообмену: $j_W / \rho_0 U_0 = J = 0.028 \cdot \text{Re}^{-0.2} \cdot \text{Sc}^{-0.6} \cdot \Delta C$, а линия (5) представляет обобщение данных [15] по максимальному теплообмену в точке присоединения за преградой в опытах без горения. Здесь оно адаптированное к описанию массопереноса: $J = 0.192 \cdot \text{Re}^{-0.335} \cdot \text{Sc}^{-0.6} \cdot \Delta C$.

Видно, что все точки располагаются в переходной области, т.е. между линиями 1 и 4. Они расслаиваются, и нет однозначной связи с числом Рейнольдса Re.

Чтобы обнаружить тенденцию к сближению с известными закономерностями, которые показаны линиями (1-4), измерения проводились с шагом по скорости воздуха $\Delta U_0 \sim 2$ м/с. Видно, если $U_0 = 2$ м/с и 4 м/с, то относительные потоки вещества на стенке близки к линии 1. Если $U_0 = 8$ м/с и 10 м/с данные по скорости выгорания сближаются с линией 2. На последующих шагах одновременно достигается турбулентный массоперенос (линия 4) и происходит высокоскоростной срыв пламени (по данным рис.3, $U_b \sim 19$ м/с). Из рисунка 4 также видно, что опытные данные по массообмену для $U_0 = 6$ м/с (низкоскоростной срыв, рис.3), соответствуют отклонению относительных потоков от расчёта для ламинарного массопереноса. Такая особенность пограничного слоя даёт основание для вывода о том, что начало и конец переходного массообмена отмечены срывами пламени, а область турбулентного массообмена либо крайне ограничена, либо не существует вовсе.



Рис.4. Относительные потоки вещества, полученные при исследовании горения этанола на горизонтальной поверхности за уступом высотой 3 мм «на потолке». Слева – за ребром «на полу» (квадраты) и «на потолке» (треугольники); справа.

Какова структура пограничного слоя в таком переходном режиме массообмена? Очевидно, чтобы судить о зоне реакции, нужно знать, где и с какой скоростью происходит химическое реагирование, которое сопровождается тепловыделением. Локальное значение этой величины нельзя получить в прямых инструментальных измерениях. Количественные данные о скорости тепловыделения определяются из балансов в уравнении энергии, которые рассчитываются с использованием измеренных локальных параметров газа. Для получения скорости тепловыделения в работе [16] использовались профили состава и температуры газов, полученные методом спонтанного комбинационного рассеяния. В тонком ламинарном пламени интенсивность тепловыделения составляла 200-600 MBт/м³. Такого же порядка (250 MBт/м³) тепловыделение стало результатом расчётов горения перемешанной смеси метана с воздухом в работе [17], где использовалась программа CHEMKIN. В этой работе обращается внимание на существование ограниченной области поглощения тепла, примыкающей к зоне тепловыделения.

Отличие скорости выделения тепла для различных процессов горения может составлять несколько поряд-

ков величины. При горении в атмосфере максимальное значение для ламинарного пламени углеводородов достигает 6 ГВт/м³ [18], для котельной установки – 200 МВт/м³. Поскольку скорость тепловыделения – это локальная характеристика пламени, то вероятной причиной подобных расхождений может быть сложная структура зоны горения и наличие градиентов тепловыделения. Одна из задач настоящей работы состоит в том, чтобы получить экспериментальные данные о структуре пламени вблизи его начала (распределение температуры, скорости и её пульсаций в окрестности передней кромки, отсоединённой от стабилизатора). Далее, по результатам измерений рассчитать форму области тепловыделения в срединной плоскости канала и сравнить её с наблюдениями.

АППАРАТУРА И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Структура пограничного слоя с горением этанола исследовалась в аэродинамической трубе [9-11], рис.5, с прямоугольной камерой сгорания сечением 100×100 мм. Верхняя стенка отсутствовала, чтобы исключить влияние продольного градиента давления на работу стабилизаторов (ребро или обратный уступ высотой 3 мм), установленных в начальном сечении камеры сгорания. Боковые стенки прозрачные, выполнены из набора кварцевых пластин. Нижняя поверхность образована кюветами 80×80 мм с засыпкой из песка (фракция диаметром 0,63-1,0 мм). Засыпка заполнялась этанолом, который испарялся с её поверхности и сгорал в воздушном потоке (степень турбулентности 1%, скорость 11,2 м/с). Горение происходило в самоподдерживающемся режиме, когда расход этанола в каждой кювете самоустанавливался, как результат взаимодействия с химически реагирующим газовым потоком. По данным [19] температура испаряющейся поверхности $T_W = 341 \pm 1$ К, температура воздуха T_0 =290К. Локальная температура газового потока получена платина платинородиевой термопарой из проволоки 50 микрон с поправкой на излучение зонда. Слева и справа от камеры сгорания устанавливалась либо фотоаппаратура (Canon EOS 1000D), либо телекамера DiCAM-PRO для регистрации хемилюминесценции радикала ОН, которая проводилась в УФ-диапазоне на длинах волн 306-308 нм.



Рис.5. Схема установки для изучения пограничного слоя с испарением и горением этанола за ребром и за уступом.

Экспериментальные данные о скорости потока были получены методом PIV. Поток засеивался частичками кварцевого порошка диаметром порядка 1 мкм. Частицы вводились в проточную часть аэродинамической трубы перед сетками в наиболее широкой части конфузора. В работе использовался лазер Nd:YAG с двойным импульсным излучением. Время между импульсами 23 мкс. Аппаратура PIV включала в себя оптическую насадку, формирующую лазерный нож, синхронизирующий процессор POLIS, видеокамеру 4Mpix POLIS на базе «ВИДЕОСКАН-4021». Сбор и обработка данных производились на персональном компьютере с использованием программного обеспечения ActualFlow.

Способ обработки опытных данных состоял в том, что исходные параметры предварительно подготавливались средствами Origin, Exel (сглаживание процедурой «В-spline», представление в виде таблиц). Затем они были использованы в балансовых уравнениях, рассматриваемых в виде конечных разностей. В поперечном направлении выбран шаг $\Delta y = 0,2$ мм, в продольном шаг Δx = 2 мм. Метод применялся в [20] при анализе переноса импульса (определение турбулентных напряжений), при изучении массообмена (расчёт скоростей образования продуктов сгорания [21]) и переноса тепла [22].

Учитывая большое расхождение данных по тепловыделению, была проведена проверка процедуры расчёта. Без горения известны опыты по теплообмену в пограничном слое [23] на плоской стенке канала. Для одних и тех же условий были получены осреднённые по времени параметры U(x,y), T(x,y) и корреляции $\overline{U'T'}$. Суть проверки состояла в том, чтобы сравнить два способа определения турбулентного потока тепла q_T : найденного из измерений корреляции $q_T = -\rho C_p \overline{U'T'}$ и рассчитанного по уравнению энергии.

Используя данные о средних скоростях и температурах U(x,y), T(x,y) в конечно-разностном представлении, получается:

$$q_T = \int_0^y \left[C_P \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + C_P \rho V \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] \cdot dy$$

Здесь C_P – теплоёмкость при постоянном давлении, λ теплопроводность газовой смеси (интегрирование заменялось суммированием, дифференциалы – на конечные разности).



Рис.6. Турбулентные потоки тепла без горения. Сравнение метода расчёта [22] (линия) и измерений (символы) [23].

На рисунке 6 показаны результатов расчёта q_T , исходя из измеренных средних температур и скоростей, которые сопоставляются с прямыми измерениями q_T . Видно, что расчёт с использованием осреднённых температур и скоростей (сплошная линия) для случая отсутствия горения даёт результат близкий к прямым измерениям турбулентного потока тепла на гладкой (кружочки) и на шероховатой (треугольники) стенке. Расхождение не превышает погрешности измерений и составляет величину ~10%. Возможно, что при обработке опытов с горением погрешность метода изменится, поэтому результаты расчётов химически реагирующего потока следует рассматривать, как оценки. Тепловыделение рассчитывалось в двумерном приближении (числа Прандтля и Шмидта Pr = Sc = 1)

$$Q = \partial q_T / \partial y + W = \rho U \frac{\partial i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right)$$

где вместо дифференциалов подставлялись конечные разности. $W (BT/m^3)$ – скорость тепловыделения, энтальпия $i=C_P \cdot T$. Поперечная скорость V(x,y) устанавливалась на основании измерений продольной компоненты с использованием уравнения неразрывности.

$$\rho V = -\int_{0}^{y} \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} dy + J_{w}$$

Здесь измеренный J_W – поток горючего на стенке На рисунке 7 показаны исходные данные для расчётов тепловыделения в пограничном слое с горением за ребром.



Рис.7. Исходные данные для расчёта тепловыделения за ребром 3 мм. Вверху – профили продольной компоненты скорости. Внизу профили температуры.

Из рисунка следует, что вблизи преграды газ может двигаться в обратном направлении, там происходит испарение этанола, перемешивание с воздухом и предварительный нагрев смеси до температуры воспламенения. За передней кромкой пламени (x > 20-25 мм) температура резко возрастает до ~1600К (рисунок внизу). Толщина теплового пограничного слоя существенно превосходит толщину динамического слоя (это же отмечается в ситуации с горением за обратным уступом). Такое отличие толщин отражается на специфике тепловыделения в окрестности передней кромки пламени.

Результаты расчёта представлены на рисунке 8. Здесь они сопоставляются с наблюдениями в ультрафиолетовом диапазоне спектра излучения пламени (на рис.4 внизу представлено изображение зоны химических превращений, т.е. зоны хемилюминесценции, осреднённое по 30 снимкам). Тонкая линия на рис.8 соответствует $Q = 50 \text{ MBt/m}^3$. В центре области, ограниченной этой линией, тепловыделение достигает $Q \sim 200 \text{ MBt/m}^3$. Пунктиром отмечена изотерма 650К, т.е. температура близкая к самовоспламенению паров этанола в воздухе. Чтобы обозначить окрестность фронта диффузионного пламени, толстой линией показана изотерма 1400К. Видно, что форма и размеры области тепловыделения, полученной в расчётах, согласуется с контуром области, где происходят химические превращения (область хемилюминесценции радикала ОН на рис.8 внизу). Форма зоны горения близка к пламени, распространяющемуся вблизи поверхности во время степных пожаров [22, 23].



Рис.8. Сравнение расчёта скорости тепловыделения (вверху) за ребром высотой 3 мм и наблюдений контура пламени в ультрафиолетовой области (внизу). Тонкая линия соответствует 50 МВт/м³, пунктиром отмечена температура близкая к самовоспламенению (изотерма 650К). Толстой линией показана окрестность фронта диффузионного пламени (изотерма 1400К).

Скорость тепловыделения быстро снижается при удалении от преграды. На рис.9 показана структура пламени этанола в сечении x = 160 мм. Здесь же нанесен профиль температуры (светлые квадраты, для которых ось абсцисс находится вверху). Уровень скорости тепловыделения снизился на порядок величины по сравнению с тепловыделением на передней кромке пламени (рис. 8). В профиле тепловыделения остались два минимума с поглощением тепла, как в работе [26], и две области, где тепло выделяется. По данным [20] вблизи стенки расположен фронт эндотермических реакций с участием уксусного альдегида. Положение максимума тепловыделения (~15 MBT/m³) находится вблизи максимума температуры. Вдали от стенки тепловыделение происходит с осреднённой интенсивностью ~5MBt/м³ в слое с координатами $y = 8 \div 25$ мм. Такая структура пламени может соответствовать сочетанию фронтального (вблизи стенки) и объёмного химического реагирования во внешней области пограничного слоя, где высокая перемежаемость. Газовый поток с фронтальным и объёмным горением разделён областью, где скорость реакций понижена.

Используя профили U(x,y) и T(x,y), проведены оценки скорости распространения пламени по газовой фазе. Величина продольной скорости вблизи максимума температуры U_f показана на рисунке 10. Диапазон колебаний (x = 20-25мм) передней кромки пламени, отсоединённого от преграды, ограничен вертикальными сторонами прямоугольника. Горизонтальные стороны отмечают абсолютную величину скорости горения спиртовоздушной стехиометрической смеси. По данным [27] в кинетическом режиме нормальная скорость горения этанола в воздухе | U_L = 0,47 м/с.



Рис.9. Профили тепловыделения (тёмные точки) и температуры при испарении и горении этанола на удалении 160 мм от ребра.

Видно, что за ребром и за уступом на передней кромке отсоединённого пламени скорость газа близка к нормальной скорости горения спирто-воздушной смеси. Таким образом, кинетический режим горения имеет место только вблизи передней кромки пламени. В сечениях удалённых от преграды, где скорость тепловыделения (скорость химического реагирования) снижается более, чем на порядок величины, зона горения ориентирована вдоль линии тока, и реагирование происходит в диффузионном режиме.



Рис.10. Продольная скорость газа в окрестности максимума температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показаны специфические свойства химически реагирующего пограничного слоя, которые по разным причинам не учитываются при математическом моделировании. К их числу относятся эффекты, связанные с наличием преграды: отрыв, крупномасштабные продольные вихри, отсутствие режима турбулентного массопереноса, образование и одновременное существование областей кинетического и диффузионного реагирования, фронтального и объёмного горения. Впервые экспериментально установлено наличие двух скоростей срыва пламени. Низко- и высокоскоростной срыв происходят при переходе массопереноса к турбулентному или к ламинарному режиму. Верхняя скорость срыва для горизонтальных поверхностей не зависит от направления силы тяжести. За ребром h = 3 мм она значительно превосходит верхнюю скорость срыва пламени за обратным уступом такой же высоты. Нижняя скорость срыва слабо зависит от вида преграды. Передняя кромка пламени расположена в области присоединения потока за преградами. Скорость газа на передней кромке пламени в пограничном слое близка к нормальной скорости горения.

Использованный подход для определения тепловыделения, в котором сложное течение рассматривалось в двумерном приближении, а поперечная скорость определялась из уравнения неразрывности, даёт скорей качественные, чем количественные результаты. При этом вопросы, связанные с динамикой теплового расширения газа при горении, оказались вне поля зрения.

Полученные экспериментальные данные представлены на сайте лаборатории [19]. Они могут быть полезны для развития физической модели процесса, в которой тепловые, газодинамические и кинетические эффекты представлены в совокупности. Их практическое значение обусловлено связью с проблемой срыва и проскока пламени, с его распространением по поверхности, с огнеборством.

Работа выполнена в рамках интеграционного проекта СО РАН №24. Автор весьма признателен своим коллегам Абдрахманову Р.Х., Фёдорову С.Ю. и Чикишеву Л.М. за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы:

- 1. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. . 342 с.
- Сполдинг Д.Б., Ауслендер Д.М., Сандерем Т.Р. Расчёт тепло- и массообмена в турбулентном пограничном слое на плоской пластине при больших числах М как при наличии, так и отсутствии химических реакций. – Москва, 1966. – 72с. – (Препринт/ БНИ ЦАГИ; № 180-66).
- Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983, 240с.
- Волчков Э. П., Терехов В. И., Терехов В.В. Структура течения, тепло- и массоперенос в пограничных слоях со вдувом химически реагирующих веществ (обзор) // Физика горения и взрыва, 2004, т.40, №1, с.3-20.
- Coats, C.M. and Richardson, A.P. Nonpremixed Combustion in Turbulent Mixing Layers. Part 1: Flame Caracteristics // Combustion and Flame. 2000. Vol.122. P. 253-270.
- Tabet-Helal F., Sarh B., Menou A. and Gökalp I. A Comparative Study of Turbulence Modelling in Hydrogen-Air Nonpremixed Flames // Combustion Science and Technology, 2006, 178: 10, 1887 — 1909.

- Pitsch, H. and Peters, N. A consistent flamelet formulation for nonpremixed combustion considering differential diffusion effects // Combustion and Flame, 1998, V. 114, pp. 26–40.
- Колесников О.М. Влияние неперемешанности в больших вихревых структурах на воспламенение и горение турбулентных струй горючего в сверхзвуковом потоке // Физика горения и взрыва, 2006, т. 42, № 1, с. 49-56.
- Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И. Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола // т. 28, № 3, С. 29-36.
- Бояршинов Б.Ф., Фёдоров С.Ю. Тепломассоперенос и стабилизация пламени в пограничном слое за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва, 2013, №5, с. 3-7.
- Бояршинов Б.Ф. Влияние препятствия на структуру течения и массообмен в пограничном слое с горением этанола на горизонтальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика, 2013, т.20, №6, с.713-722.
- Orloff L., De Ris J. Cellular and turbulent ceiling fires // Combustion and flame, 1972, Vol.18, p.389-401.
- Ярин А.Л. О срыве пламени горящей жидкости воздушным потоком // ФГВ. 1983. Т.19, №1. С. 3-12.
- Бояршинов Б.Ф. К анализу опытных данных по тепло- и массопереносу в пограничном слое // ФГВ. Т.34. № 2. 1998. С. 73–81.
- Ota T., Nishiyama H. A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // Int. J. Heat Mass Transfer, 1987, v.30, No.6, 1193-1199.
- Sung C.J., Liu J.B., Law C.K. Structural Response of Counter flow Diffusion Flames to Strain Rate Variations // Combustion and Flame, 1995, V.102, pp.481-492.
- Liu F., Guo H., Smallwood G.J., Gulder O. Numerical Study of the Superadiabatic Flame Temperature Phenomenon in Hydrocarbon Premixed Flames // Proc. of the Combustion Institute, V.29, 2002, p.1543-1550.
- Bradly D. How fast can we burn? // Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1992, pp. 247-262.
- База данных по характеристикам турбулентного пограничного слоя с химическими и фазовыми превращениями <u>http://www.itp.nsc.ru/Laboratory/LAB_2_1/Flame/First%20page.html</u>
- Boyarshinov B.F., Titkov V.I., Fedorov S.Yu. Momentum transfer in the boundary layer when there is acceleration and combustion of ethanol as it evaporates behind a barrier // Combustion and Flame, 2010, Vol.157, P.1496-1509.
- Boyarshinov B.F. Investigation of momentum and mass transfer in the turbulent boundary layer with ethanol combustion behind a barrier // Nonequilibriume Processes in Plasma, Combustion, and Atmosphere / [Ed. by A.M. Starik, S.M. Frolov] – Moscow: TORUS PRESS Ltd., 2012.– 482 p. (p.221-227).
- Бояршинов Б. Ф., Титков В. И., Фёдоров С. Ю. Исследование распределения радикалов ОН и СН в пограничном слое с горением этанола // ФГВ, 2005, т.41, №4, с.22-28.
- Coleman H.W., Moffat R.J., Kayes W.M. Momentum and Energy transport in the accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer // Stanford University, 1976. Report No. HMT-24, p.150.
- Dold J., Weber R., Gill M., McRae R., Cooper N. Unusual Phenomena in an Extreme Bushfire // 5th Asia-Pacific Conference on Combustion, The University of Adelaide, Adelaide, Australia, 17-20 July 2005.
- Wichman I.S. On Diffusion Flame Attachment Near Cold Surfaces // Combustion and Flame, 1999, V.117, p.384-393.
- Pandya T.P., Srivastava N.K. Structure of Counterflow Diffusion Flame of Ethanol // Combustion Science and Technology, 1975, V. 11, pp. 165-180.
- Gülder, Ö. L., Laminar Burning Velocities of Methanol, Ethanol, and Isooctane -Air Mixtures // Proceedings of The Combustion Institute, Vol.19, pp.275-281, 1983.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 2-04

УДК 534.222.2, 544.454.3

МАСШТАБНЫЙ ФАКТОР ПРИ СЖИГАНИИ СМЕСЕЙ СИНТЕЗ-ГАЗ – ВОЗДУХ В РЕЖИМЕ НЕПРЕРЫВНОЙ ДЕТОНАЦИИ

Быковский Ф.А.¹, Ждан С.А.¹, Ведерников Е.Ф.¹, Самсонов А.Н.¹

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Проведены экспериментальные исследования непрерывной спиновой детонации (НСД) смеси синтез-газа (CO + mH₂) и воздуха в кольцевой цилиндрической камере диаметром $d_c = 503$ мм и длиной $L_c = 153, 293$ или 540 мм. Удельные расходы воздуха в камеру сгорания через кольцевую щель составляли $g_{\delta} = 139$ 1694 кг/(с·м²), а коэффициенты избытка горючего изменяли в пределах $\phi = 0.64 \div 1.52$. Показано, что уменьшение длины кольцевой цилиндрической детонационной камеры до определённой длины расширяет пределы устойчивости НСД. Проведено сравнение результатов исследования с полученными ранее в камере $d_c = 306$ мм, L_c = 570 мм. Структура поперечных детонационных волн (ПДВ) и их размер для исследованных смесей оказались близкими. При одинаковых значениях удельных расходов воздуха число детонационных волн возрастает пропорционально диаметру камеры, а увеличение количества водорода в синтез-газе (m) приводит к увеличению их скорости и устойчивости. Определены пределы существования НСД по минимальному удельному расходу воздуха ($g_{\delta min} \approx 100 \text{ кг/(с·м}^2)$ при $\phi = 1.05$). При указанных выше максимальных параметрах g_δ верхние пределы по детонации не обнаружены. Показано, что инициирование НСД возможно от струи продуктов сгорания.

введение

В настоящее время в России и за рубежом ведется интенсивное теоретическое и экспериментальное изучение НСД по схеме Б.В. Войцеховского [1]. Обобщающий материал по развитию этого направления можно найти в книге [2]. Попытки получить в проточной кольцевой камере диаметром d_c = 306 мм НСД пропановоздушной и керосино-воздушной смесей не увенчались успехом [3], поскольку для этих топливно-воздушных смесей (ТВС) диаметр камеры оказался меньше критического диаметра ($d_c < d_{cr}$) для реализации непрерывного детонационного процесса. Уменьшение критического диаметра НСД процесса возможно при осуществлении предварительной подготовки топлива. Хорошо известен способ предварительной конверсии керосина до синтезгаза [4], состоящего из смеси газовых компонентов водорода (H₂) и моноокиси углерода (CO). В настоящее время разработан ряд промышленных технологий получения синтез-газа путём: взаимодействия угля с водяным паром (C + H₂O = CO + H₂), конверсии метана при высоких давлениях и температуре в присутствии никелевых катализаторов ($CH_4 + H_2O = CO + 3H_2$), неполного термического окисления углеводородов (С_mH_{2m+2} + $1/2mO_2 = mCO + (m+1)H_2$) [4]. Последний способ применим к любому углеводородному топливу, в том числе и к керосину. Соотношение [CO]/[H₂] существенно зависит от применяемого способа получения синтез-газа. При газификации угля и частичном окислении углеводородов это соотношение близко к 1/1, тогда как при частичном окислении метана ($CH_4 + 1/2O_2 = CO + 2H_2$) соотношение [CO]/[H₂] составляет 1/2 [4]. Первые результаты по реализации НСД в кольцевой цилиндрической камере диаметром 306 мм для ТВС синтез-газ воздух были получены в [5]. Цель настоящей работы определение влияния геометрических параметров камеры сгорания на реализацию НСД в смесях синтез-газвоздух.

1. Экспериментальная установка и камера сгорания

Схема установки представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема установки

Камера сгорания *1* имела кольцевую цилиндрическую геометрию с наружным диаметром $d_c = 503$ мм, длиной $L_c = 153$, 293 или 540 мм и зазором $\Delta = 18$ мм (площадью поперечного сечения канала $S_{\Delta} = 274.14$ см²).

Воздух в камеру сгорания поступал из двух ресиверов 4 объёмом $V_{rA} = 43.3$ и 41.3 л по кольцевому коллектору 3 через кольцевую щель 2 шириной $\delta = 3.5$ мм (площадью проходного сечения $S_{\delta} = 54.9$ см²), а горючее – из ресивера 7 объёмом $V_{rf} = 24$ л по кольцевому коллектору 6 через форсунку 5. Форсунка имела 600 отверстий с поперечным сечением 0.35×1.45 мм², направленных попарно под углом 90°, а также под углом 45° к оси камеры. Смесь СО и H₂ составляли непосредственно в ресивере 7, аналогично тому, как описано в работе [5]. Использовали газы с содержанием примесей не более 0.5 % (по объёму). Для более равномерного распределения газовой смеси по окружности камеры, воздух и горючее подавались в соответствующие коллекторы 3 и 6 через два входных отверстия, расположенных диаметрально

противоположно. Сдвиг между отверстиями воздуха и горючего составлял 90° (на рис. 1 они условно изображены в одной плоскости).

Начальное давление горючего в ресивере 7 устанавливалось одинаковым во всех опытах - $p_{rf0} \approx 60.10^5$ Па. При этом начальные расходы разных смесей CO/mH₂ составляли G_{f0} ≈ 1.3, 1.2 и 1.1 кг/с для *m* = 1, 2 и 3, соответственно. Поскольку стехиометрическое соотношение (L_p) расходов воздуха (G_a) и горючих CO/mH₂ (G_f) разное ($L_p = G_a/G_f = 4.62$, 6.5 и 8.15 для m = 1, 2 и 3, соответственно), то для обеспечения режима с коэффициентом избытка горючего, близкого к стехиометрии (ϕ = $(G_f/G_a) \cdot L_p \approx 1)$, начальные давления воздуха в ресивере подстраивались под вид горючего - $p_{ra0} = (30 \div 48) \cdot 10^5$ Па. При этом обеспечивали начальные расходы воздуха к значениям, близким к стехиометрии ($\phi \approx 1$) - G_{a0} $\approx 6, 7.8,$ и 9 кг/с. Обычно значения G_{a0} отличались от указанных выше за счёт установки начального давления в ресиверах воздуха p_{ra0}. Это давало возможность проследить влияние величины ϕ на процесс как в начале, так и во время эксперимента, в течение которого также происходило его изменение. За время опыта (около 0.9 с) расходы горючего уменьшались примерно в 6, 8.5 и 10.5 раз (m = 1, 2 и 3), а воздуха – в 6.5 раза. Для всех опытов в диапазоне удельных расходов воздуха через кольцевую щель $g_{\delta} = G_a/S_{\delta} = 139 \div 1694 \ \kappa r/(c \cdot m^2)$ и поперечное сечение камеры $g_{\Sigma} = (G_a + G_f)/S_{\Delta} = (26.5 \div 379) \, \text{кг/(c·м}^2)$ обеспечивались коэффициенты избытка горючего в пределах $\phi = 0.64 \div 1.52$.

Определение расходов газов производили по уменьшению давления в ресиверах воздуха p_{ra} и горючего p_{rf} [2] с погрешностью не более ± 2 %. Соответственно погрешность вычисления удельных расходов (g_{Σ} и g_{δ}) и коэффициентов избытка горючего (ϕ) не выходила за пределы этой погрешности.

Инициирование процесса производилось на расстоянии 127 мм от переднего торца камеры *1* путём пережигания электротоком полоски из алюминиевой фольги с выделением энергии около 5 Дж. Запуск схемы инициирования был синхронизован с подачей в камеру воздуха, а синтез-газ подавался позже воздуха.

Процесс в камере сгорания фотографировался высокоскоростной камерой Photron FASTCAM SA1.1 675К-M3. Она производила покадровую съёмку самосвечения волн горения и детонации и течения в их окрестности через продольные окна камеры сгорания из оргстекла 13, расположенные друг за другом вдоль стенки камеры (см. рис. 1). Размер каждого окна: ширина 20 мм, длина 103 мм. Расстояние между окнами - 24 мм. Размеры окон являлись масштабом происходящих явлений.

По специальной программе, написанной на языке C^{++} , фотографии соединялись, при этом из 16 пикселей по ширине окна выбирался только один. При выборе 2-3 пикселей картина течения получалась более дискретной и размытой. Поскольку кадры видеосъемки имели сдвиг по времени, то реализовывалась x,t – диаграмма светящихся продуктов, движущихся вдоль окна камеры. Светящиеся объекты, движущиеся в тангенциальном направлении, фиксировались с некоторым искажением, которое легко можно устранить (хотя и с потерей отчетливости изображения) выравниванием масштабов в осевом

и тангенциальном направлениях. Таким образом, получается действительная картина течения в системе волны. При установке режима съемки 400000 кадров в секунду структура течения регистрировалась достаточно отчетливо, несмотря на то, что за время экспозиции (не более 2.5 мкс) светящиеся объекты двигались относительно неподвижного фотоэлемента видеокамеры (см. ниже, рис. 2). Для подсветки слабосветящихся детонационных волн, а также продуктов сгорания использовалась тонкая струйка ацетиленокислородной смеси, подаваемая от переднего торца камеры вдоль окон 13.

При реализации НСД по фоторегистрограммам определялось время появления ПДВ против окна Δt , которое позволяет однозначно находить частоту их вращения f и скорость НСД D по формулам:

$f = 1/\Delta t$, $D = \pi \cdot \langle d_c \rangle/(n \cdot \Delta t)$.

Здесь $< d_c > = d_c - \Delta$ - средний диаметр кольцевого канала камеры; n – число ПДВ вдоль окружности камеры.

Измерялись давления в: ресиверах синтез-газа (p_{rf}) и воздуха (p_{ra}), соответствующих коллекторах (p_{mf} и p_{ma}), статические в камере (p_{c1} и p_{c2}) на расстоянии 3 и10 см от торца камеры, а также статическое (p_{c3}) и полное (p_{c30} с помощью трубок Пито) на выходе из камеры (см. рис. 1). Измерения давления производились сертифицированными датчиками S-10 фирмы «Wika» с классом точности 0.5 %,

2. Результаты экспериментов.

В области указанных выше параметров подачи компонентов смеси были осуществлены многоволновые (n = $2\div4$) режимы НСД смесей синтез-газа - воздух в ПДВ для трех исследованных составов синтез-газа: 1) СО + H₂; 2) СО + 2 H₂; 3) СО + 3 H₂. Обозначим эти горючие смеси по количеству водорода (m) соответственно (1), (2) и (3). Заметим, что во всех опытах инициирование НСД происходило от факела, создаваемого струей подсвечивающего газа, зажигание которого происходило раньше, чем в камеру поступал синтез-газ. А развитие детонационного процесса происходило аналогично изображенному на рис. 2.

2.1. Синтез-газ СО + H₂

 $L_c = 540$ мм. После подрыва проволочки (рис. 2, а, яркая вспышка) загоралась струя ацетиленокислородной смеси, подсвечивающая поток воздуха. Через 25 мс в камеру начал поступать синтез-газ, который загорелся в потоке воздуха от продуктов струи (рис. 2,б, начало). Примерно 5 мс потребовалось для того, чтобы в камере развилась тангенциальная неустойчивость, которая переросла в первую ПДВ (см. конец развёртки на рис. 2,б). В дальнейшем процесс развивался по неустойчивому сценарию. Реализовались две доминирующие ПДВ, между которыми существовали более слабые волны. Они спонтанно усиливались, ослабляли идущую за ними основную волну и, тем самым, нарушали стабильность процесса (рис. 2,в). Лишь через 180 мс после начала инициирования ($g_{\delta} = 1000 \rightarrow 696 \text{ кг/(с·м}^2)$ и $g_{\Sigma} = 246 \rightarrow 170$ $\kappa r/(c \cdot M^2)$) эти промежуточные волны уже практически не влияли на существование двухволнового (n = 2) процесса, хотя часто продолжали высвечиваться на фоторегистрограммах.

На рис. 2 приведён фрагмент типичной фоторегистрограммы устойчивой НСД смеси (1) с воздухом в системе волны.



Рис. 2. Фотографии ПДВ (фрагменты обработки в системе волны - фоторегистрограммы) в смеси (1) + воздух;а) инициирование струи ацетиленокислородной смеси, б)поступление в камеру водорода и развитие ПДВ, в) неустойчивые по числу волн и скорости ПДВ, г) устойчивые ПДВ, $g_{\Sigma} = 170 \text{ кг/(с} \cdot \text{m}^2), g_{\delta}$ = 696 кг/(с $\cdot \text{m}^2$), $\phi = 1.09, n = 2, D = 1.32 \text{ км/с} (f = 1.73 \text{ кГц}).$

Длительность фрагмента процесса вдоль дорожки составляет 4.64 мс. Поперечные фронты ВС детонационных волн (n = 2) и присоединённые к ним шлейфы CD (ударные волны в продуктах реакции) движутся слева направо, сжигая поступающую смесь, подсвеченную продуктами сгорания ацетиленокислородной струйки. Размер фронта ВС (размер ПДВ) составляет величину h ≈ 20 см, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - h/l $\approx 1/4$.

Устойчивый процесс с двумя ПДВ регистрировался 160 мс с постепенным уменьшением скорости детонации – D = $1.32 \rightarrow 1.25$ км/с при изменении удельных расходов $g_{\delta} = 696 \rightarrow 494$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 170 \rightarrow 123$ кг/(с·м²). Коэффициент избытка горючего за это время возрастал - $\phi =$ 1.06 - 1.11. Затем на протяжении 130 мс опять усиливались слабые промежуточные волны, нарушающие устойчивость ПДВ. Потом столько же времени процесс стабилизировался, снова расстраивался и стабилизировался. И так до конца процесса, характеризуемого следующими параметрами: n = 2, D ≈ 1.1 км/с, $g_{\delta} = 171$ кг/(с·м²), $g_{\Sigma} = 42$ кг/(с·м²) и $\phi = 1.16$.

На рис. 3,а приведены осциллограммы изменения давлений в ресиверах воздуха и горючего, а на рис. 3,б – давлений в коллекторе воздуха и в камере. Резкий подъём давления в камере соответствует моменту инициирования детонации. Проявляется влияние процесса в камере на давление в коллекторе воздуха – после инициирования оно возрастает, несмотря на то, что перепад давления на щели подачи воздуха сверхкритический.



Рис.3. Осциллограммы давлений: a) в системе подачи, б) в камере сгорания.

Из рис. 3,6 видно, что перед инициированием детонации в начале камеры сгорания развивается струйное течение – $p_{c1} \approx 0.2 \cdot 10^5 \text{ Пa} \ll 1 \cdot 10^5 \text{ Пa}$.

 $L_c = 293 \text{ мм.}$ При этой длине камеры расширились пределы по НСД. Устойчивые ПДВ наблюдали в диапазоне $g_{\delta} = 803 \rightarrow 422 \text{ кг/}(\text{c}\cdot\text{m}^2)$ и $g_{\Sigma} = 192 \rightarrow 101 \text{ кг/}(\text{c}\cdot\text{m}^2)$ при $\phi = 0.9 \rightarrow 0.91$. Также реализовалось две ПДВ (n = 2) со скоростью D = $1.35 \rightarrow 1.22 \text{ км/c}$. Область неустойчивости ПДВ наблюдалась в диапазоне удельных расходов $g_{\delta} =$ $422 \rightarrow 194 \text{ кг/}(\text{c}\cdot\text{m}^2)$ и $g_{\Sigma} = 101 \rightarrow 47 \text{ кг/}(\text{c}\cdot\text{m}^2)$. При меньших расходах ПДВ снова стабилизировались и существовали при $g_{\delta} = 190 \text{ кг/}(\text{c}\cdot\text{m}^2)$ и $g_{\Sigma} = 44.5 \text{ кг/}(\text{c}\cdot\text{m}^2)$.

 $L_c = 153 \text{ мм.}$ В этом опыте процесс неустойчивости НСД оказался коротким – всего 14 мс после зарождения ПДВ. И уже до конца эксперимента ($g_{\delta} = 991 \rightarrow 140$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 239 \rightarrow 34$ кг/(с·м²) при $\phi = 0.93 \rightarrow 1$) существовала устойчивая НСД. Причём, в диапазоне $g_{\delta} = 991 \rightarrow 880$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 239 \rightarrow 211$ кг/(с·м²) при $\phi \approx 0.93$ реализовалось три ПДВ (n = 3), движущиеся со скоростью D ≈ 1.28 км/с. Затем, в течение 5 мс режим перестроился на двухволновый (n = 2) с подъёмом скорости ПДВ до D = 1.4 км/с и дальнейшим её монотонным уменьшением до D = 1.11 км/с к концу эксперимента.

2.2. Синтез-газ CO + 2H₂

 $L_c = 540$ мм. Переходный процесс после поступления в камеру синтез-газа длился около 5 мс, затем развивалась устойчивая НСД. В диапазоне $g_{\delta} = 973 \rightarrow 756$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 233 \rightarrow 180$ кг/(с·м²) при $\phi = 1.29 \rightarrow 1.25$ наблюдали три ПДВ (n = 3), движущиеся со скоростью D = $1.39 \rightarrow 1.31$ км/с. Переходный процесс при сокращении числа ПДВ (n = 3 \rightarrow 2) с резким подъёмом скорости был коротким – около 1 мс. Две ПДВ существовали до конца эксперимента с монотонным уменьшением скорости - D = $1.42 \rightarrow 1.13$ км/с. Другие параметры НСД изменялись в диапазонах: $g_{\delta} = 756 \rightarrow 147$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 180 \rightarrow 39$ кг/(с·м²) при ϕ = 1.25 →1.04. За всё время процесса давление в коллекторе воздуха изменялось в пределах p_{ma} = (6.3→1.3)·10⁵ Па, а в камере: $p_{c1} = (2.3 \rightarrow 1.0) \cdot 10^5$ Па, $p_{c2} = (2.2 \rightarrow 1.0) \cdot 10^5$ Па, $p_{c3} = (1.44 \rightarrow 1.0) \cdot 10^5$ Па, $p_{c30} = (2.9 \rightarrow 1.0) \cdot 10^5$ Па.

Размер фронта ВС (размер ПДВ) составлял величину $h \approx 13$ см при n = 3 и $h \approx 20$ см при n = 2, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - $h/l \approx 1/4$.

 $L_c = 293 \text{ мм.}$ Переходный процесс после поступления в камеру синтез-газа длился около 3 мс, затем происходила конкуренция между пятью и четырьмя волнами, а через 10 мс развилась устойчивая НСД с четырьмя (n = 4) волнами. НСД в этом режиме просуществовала 15 мс, а параметры процесса соответствовали в этот период следующим значениям: $g_{\delta} = 1137 \rightarrow 1096 \text{ кг/(с·м²)} \text{ и } g_{\Sigma} =$ 267 \rightarrow 258 кг/(с·м²) при ϕ = 1.14 и D = 1.36 км/с. Переходный процесс при сокращении числа ПДВ (n = 4 \rightarrow 3) с резким подъёмом скорости был около 5 мс. Параметры процесса при n = 3 изменялись в пределах: g_δ = 1096—676 кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 258$ —155 кг/(с·м²) при $\phi =$ 1.14→0.93 и D = 1.44 →1.29 км/с. Затем произошло уменьшение числа волн до двух ($n = 3 \rightarrow 2$), которые существовали до конца эксперимента с монотонным уменьшением скорости - D = 1.43→1.06 км/с. Другие параметры НСД изменялись следующим образом: g_{δ} = 676—174 кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 155$ —39 кг/(с·м²) при $\phi =$ 0.93→0.83. За всё время процесса давление в коллекторе воздуха и камере были примерно такими же, как и в камере $L_c = 540$ мм. Размер фронта ВС (размер ПДВ) составлял величину $h \approx 10, 13$ и 20 см при n = 4, 3 и 2, соответственно, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - $h/l \approx 1/4$.

 $L_c = 153$ мм. Переходный процесс после поступления в камеру синтез-газа длился около 8 мс, затем развилась устойчивая НСД с четырьмя (n = 4) волнами. НСД в этом режиме просуществовала 47 мс, а параметры процесса соответствовали в этот период следующим значениям: $g_{\delta} = 1113 \rightarrow 998 \text{ кг/(с·м}^2)$ и $g_{\Sigma} = 266 \rightarrow 236 \text{ кг/(с·м}^2)$ при *φ* = 1.24→1.19 и D = 1.37 км/с. Переходный процесс при сокращении числа ПДВ (n = 4 → 3) с резким подъёмом скорости произошёл на одном периоде между смежными ПДВ. Параметры процесса при n = 3 изменялись в пределах: $g_{\delta} = 998 \rightarrow 686 \text{ кг/(с·м}^2)$ и $g_{\Sigma} = 236 \rightarrow 159$ кг/(с·м²) при ϕ = 1.19→1.02 и D = 1.43→3 км/с. Затем произошло уменьшение числа волн до двух ($n = 3 \rightarrow 2$), которые существовали до конца эксперимента с монотонным уменьшением скорости - D = 1.427→1.167 км/с. Другие параметры НСД изменялись в диапазонах: g_б = 689—164 кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 159$ —37 кг/(с·м²) при $\phi =$ 1.02→0.81. За всё время процесса давление в коллекторе воздуха и камере были примерно такими же, как и в камере $L_c = 540$ и 293 мм. Размер фронта ВС (размер ПДВ) составлял величину $h \approx 10, 13$ и 20 см при n = 4, 3 и 2, соответственно, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - $h/l \approx 1/4$.

2.3. Синтез-газ СО + 3H₂

 $L_c = 540$ мм. Устойчивая НСД появилась через 6.5 мс после подачи синтез-газа. В диапазоне $g_{\delta} = 1032 \rightarrow 863$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 240 \rightarrow 203$ кг/(с·м²) при $\phi = 1.58 \rightarrow 1.42$ наблюдали три ПДВ (n = 3), движущиеся со скоростью D =

1.45 км/с. Переходный процесс при сокращении числа ПДВ (n = 3 \rightarrow 2) был достаточно длительным – 41 мс. Две ПДВ существовали до конца эксперимента с монотонным уменьшением скорости - D = 1.46 \rightarrow 1.5 \rightarrow 1.14 км/с, $g_{\delta} = 785 \rightarrow$ 152 кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 183 \rightarrow$ 34 кг/(с·м²) при $\phi = 1.36 \rightarrow 0.92$. Увеличение локальной скорости ПДВ связано с благоприятным соотношением компонентов смеси - $\phi = 1.24$. За всё время процесса давление в коллекторе воздуха и в камере изменялось практически одинаково с зафиксированными в этой камере для смеси (2).

Размер фронта ВС (размер ПДВ) составлял величину $h \approx 13$ см при n = 3 и $h \approx 20$ см при n = 2, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - $h/l \approx 1/4$.

 $L_c = 293 \text{ мм.}$ Устойчивая НСД появилась через 11 мс после подачи синтез-газа. В диапазоне $g_{\delta} = 1572 \rightarrow 1453$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 354 \rightarrow 329$ кг/(с·м²) при $\phi = 1.02 \rightarrow 1.06$ происходила конкуренция между пятью и четырьмя ПДВ ($n = 4 \leftrightarrow 5$). Затем установились четыре ПДВ (n = 4), движущиеся со скоростью $D = 1.36 \rightarrow 1.26$ км/с. Переходный процесс при сокращении числа ПДВ ($n = 4 \rightarrow 3$) был быстрым – около 4 мс и развитие НСД происходило при следующих параметрах: $g_{\delta} = 1453 \rightarrow 761 \text{ кг/(с·м}^2)$ и $g_{\Sigma} = 329 \rightarrow 169 \text{ кг/(с·м}^2)$ при $\phi = 1.06 \rightarrow 0.9 \text{ и}$ D = 1.53 →1.3 км/с. Затем на двух оборотах волны сформировалось две ПДВ (n = 2), которые существовали до конца эксперимента с монотонным уменьшением скорости - D = 1.43-1.06 км/с. Другие параметры НСД изменялись следующим образом: $g_{\delta} = 761 \rightarrow 138$ кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} =$ 169 \rightarrow 30.4 кг/(с·м²) при $\phi = 0.9 \rightarrow 0.82$. За всё время процесса давление в коллекторе воздуха и в камере изменялось пропорционально удельным расходам смеси, то есть примерно в 1.4 больше зафиксированных на рис. 2б для смеси (1).

Размер фронта ВС (размер ПДВ) составлял величину $h \approx 10, 13$ и 20 см при n = 4, 3 и 2, соответственно, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - $h/l \approx 1/4$.

L_c = 153 мм. Устойчивая НСД появилась через 9 мс после подачи водорода. В диапазоне g_δ = 1235→1161 кг/(с·м²) и $g_{\Sigma} = 283 \rightarrow 266$ кг/(с·м²) при $\phi = 1.18 \rightarrow 1.15$ установилось четыре волны (n = 4), движущиеся со скоростью D = 1.45 км/с. Переходный процесс при сокращении числа ПДВ ($n = 4 \rightarrow 3$) был быстрым – около 4 мс и НСД развивалась при следующих параметрах: g_δ = 1161 \rightarrow 661 кг/(с·м²) и g₅ = 266 \rightarrow 149 кг/(с·м²) при ϕ = 1.15→1.02 и D = $1.49 \rightarrow \overline{1.37}$ км/с. Затем на одном обороте волны сформировалось две ПДВ (n = 2), которые существовали до конца эксперимента с монотонным уменьшением скорости - D = 1.51→0.87 км/с. Другие параметры НСД изменялись следующим образом: g_{δ} = 661 \rightarrow 108 кг/(с·м²) и g_{Σ} = 149 \rightarrow 24.2 кг/(с·м²) при ϕ = 1.02 →1. Максимумы давления в коллекторе воздуха и в камере соответствовали значениям, приведённым на рис.2,б, пропорциональным удельным расходам смеси. Размер фронта BC (размер ПДВ) составлял величину h ≈ 10, 13 и 20 см при n = 4, 3 и 2, соответственно, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами - $h/l \approx$ 1/4.

3. Анализ результатов

В камере $d_c = 503$ мм реализованы устойчивые режимы НСД для камер $L_c = 540, 293$ и 153 мм в широком диапазоне удельных расходов g_{δ} и g_{Σ} . Показано, что инициирование НСД возможно от струи продуктов сгорания.

Область реализации НСД в координатах (L_c , g_δ) для всех смесей приведена на рис. 4.



Рис. 4. Области реализованных устойчивых режимов НСД для синтез-газа: 1 – (1), 2 – (2), 3 – (3).

Внутри областей, ограниченных одинаковыми маркерами, реализована устойчивая НСД. Крайние правые маркеры показывают максимальные значения g_δ, при которых удалось достичь устойчивую НСД. При больших значениях д_б наблюдались неустойчивые режимы детонации, как правило, связанные с конкуренцией количества волн. При n = 2 и 3 они были непродолжительные (до 10 мс), поэтому их трудно отделить от переходного процесса после инициирования, который необходим для формирования ПДВ во всех топливовоздушных смесях [6]. Для смеси (1) неустойчивость НСД была достаточно длительной (максимум в камере $L_c = 540$ мм - около 160 мс, хотя процесс начинался при $g_{\delta} = 1088 \text{ кг/(с·м}^2)$), поэтому причиной были высокие расходы g_δ. Не исключено, что превышение значений д_б выше реализованных для смеси (1) может привести к устойчивой НСД с повышенным числом ПДВ, также как для (2) и (3) – расширит её область существования. Внутри этих областей всегда наблюдалась неустойчивость при смене числа волн за время от одного оборота волны до нескольких десятков миллисекунд. Обычно наиболее быстрая смена волн осуществлялась при большем содержании водорода в синтез-газе (*m*).

С увеличением доли водорода в синтез-газе (*m*) область НСД удаётся расширить. Это связано с тем, что при одинаковом давлении в ресиверах горючего ($p_{rt0} \approx 60 \cdot 10^5$ Па) с ростом *m* расход горючего уменьшается незначительно, а расход воздуха – пропорционально соотношениям $L_p = 4.62, 6.5$ и 8.15 для m = 1, 2 и 3, соответственно. В камере $L_c = 540$ мм для m = 3 получено рекордное значение $g_{\delta} = 1694$ кг/(с·м²) за счёт увеличения расхода воздуха, связанного с расширением проходного сечения подводящего трубопровода.

При одинаковых стартовых значениях g_{δ} с уменьшением длины камеры область существования устойчивой НСД расширяется. Однако укорочение камер сгорания приводит к ситуации, когда при минимальном количестве ПДВ (в данной камере $d_c = 503$ мм - n = 2) часть потока ТВС будет выбрасываться за пределы кольцевого ка-

нала камеры, не попадая в ПДВ. Подобную ситуацию наблюдали в камере $L_c = 153$ мм для всех ТВС, для которых при n = 2 высота поперечного фронта h ≈ 20 см. Несмотря на это, ПДВ существовали устойчиво. Лишь скачок уплотнения, приходящий извне, тормозил поток смеси и направлял её во фронт ПДВ в пределах камеры. В камере $L_c = 293$ мм и тем более 540 мм вся смесь попадала во фронт детонации.

Таким образом, уменьшение длины камеры должно быть увязано с количеством ПДВ. Чем больше волн размещается по окружности камеры, тем меньше высота детонационного фронта ($h \approx 1/4l$), тем в более короткой камере будет реализован процесс. Иначе часть исходной смеси будет выбрасываться за пределы камеры и сгорать во фронте детонации уже при других условиях.

Левая граница области реализации устойчивой НСД, связанная с минимальными значениями g_{δ} , для смесей (2) и (3) практически совпадает для всех камер. По этой границе наблюдали нарушение устойчивости ПДВ. Для камеры $L_c = 153$ мм эта граница совпадает и с синтезгазом (1). Лишь в более длинных камерах $L_c = 293$ и 540 мм для этой смеси граница сдвинута в область достаточно высоких g_{δ} .

Для выяснения масштабного эффекта на развитие HCД, связанного с диаметром камеры, обратимся к работе [5], в которой HCД смеси синтез-газ-воздух осуществлялась в камере $d_c = 306$ мм, $L_c = 570$ мм, $\delta = 3$ мм, $\Delta = 16.5$ мм и форсунке горючего, близкой по размерам отверстий и их количеству на единицу длины камеры. На рис. 5 представлена зависимость (f,g_δ) для смеси (3). Проведём сравнение этих зависимостей для камеры $d_c = 306$ мм и камеры $d_c = 503$ мм длиной $L_c = 540$ и 153 мм.



Рис. 6. Зависимость частоты ПДВ от удельного расхода воздуха через щель ; горючая смесь (3); $1 - d_c = 306$ мм и $L_c = 570$ мм, $2 - d_c = 503$ мм и $L_c = 153$ мм, $3 - d_c = 503$ мм и $L_c = 540$ мм.

Видно, что с ростом удельного расхода воздуха g_{δ} , частота вращения ПДВ монотонно увеличивается в диапазонах $f = 1.32 \div 4.62$ кГц при $d_c = 306$ мм и $f = 1.14 \div$ 3.77 кГц при $d_c = 503$ мм. Скачкам частоты f соответствует момент перехода от п-волнового режима НСД к (n+1)-волновому. В камере $d_c = 503$ мм и $L_c = 540$ мм переход n = 2 \rightarrow 3 затянулся во времени. Остальные переходы осуществлялись на нескольких оборотах ПДВ или в течение нескольких миллисекунд. При этом минимальное количество волн в камере $d_c = 306$ мм – одна, а в камере $d_c = 503$ мм - две. В этих камерах получены аналогичные зависимости для смесей (2) и (3). То есть, при одинаковых значениях удельных расходов воздуха g_{δ} число волн возрастает пропорционально диаметру камеры d_c , а частота их вращения в области значений g_{δ} = $750 \div 1150 \text{ кг/(с·м}^2)$ остается примерно одинаковой. То есть наблюдается геометрическое подобие процесса НСД.

Максимальные скорости ПДВ достигаются при двухволновом режиме: D = 1.38 (1), D = 1.46 (2) и 1.51 км/с (3). При одинаковом числе волн п и значениях параметра g_{δ} скорости НСД возрастают с повышением содержания водорода в двухкомпонентном топливе. Для смесей (1) -(3) увеличение расхода ТВС пропорционально повышает давление в камере сгорания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что уменьшение длины кольцевой цилиндрической детонационной камеры до определённой длины расширяет пределы устойчивости непрерывной спиновой детонации. При одинаковых значениях удельных расходов воздуха число детонационных волн возрастает пропорционально диаметру камеры, а увеличение количества водорода в синтез-газе приводит к увеличению их скорости и устойчивости. Показано, что инициирование детонации возможно от струи продуктов сгорания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН № 26.3 и гранта РФФИ № 13-01-00178.

Список литературы:

- Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчиян М.Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. Новосибирск. Изд-во СО РАН. 2013. 423 с.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная спиновая детонация топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42. № 4. С. 107-115.
- 4. Катализ в С₁-химии / Под ред. В. Кайма. Л.: Химия, 1987. 296 с.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная спиновая детонация смесей синтез-газ воздух // ФГВ. 2013. Т. 49, № 4. С. 60-67.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Инициирование детонации топливно-воздушных смесей в проточной кольцевой камере// ФГВ. 2014. Т. 50, № 2. С. 100-109.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-06

УДК 534.222.2, 544.454.3

НЕПРЕРЫВНАЯ ДЕТОНАЦИЯ ВОДОРОДО-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ В ПЛОСКОРАДИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ С ИСТЕЧЕНИЕМ К ПЕРИФЕРИИ

Быковский Ф.А.¹, Ждан С.А.¹, Ведерников Е.Ф.¹, Самсонов А.Н.¹, Мисовец О. В.¹

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Осуществлены режимы непрерывной спиновой детонации (НСД), пульсирующей детонации (ПД) вдоль радиуса камеры, а также горения водородо-кислородной смеси в камере плоскорадиальной геометрии с истечением к периферии с внутренним диаметром $d_{c1} = 20$ мм и варьируемыми расстояниями между стенками и наружным диаметром камеры. Скорость волн при НСД относительно внутреннего диаметра камеры оказалась достаточно низкой - D = 1295 ÷ 640 м/с, а частота ПД составляла f = 7.7 ÷ 14.3 кГц. Показано, что для каждой геометрии камеры сгорания указанные режимы детонации имеют пределы существования по удельному расходу смеси. Рассмотрена структура детонационных волн. Проведено численное моделирование и сравнение результатов расчетов с экспериментом. Показано, что при НСД имеет совпадение лишь количество детонационных волн по окружности камеры. Другие газодинамические параметры значительно расходятся, что требует усовершенствования модели, в частности, учёта перемешивания компонентов смеси.

введение

Эффективное сжигание топлива может обеспечить как НСД, так и ПД [1]. Реализация подобных режимов сжигания возможна в камерах плоскорадиальной геометрии с истечением к периферии [2]. Ранее в этих камерах экспериментально изучалась НСД и ПД ацетилено-кислородных смесей [3]. Цель настоящей работы – изучение НСД и ПД водородо-кислородных смесей в плоскорадиальной камере в эксперименте и по расчетной модели.

1. Камера сгорания

Экспериментальные исследования проведены в камере, образованной цилиндрической поверхностью диаметром $d_{c1} = 20$ мм, и двумя плоскими стенками с расстоянием между ними $\Delta = 5$ мм. Наружный диаметр одной стенки составлял 200 мм, а второй варьировался - d_{c2} = 40, 60 или 80 мм. При $d_{c2} = 80$ мм также изменялась величина Δ : 2.5 или 12 мм.



Рис. 1. Схема плоскорадиальной камеры с истечением к периферии.

Водород и кислород подавались в камеру раздельно из соответствующих коллекторов (на рис.1 не показано)

через отверстия, расположенные равномерно по взаимно перпендикулярным коническим плоскостям, и имели наклон 45° относительно плоскости радиального и осевого сечений камеры. Таким образом, создавалась система скрещивающихся струй, которая обеспечивала перемешивание компонентов для организации непрерывного детонационного процесса. Общая площадь сечения отверстий для водорода составляла $S_{ff} = 5 \text{ мм}^2$, а кислорода - $S_{fox} = 12 \text{ мм}^2$. Водород и кислород подавались из ресиверов объёмом $V_{rf} = 4.05$ л и $V_{rox} = 1.83$ л, соответственно. Начальное давление в ресиверах составляло: водорода - $p_{rf0} = (12 \div 47.5) \cdot 10^5 \Pi a$, кислорода - $p_{r,ox0} = (12 \div 12)^{-10} \Pi a$ 60)·10° Па. При этом начальные расходы изменялись в пределах: водорода - G_{f0} =4.7 – 29.6 г/с, кислорода - G_{ox0} = 22 - 80 г/с и за время эксперимента (около 0.9 с) уменьшались примерно в 4 и 2 раза, соответственно. Удельные расходы компонентов смеси $g_{\Sigma} = (G_{f0} + G_{ox})/S_c$ где (S_c = $\pi d_{c1} \cdot \Delta$) для значений $\Delta = 2.5 - 12$ мм изменялись в пределах $g_{\Sigma} = 522 - 35 \text{ кг/(с·м}^2)$, при этом наибольшие значения соответствовали $\Delta = 2.5$ мм. Коэффициент избытка горючего во время опыта в разных экспериментах варьировался в пределах $\phi = 0.7 - 4.0$. Определение расходов газов производили по уменьшению давления в ресиверах воздуха pra и горючего prf [1] с погрешностью не более ± 2 %. Соответственно погрешность вычисления удельных расходов (g_{Σ}) и коэффициентов избытка горючего (*ф*) не выходила за пределы этой погрешности.

Инициирование процесса производилось на расстоянии 10 мм от цилиндрической поверхности камеры со стороны плоской стенки пережиганием электротоком полоски алюминиевой фольги с выделением энергии около 5 Дж. Запуск схемы инициирования был синхронизован с подачей в камеру кислорода, который подавался позже водорода. Продукты истекали в ёмкость V_t = 0.43 м³ с начальным давлением $p_{t0} = (0.1 \div 1.0) \cdot 10^5$ Па. По мере их истечения давление в ёмкости возрастало.

Для наблюдения процесса в одной из плоских стенок камеры вдоль радиуса установлены два окна из оргстекла длиной 30 мм и шириной 8 мм, охватывающие всё поле течения для камер с $d_{c2} = 40, 60$ и 80 мм. Подсветка течения вдоль окон осуществлялась тонкими струйками ацетилена, впрыскиваемых около цилиндрической поверхности.

Процесс в камере сгорания фотографировался высокоскоростной камерой Photron FASTCAM SA1.1 675К-M3. Она производила покадровую съёмку самосвечения волн горения и детонации и течения в их окрестности через продольные окна камеры сгорания. По специальной программе, написанной на языке C⁺⁺, фотографии соединялись, при этом из 16 пикселей по ширине окна выбирался только один. При выборе 2-3 пикселей картина течения получалась более дискретной и размытой. Таким образом, получается действительная картина течения в системе волны. Поскольку кадры видеосъемки имели сдвиг по времени, то реализовывалась х,t - диаграмма светящихся продуктов, движущихся вдоль окна камеры. Светящиеся объекты, движущиеся в тангенциальном направлении, фиксируются с искажением, поскольку они двигаются по окружностям разного диаметра, а фоторазвёртка имеет линейную форму. При установке режима съемки 400000 кадров в секунду структура течения регистрировалась достаточно отчетливо, несмотря на то, что за время экспозиции (не более 2.5 мкс) светящиеся объекты двигались относительно неподвижного фотоэлемента видеокамеры (см. ниже, рис. 2). При реализации НСД или ПД по фоторегистрограммам определялось время появления детонационных волн против окна Δt , которое позволяет однозначно находить их частоту f:

$f = 1/\Delta t$.

При НСД рассчитывалась и скорость движения поперечных детонационных волн (ПДВ) D относительно диаметра цилиндрической поверхности d_{c1}:

$$\mathbf{D} = \boldsymbol{\pi} \cdot \mathbf{d}_{c1} / (\mathbf{n} \cdot \Delta \mathbf{t}).$$

Здесь n – число ПДВ вдоль окружности камеры.

Измерялись давления в: ресиверах водорода (p_{rf}) и кислорода (p_{rox}), соответствующих коллекторах (p_{mf} и p_{mox}), статические в камере p_{c1} на расстоянии 2 мм от цилиндрической поверхности камеры, статическое (p_{c2}) и полное (p_{c20} с помощью трубок Пито) на выходе из камеры (см. рис. 1), а также p_t в ёмкости V_t = 0.43 м³ для сброса продуктов. Измерения давления производились сертифицированными датчиками S-10 фирмы «Wika» с классом точности 0.5 %.

2. Результаты экспериментов.

Суммарные расходы смеси кислорода G_{ox} и водорода G_{f_5} в пределах которых реализованы детонационные режимы, составляли: $G_{\Sigma} = (G_{ox} + G_f) = 36.1 \div 73.8, 14.1 \div 67.2$ и 24,9 \div 67.9 г/с для камер $\Delta = 2.5, 5$ и 12 мм, соответственно, а коэффициенты избытка горючего изменялись в широком пределе $\phi = 0.7 \div 4$.

При $p_{t0} \approx 0.1 \cdot 10^5$ Па реализованы режимы сжигания: НСД, ПД и обычное горение (рис. 2, а,б и в, соответственно).



Рис. 2. Типичные фоторегистрограммы (фрагменты):НСД (a), ПД (б) и горения (в), $d_{c2} = 80$ мм, $\Delta = 5$ мм; НСД – $g_{\Sigma} = 200$ $\kappa c/(c \cdot m^2)$, $\phi = 0.83$, n = 1, D = 0.737 км/с (f = 11.73 кГц); ПД - $g_{\Sigma} = 179$ к $c/(c \cdot m^2)$, $\phi \approx 1.0$, f = 10,2 кГц; горение- $g_{\Sigma} \approx 70$ к $c/(c \cdot m^2)$, $\phi \approx 1.0$, f = 10,2 кГц; горение- $g_{\Sigma} \approx 70$ к $c/(c \cdot m^2)$, $\phi \approx 1.0$, $p_i = 0.73 \cdot 10^5$ Па.

Длительность фрагментов процесса вдоль дорожки составляет около 0.6 мс. Поскольку съёмка производилась через два окна, то для каждого режима зафиксировано две дорожки, разделённые тёмной полосой - областью расположения цилиндрической поверхности диаметром $d_{c1} = 20$ мм. Эта полоса может служить масштабом фоторегистрограммы.

В случае НСД (см. рис. 2,а) фронты ВС поперечных детонационных волн и присоединённые к ним шлейфы CD (ударные волны в продуктах реакции) на верхней и нижней дорожках движутся в противоположных направлениях: на нижней дорожке слева направо, на верхней – справа налево, сжигая поступающую смесь, подсвеченную продуктами сгорания ацетиленовой струйки. Во время появления волны в одном окне камеры, в другом она отсутствует. Это обстоятельство прямо указывает на нечётное количество волн по окружности камеры (в данном случае реализована одна волна – n = 1). Размер фронта ВС (размер ПДВ) составляет величину h ≈ 10 мм, а отношение размера ПДВ к расстоянию между волнами l (здесь длине окружности $l = \pi \cdot d_{c1} = 62.8$ мм) равно h/ $l \approx 1/6$.

Устойчивые режимы НСД наблюдали в камерах $\Delta = 5$ мм при $d_{c2} = 40$ и 60 мм, а при $d_{c2} = 80$ мм – неустойчивые режимы при повышенных расходах смеси. В камерах с $\Delta = 2.5$ и 12 мм устойчивые режимы реализованы и при $d_{c2} = 80$ мм. Во всех экспериментах при $\Delta = 5$ и 12 мм наблюдалась одна (n = 1) ПДВ, а при $\Delta = 2.5$ мм – от трёх (n = 3) до одной ПДВ (n = 1). Скорости ПДВ относительно внутренней цилиндрической поверхности оказались достаточно низкими - D = 1295 ÷ 640 м/с, причём наибольшие значения наблюдались в камерах с $\Delta = 2.5$ мм, а наименьшие - с увеличением зазора Δ .

Устойчивая ПД (см. рис. 2,б) была реализована в камере $\Delta = 5$ мм при $d_{c2} = 80$ мм с частотой $f = 7.7 \div 14.3$ кГц при $G_{\Sigma} = 14.1 \div 58$ г/с, а в камере $d_{c2} = 60$ мм и $\Delta = 5$ мм -ПД только при достаточно высоких значениях $G_{\Sigma} = 46.2$ $\div 66$ г/с. Продольная (радиальная) волна распространяется вдоль радиуса от периферии к центру вдоль траектории EF, сжигая поступающую в камеру смесь. За время между точками М и F устанавливается горение вблизи форсунок, фронт которого затем сбрасывается за пределы камеры по траектории MN.

Обычное горение наблюдали, как правило, во всех рассматриваемых камерах после инициирования во время переходного процесса, а также в конце эксперимента при малых значениях расходов смеси и большого противодавления в ёмкости (см. рис 2,в).

Типичные осциллограммы давлений в системе подачи, в камере сгорания и в ёмкости для сброса продуктов приведены на рис. 3. После подачи кислорода в камеру сгорания (рис. 3,а) сработала система инициирования, запустившая процесс в камере сгорания (резкий подъём давления в камере, рис. 3,б). Давление в ёмкости для сброса продуктов p_t также резко поднялось за счёт нагрева продуктами находящегося в ней воздуха. Поскольку истечение компонентов смеси происходило из ресиверов конечного объёма, то давления и расходы в них уменьшаются в течение эксперимента. Однако давления в камере и ёмкости, ввиду установившегося дозвукового



течения из камеры, продолжают и дальше возрастать изза роста давления в ёмкости.

Рис. 3. Типичные осциллограммы давлений в системе подачи а), в камере и в ёмкости для сброса продуктов б); $d_{c2} = 40$ мм, $\Delta = 5$ мм.

По мере охлаждения продуктов на стенках ёмкости, давление в ней проходит через максимум ($p_t = 0.73 \cdot 10^5$ Па), а затем уменьшается, поскольку рост давления за счёт поступления продуктов становится меньше его спада за счёт охлаждения. Примерно так же ведут себя и давления в камере под влиянием давления в ёмкости. Резкий подъём давления в камере через 0.46 с от начала регистрации обусловлен проникновением скачка уплотнения в камеру, который привёл к резкому увеличению скорости ПДВ. При параметрах процесса $g_{\Sigma} = 136$ кг/(с·м²), $\phi = 1.02$, n = 1 скорость ПДВ и частота изменились скачком - D = 0.71 \rightarrow 1.21 км/с (f = 11.3 \rightarrow 17.8 кГц).

При истечении продуктов в среду с начальным противодавлением $p_{t0} = 1 \cdot 10^5$ Па устойчивая НСД наблюдалась только в камере с $\Delta = 2.5$ мм, так как из-за высокого давления в камере влияние противодавления было незначительно. В камере с $\Delta = 5$ мм и $d_{c2} = 80$ мм НСД и ПД наблюдали только в начале подъёма давления в ёмкости (до $p_t = 3 \cdot 10^5$ Па). Затем развивалось интенсивное обычное горение с подъёмом давления в ёмкости до $p_t = 6 \cdot 10^5$ Па.

Математическая постановка задачи

В полярной системе координат $x = r \sin \varphi$, $y = r \cos \varphi$, z = z, предполагая независимость решения от координаты z, система уравнений нестационарной газовой динамики [4] представима в дивергентном виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u_r) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho u_{\varphi}) = 0\\ \frac{\partial(\rho r u_r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[r(\rho u_r^2 + p)] + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho u_r u_{\varphi}) = p + \rho u_{\varphi}^2, (1)\\ \frac{\partial(\rho r u_{\varphi})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u_r u_{\varphi}) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho u_{\varphi}^2 + p) = -\rho u_r u_{\varphi}\\ \frac{\partial(r e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[r(e + p)u_r] + \frac{\partial}{\partial \varphi}((e + p)u_{\varphi}) = 0 \end{cases}$$

которая дополняется уравнениями химических превращений [5]

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho Yr)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho Yru_r) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho Yu_{\varphi}) = \rho r f_5 \\ \frac{\partial(\rho \mu r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[\rho \mu ru_r] + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho \mu u_{\varphi}) = \rho r f_6. \end{cases}$$
(2)

Здесь (*r*, φ) - пространственные переменные ортогональной системы координат; *t* - время; ρ - плотность; p – давление; u_r , u_{φ} - компоненты вектора скорости **u**; $e = \rho(U + q^2/2)$, $q^2 = u_r^2 + u_{\varphi}^2$; U(T, μ) - полная внутренняя энергия газа, T - температура, μ - текущая молярная масса смеси, Y - доля периода химической индукции.

Энерговыделение в горючей смеси описывалось в рамках двухстадийной модели кинетики [6]: индукционная стадия (0 < Y \leq 1, f₅ = $-1/t_{ind}$, f₆ = 0), когда энерговыделения нет; стадия химического превращения (Y = 0, f₅ = 0, f₆ \neq 0), когда скорость энерговыделения определяется скоростью химических реакций. Замыкание системы уравнений (2) для водородо-кислородной смеси подробно описано в [5], поэтому здесь не приводится.

Область решения задачи: $\Omega = \{r_1 < r < r_2; 0 < \phi < 2\pi/n\}$ с входной частью камеры (граница Γ_1), через которую подается горючая смесь и открытым концом камеры (граница Γ_2), через который вытекают продукты сгорания представлена на рис. 4. Здесь n – число ПДВ, способных разместиться на периметре камеры.



Рис. 4. Область решения периодической задачи.

Пусть в некоторый момент времени (t = 0) после начала поступления смеси через границу Γ_1 в части области решения Ω_1 мгновенно выделяется энергия, достаточная для инициирования детонации. В результате инициирования в области решения будет распространяться нестационарная детонационная волна. Требуется определить ее динамику, структуру, а также условия выхода на режим непрерывной спиновой детонации, в зависимости от исходных параметров задачи.

Граничные и начальные условия

Подачу водородо-кислородной смеси на входе в плоскорадиальную камеру (граница Γ_1) моделируем ее поступлением через систему микросопел Лаваля суммарной площадью сечений отверстий S_{*}, равномерно распределенных вдоль цилиндрической поверхности S₁ = $2\pi \cdot r_1 \cdot \Delta$. Тогда отношение площадей критического и выходного сечений микросопел равно S_{*}/S₁. Согласно экспериментам истечение газа в камеру из отверстий форсунок было радиальным (u_φ = 0) и критическим. Поэтому параметры потока на выходе из сопел определяются по исходным давлению (p_r) и плотности (ρ_r) смеси в ресивере и давлению на входе в камеру p(r_1 , ϕ , t) [5].

Граничные условия. а) На входе в камеру (граница Γ_1 : $r = r_1$; $0 < \phi < 2\pi/n$) задается, аналогично [5], связь параметров вдува горючей смеси из ресивера через систему микросопел Лаваля в камеру с давлением $p(r_1, \phi, t)$:

$$\begin{split} u_{\phi} = 0, \ Y = 1, \ \mu = \mu_{0}; \\ e c_{\Pi \mu} p_{r} &\leq p(r_{1}, \phi, t) \text{ to } p = p(r_{1}, \phi, t), \ u_{r} = 0; \\ e c_{\Pi \mu} p'' &< p(r_{1}, \phi, t) < p_{r} \text{ to} \\ p = p(r_{1}, \phi, t), \ \rho = \rho_{r} \left(p/p_{r} \right)^{1/\gamma}, \ q = q_{max} [1 - (p/p_{r})^{(\gamma-1)/\gamma}]^{1/2}; \\ e c_{\Pi \mu} p' &< p(r_{1}, \phi, t) < p'' \text{ to } p = p(r_{1}, \phi, t), \ e c_{\Pi \mu} p(r_{1}, \phi, t) < p' \\ \text{ to } p = p', \\ \rho u_{r} S_{1} = \rho_{*} q_{*} S_{*}, \ \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + u_{r}^{2} = q_{max}^{2}. \end{split}$$
(3)

Здесь p_r, ρ_r , T_r = p_r $\mu_0/(\rho_r R)$ – давление, плотность и температура торможения смеси в ресивере; μ_0 – исходная молекулярная масса смеси, R - универсальная газовая постоянная; ρ_* , q_{*}, q_{max} – критические плотность, скорость и максимальная скорость, которые являются известными функциями γ , p_r, ρ_r :

$$\rho_* = \rho_r \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{1/(\gamma - 1)}, q_* = \sqrt{\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} q_{max}, q_{max}^2 = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_r}{\rho_r}.$$

p', p'' – расчетные давления сверх- и дозвукового режимов истечения, удовлетворяющие уравнению

$$\frac{(p/p_r)^{1/\gamma} [1 - (p/p_r)^{(\gamma-1)/\gamma}]^{1/2}}{S_*/S_1} = \frac{[2/(\gamma+1)]^{1/(\gamma-1)} [(\gamma-1)/(\gamma+1)]^{1/2}}{S_*/S_1}$$

б) на левой и правой границах области Ω должно выполняться условие периодичности решения. В силу периодичности (с периодом $2\pi/n$) течения по координате ϕ любая газодинамическая функция F(r, ϕ ,t) удовлетворяет условию:

$$F(r, 0, t) = F(r, 2\pi/n, t), r_1 \le r \le r_2.$$

в) на выходе из камеры (граница Γ_2 : r = r₂; 0 < ϕ < $2\pi/n$) при сверхзвуковом истечении газа в окружающее пространство с противодавлением p_a граничное условие не ставится [4].

Начальные условия. При t = 0 в области решения Ω задавали параметры для неподвижного газа с постоянными давлением (p_a) и плотностью (ρ_a) равными их значениям в окружающей среде:

$$p(r,\phi,0) = p_a, u_r(r,\phi,0) = u_{\phi}(r,\phi,0) = 0, \rho(r,\phi,0) = \rho_a, Y(r,\phi,0)$$

= 1, \mu = \mu_0. (5)

Таким образом, решение нестационарной задачи (1 – 2) о НСД в плоскорадиальной кольцевой камере с граничными условиями (3 – 4) для 2H₂ + O₂ смеси зависит от девяти определяющих параметров:

$$p_r, T_r, S_*/S_1, \gamma, p_a/p_r, T_a/T_r, r_1, r_2, n,$$
 (6)

четырех (p_r, T_r, S_{*}/S₁, γ) - в системе подачи смеси в камеру, двух (p_a/p_r, T_a/T_r) - на выходе из нее, двух (r₁, r₂) линейных размеров камеры и числа ПДВ п. По параметрам в системе подачи определяется начальный удельный расход смеси:

$$g_{\Sigma 0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{0.5(\gamma+1)}{\gamma-1}} \sqrt{\gamma p_r \rho_r} \left(S_* / S_1\right).$$
(7)

Последний параметр задачи n - число ПДВ, способных разместиться на периметре плоскорадиальной камеры, является собственным значением математической задачи о НСД. Согласно результатам работы [5] его необходимо искать в процессе ее решения.

Сформулированная задача решалась численно. Область решения Ω покрывалась неподвижной сеткой с числом ячеек ($N_r x N_{\phi}$) и равномерными шагами ячеек по оси г и ϕ . Для интегрирования системы уравнений (1 - 2) применялась схема Годунова – Колгана.

Результаты расчетов

Численное исследование выполнено для $2H_2 + O_2$ смеси при следующих значениях исходных констант модели: $\mu_{H2} = 2 \text{ кг/кмоль}, \ \mu_{O2} = 32 \text{ кг/кмоль}, \ E_1^0 \approx E_2^0 \approx E_d = 110 \text{ ккал/моль}, \ \gamma = 1.4, \ z = 8/9, \ \mu_0 = 1/[z/\mu_{O2} + (1 - z)/\mu_{H2}] = 12 \text{ кг/кмоль}, \ R = 8.3144\cdot 10^3 \text{ дж/(кмоль}\cdot K), \ K_+ = 6\cdot 10^8 \text{ м}^6/(\text{кмоль}^2 \cdot c), \ K_- = 1,769\cdot 10^3 \text{ кмоль/м}^3, \ T_0 = 300 \text{ K}, \ p_0 = 1.013\cdot 10^5 \text{ Па}, \ \rho_0 = p_0\cdot\mu_0/(RT_0).$

С целью сравнения с описанными выше экспериментами расчеты проведены при тех же геометрических размерах камеры:

 $d_{c1} = 20$ мм, $d_{c2} = 40$ мм, $\Delta = 5$ мм, S*/S₁ = 0.0579 (8) и соответствующих значениях определяющих параметров задачи при стехиометрии ($\phi = 1, \gamma = 1.4$):

 $p_r/p_0=13.32$, $T_r/T_0=0.749$, $p_a/p_0=0.58$, $T_a/T_0=0.977$. (9) Начальный удельный расход смеси, согласно (7), равен $g_{\Sigma 0}=132.84$ кг/(с м²).

При численном решении задачи в момент времени t = 0 в части области решения $\Omega_1 = (r_1 < r_* < r < r_2, 0 < \phi < \phi_* < 2\pi/n)$ (см. рис. 4) задавали мгновенный энергоподвод с объемной плотностью энергии Q. Тогда в этой области скачком возрастали давление и температура газа. (Область Ω_1 моделирует область инициирования детонации.) При t > 0 в результате распада произвольного разрыва в область $\Omega = \Omega \cap \Omega_1$ будет распространяться нестационарная ПДВ с энерговыделением за ее фронтом. Динамика этой ПДВ исследовалась.

Сначала было найдено периодическое решение с одной (n = 1) ПДВ вращающейся в плоскорадиальной камере. Расчетные зависимости безразмерного давления $P(\tau) = p(r_1, 0, \tau)/p_0$ в фиксированной точке с координатами (r = r_1 = 1 см, $\phi = 0$) от безразмерного времени $\tau = t/t_0$ ($t_0 = r_1/\sqrt{p_r/\rho_r}$), отсчитываемого от момента инициирования детонации представлены на рис. 5.



Рис. 5. Зависимость безразмерного давления $P(\tau)=p/p_0$ в точке (r = 1 см, $\varphi = 0$) от безразмерного времени $\tau = t/t_0$ при n = 1.

Видно, что давление в фиксированной точке входной части камеры меняется немонотонно - пульсирует со временем. Первый пик давления ($P_{max,1} \approx 25$) соответствует моменту прихода ПДВ в эту точку пространства первый раз, второй пик давления ($P_{max,2} \approx 18$) — второй раз и т.д. Видно, что к моменту времени $\tau > 7$ давление переходит на почти периодические (с периодом $\Delta t \approx 25.06$ мкс) колебания, среднее статическое давление на торце камеры $\langle P \rangle = 1/(2\pi p_0) \int_{0}^{2\pi} p(r_{c1}, \varphi, t) d\varphi$ (штриховая

линия на рис. 5) выходит на постоянное значение $\langle P \rangle \approx$ 2. То есть, из расчета следует, что в плоскорадиальной камере с центральной подачей 2H₂ + O₂ смеси через 6 - 7 вращений волны имеем периодическое решение с одной (n = 1) ПДВ. Зная период по времени Δt , можно вычислить среднюю за период скорость ПДВ относительно цилиндрической стенки в азимутальном направлении D $= (2\pi r_1/n)/\Delta t = 2.5 \pm 0.01$ км/с и отношение $D/D_{CJ} \approx 0.88$. Здесь D_{CJ} = 2.84 км/с — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге для стехиометрической 2H₂ + O₂ смеси. Размер рассчитанной ПДВ равен $h \approx 8$ мм, что составляет 1/8 длины камеры (h/ $l \approx 0.127$). Отметим, что в плоскорадиальной камере сформировавшиеся ПДВ вращаются с постоянной угловой скоростью. Последнее означает, что линейная (вдоль оси ф) скорость D каждой точки комплекса ПДВ + ударно-волновой шлейф зависит от координаты r, т.е. D = D(r). Так у внешнего края камеры (r = $r_2 = 2$ см) линейная скорость D(r = r_2) = 5 км/с.

В соответствии с общими принципами [4], которыми нужно руководствоваться при численном моделировании НСД в рамках уравнений Эйлера, теперь нужно проверить, не является ли представленное на рис. 5 периодическое решение с ПДВ - «паразитным». Попытаемся найти двухволновое (n = 2) периодическое решение задачи. Возьмем в качестве начальных данных периодическое установившееся одноволновое (n = 1, 0 < ϕ < 2 π) решение НСД в момент времени τ = 12.35 (см. рис. 5) и уменьшим область решения по координате ϕ (то есть период задачи) до 0 < ϕ < π . С указанными начальными данными продолжаем решение нестационарной задачи (1 - 4). Расчетные зависимости безразмерного давления Р(τ) от времени в точке (r = r₁ = 1 см, ϕ = 0) при n = 2 представлены на рис. 6.



Рис. 6. Зависимость безразмерного давления $P(\tau)=p/p_0$ в точке (r = 1 см, $\varphi = 0$) от безразмерного времени $\tau = t/t_0$ при n = 2.

Видно, что при n = 2 после пяти пульсаций с различной амплитудой давления наблюдается его «срыв» и затухание. Причем среднее давление <P> убывает до значения 0,7. Анализ решения показал, что при n = 2 произошел «срыв» вращающейся ПДВ и унос фронта горения и продуктов сгорания к периферии камеры сгорания. После этого в области решения реализуется обычное газодинамическое течение исходной нереагирующей водородо-кислородной смеси, вытекающей через внутреннюю границу Γ_1 с последующим ускорением потока, достигающим числа Маха M = 1.98, который при r = 16,3 мм частично тормозится в стоячей ударной волне и становится дозвуковым с M = 0.65. Далее продолжается истечение газа с дозвуковой скоростью вплоть до выхода из камеры.

Итак, согласно результатам расчетов в кольцевой плоскорадиальной камере заданного размера ($r_1 = 1$ см, $r_2 = 2$ см) при значениях определяющих параметров задачи (9) не может реализоваться периодическое решение с числом ПДВ n = 2. Последнее означает, что собственное число задачи *n* о НСД в плоскорадиальной камере заданных размеров и входных параметрах (9) с $g_{\Sigma 0} = 132.84 \text{ кг/(с·м}^2)$) составляет n = 1.

Таким образом, при численном моделировании получено, что в плоскорадиальной камере, по слою вдуваемой через внутреннюю цилиндрическую стенку $2H_2 + O_2$ смеси, распространяется одна ПДВ, линейная скорость которой у внутренней стенки камеры D ≈ 2.5 км/с, что на 12 % меньше скорости детонации Чепмена — Жуге.

Анализ результатов

Режимы НСД и ПД оказались близкими к наблюдаемым в ацетилено-кислородной смеси как по структуре волн, так по скорости их распространения [3]. Скорости ПДВ относительно цилиндрической поверхности (d_{c1}) оказались близкими к скорости звука в продуктах. Однако относительно диаметра окружности, относительно которого распространяется детонационная волна, их значения увеличиваются примерно в 1.5 раза при $h \approx 10$ мм (h/ $l \approx 1/6$). При n = 3 и Δ = 2.5 мм наблюдаем h \approx 3 мм $(h/l \approx 1/7)$, поэтому значения скорости будут повышены на 15 %. Однако эти значения скоростей будут далеки от идеальной скорости Чепмена-Жуге. Неидеальность детонации, по-видимому, связана с процессами перемешивания, вызывающие кривизну фронта и значительную разгрузкой в зоне химпика в сторону периферии. При d_{c2} = 40 мм часть потока смеси выбрасывается наружу, так

как $h > (d_{c1} - d_{c2})/2$. Эта часть потока сжигается уже в других условиях.

Построим область существования НСД в координатах (g_{Σ} , d_{c2}) для зазоров $\Delta = 2.5$, 5 и 12 мм (рис. 7). Более полная информация имеется для зазора $\Delta = 5$ мм, который устанавливался во всех камерах.



Рис. 7.Область реализованной НСД в исследованных камерах; 1- $\Delta = 5 \text{ мм}, 2 - \Delta = 2.5 \text{ мм}, 3 - \Delta = 12 \text{ мм}.$

Видно, что наиболее широкие пределы существования НСД удалось реализовать для зазора $\Delta = 2.5$ мм. При $g_{\Sigma} > 470$ кг/(с·м²) сверхзвуковой поток смеси выносил детонацию за пределы камеры и ПДВ вращались вне камеры со скоростью D =1.94 км/с при n = 1 и D =1.7 км/с при n = 2. Только при $g_{\Sigma} = 470$ кг/(с·м²) детонация проникала в камеру и формировалась в виде трёх ПДВ, которые с уменьшением расхода сократились по количеству до двух, а затем и до одной. Левая граничная точка соответствует моменту закрытия клапанов подачи компонентов смеси, поэтому поведение НСД при меньших удельных расходах неизвестно.

В наиболее узких пределах по g_{Σ} существовала детонация при $\Delta = 12$ мм. Детонация реализована в обоих граничных точках и за их пределами не исследовалась.

При $\Delta = 5$ мм НСД в наиболее широком диапазоне по g_{Σ} существовала в камере с $d_{c2} = 60$ мм. Детонация реализована в обоих граничных точках и за их пределами не исследовалась. В камерах с большим и меньшим внешним диаметрами этот диапазон сокращался. В камере $d_{c2} = 80$ и 40 мм правее области существования НСД наблюдали горение, а левее – ПД в камере $d_{c2} = 80$ мм, а в камере $d_{c2} = 40$ мм исследования не проводились.

Задача определения причины возникновения ПД в данной работе не исследовалась. Однако на основании работы [3] можно предположить, что при «нерасчётном» режиме истечения из камеры воспламенение несгоревшей смеси происходит в скачках уплотнения, которые усиливаются и в виде радиальных детонационных волн заходят в камеру.

При численном моделировании инициирования и развития детонации получено периодическое решение с ПДВ. При заданных размерах камеры, исходных параметрах потока смеси и условий на выходе (см. выражения 8 и 9) рассчитано собственное число задачи – n = 1. Все периодические решения с n > 1 являются «паразитными». При $g_{\Sigma 0} = 132.84 \text{ кг/(с } \text{M}^2)$ определены следующие газодинамические параметр: D = $2.5 \pm 0.01 \text{ км/с } \text{и}$ отношение D/D_{CJ} ≈ 0.88. Здесь D_{CJ} = 2.84 км/с — скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге для стехиометрической 2H₂ + O₂ смеси. Размер рассчитанной ПДВ равен h ≈ 8 мм, что составляет 1/8 длины камеры (h/l ≈ 0.127), среднее статическое давление у цилиндрической поверхности <P> ≈ $2 \cdot 10^5 \text{ Па.}$

Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования показывают, что совпадает лишь коли-

чество ПДВ – n = 1. В эксперименте скорость детонации и давление в камере на расстоянии 2 мм от цилиндрической поверхности примерно вдвое меньше, чем в расчёте - D = 1.11 км/с и $p_{c1} \approx 1 \cdot 10^5$ Па. В эксперименте нижняя часть фронта (точка C, см. рис. 2,а) выходит за пределы камеры, а в расчёте $h \approx 8$ мм < ($d_{c1} - d_{c2}$)/2. Эти расхождения можно объяснить влиянием процессов перемешивания, которые неизбежны при раздельной подаче компонентов смеси в камеру сгорания и которые необходимо учитывать при усовершенствовании данной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Осуществлены режимы непрерывной спиновой детонации, пульсирующей детонации вдоль радиуса камеры, а также горения водородо-кислородной смеси в камере плоскорадиальной геометрии с истечением к периферии. Показано, что для каждой геометрии камеры сгорания режимы детонации имеют пределы существования по удельному расходу смеси. Рассмотрена структура детонационных волн. Проведено численное моделирование и сравнение результатов расчетов с экспериментом. Показано, что при непрерывной спиновой детонации имеет совпадение лишь количество детонационных волн по окружности камеры. Другие газодинамические параметры значительно расходятся, что требует усовершенствования модели, в частности, учёта перемешивания компонентов смеси.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов: РФФИ № 14-08-00080a и ВНШ № 2695. 2014. 1

Список литературы:

- Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. Новосибирск. Изд-во СО РАН. 2013. 423 с.
- Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф., Способ детонационного сжигания горючих смесей и устройство для его осуществления, Патент RU 2 459 150 C2, опубликовано 2012.08.20, бюл. №23.
- Быковский Ф.А., Ведерников Е.Ф. Самоподдерживающаяся пульсирующая детонация потока газовой смеси // ФГВ. 1996. Т.32, N4. с.99-106.
- 4. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. М. «Наука», 1981, 368 с.
- Ждан С.А., Быковский Ф.А., Ведерников Е.Ф. Математическое моделирование вращающейся волны детонации в водороднокислородной смеси // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 4, С. 90-101.
- Левин В.А., Коробейников В.П. Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. № 6. С. 48-51.
- Ждан С.А., Сырямин А.С. Численное моделирование непрерывной детонации в нестехиометрических водородо-кислородных смесях // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. № 1. С. 80 - 90.


УДК 536.468

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №2-02

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ГЕЛЕОБРАЗНОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ

Глушков Д.О.¹, Кузнецов Г.В.¹, Стрижак П.А.¹

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

АННОТАЦИЯ

Разработаны физические и прогностические математические модели тепломассопереноса, фазовых превращений и химического реагирования при зажигании гелеобразного конденсированного вещества известными локальными источниками нагрева – разогретыми до высоких температур (более 800 К) частицами малых размеров. В результате численных исследований процесса установлены условия энергоэффективного и безопасного зажигания типичного гелеобразного топлива. Определены значения основной интегральной характеристики времени задержки зажигания. Выявлено влияние температуры, размеров и свойств материала источников нагрева да длительность индукционного периода. Установлено, что характерные режимы зажигания гелеобразных топлив определяются параметрами источников нагрева. Выполнено сравнение этих режимов с известными режимами для твердых и жидких топлив при локальном нагреве.

введение

Процессы инициирования горения различных видов топлив (твердых, жидких, смесевых, гелеобразных, пастообразных) имеют широкое применение в энергетических системах, авиационной и космической технике, баллистических и других специальных установках. Положения общей теории зажигания конденсированных веществ [1] в условиях локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости создают предпосылки для разработки новых энергоэффективных технологий (с малыми затратами энергии) зажигания высокоэнергетических материалов. Для разработки научных основ такой технологии необходимы знания о закономерностях физико-химических процессов. Макроскопические характеристики тепломассопереноса при зажигании твёрдых и жидких конденсированных веществ горячими частицами численно и экспериментально исследованы авторами [2-6]. Аналогичные процессы при зажигании гелеобразных топливных композиций до настоящего времени детально не изучены.

Целью настоящей работы является синтез математической модели зажигания гелеобразного топлива при локальном подводе энергии с учетом комплекса взаимосвязанных физико-химических процессов, а также сравнительный анализ макроскопических закономерностей взаимосвязанных процессов тепломассопереноса, фазовых переходов и химического реагирования при зажигании гелеобразных, жидких и твёрдых конденсированных веществ типичными локальными источниками ограниченной энергоемкости – разогретыми до высоких температур металлическими частицами малых размеров.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При постановке задачи тепломассопереноса считалось, что разогретая до высоких температур металлическая частица под действием силы тяжести осаждается на поверхность гелеобразного топлива (рис. 1). В его состав входят горючее, окислитель, а также соли и гидраты для придания смеси гелеобразного состояния. Температура топлива близка к криогенной. В окрестности границы контакта частицы с топливом интенсифицируются процессы тепломассопереноса. Приповерхностный слой конденсированного вещества прогревается до температуры плавления. В результате последующего процесса прогрева и испарения структуры «топливо - окислитель» в газовой области над поверхностью топлива формируется горючая смесь. Ее прогрев длится в течение короткого промежутка времени при движении вдоль боковых граней частицы. Последняя непрерывно остывает в результате теплоотвода в топливо и газовую смесь.



Рис. 1. Условная схема области решения задачи 1 – парогазовая смесь; 2 – горячая частица 3 – гелеобразное топливо.

При достижении критических значений концентрации горючего и окислителя, а также температуры парогазовой смеси происходит зажигание в окрестности локального источника энергии. Время задержки зажигания τ_d характеризуется интервалом, отсчитываемым с момента контакта горячей частицы и поверхности гелеобразного топлива до момента реализации условий зажигания парогазовой смеси.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Комплекс взаимосвязанных процессов тепломассопереноса в условиях химического реагирования, эндотермических фазовых переходов и экзотермического реагирования в безразмерных переменных при $0 < \tau < \tau_d$ описывает система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений математической физики. Сформулированная система уравнений аналогична математическим моделям [5, 6] для жидких и твердых конденсированных веществ, позволяющих получать хорошее соответствие результатов численных и экспериментальных исследований процессов зажигания соответствующих веществ.

 $R_1 \le R \le R_L, Z_1 \le Z \le Z_2; 0 \le R \le R_L, Z_2 \le Z \le Z_L$

уравнение неразрывности для парогазовой смеси:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega, \qquad (1)$$

уравнение движения парогазовой смеси:

$$\frac{1}{\mathrm{Sh}}\frac{\partial\Omega}{\partial\tau} + U\frac{\partial\Omega}{\partial R} + V\frac{\partial\Omega}{\partial Z} - U\frac{\Omega}{R} =$$
$$= \frac{1}{\mathrm{Re}_{1}}\left[\frac{\partial^{2}\Omega}{\partial R^{2}} + \frac{1}{R}\frac{\partial\Omega}{\partial R} + \frac{\partial^{2}\Omega}{\partial Z^{2}} - \frac{\Omega}{R^{2}}\right] + \frac{\partial\Theta_{1}}{\partial R}, \quad (2)$$

уравнение теплового баланса для парогазовой смеси:

$$\frac{1}{\mathrm{Sh}} \frac{\partial \Theta_{1}}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_{1}}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_{1}}{\partial Z} =$$
$$= \frac{1}{\mathrm{Re}_{1} \mathrm{Pr}_{1}} \left[\frac{\partial^{2} \Theta_{1}}{\partial R^{2}} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_{1}}{\partial R} + \frac{\partial^{2} \Theta_{1}}{\partial Z^{2}} \right] + \mathrm{Sr}_{1}, \qquad (3)$$

уравнение диффузии для паров горючего:

$$\frac{1}{\mathrm{Sh}} \frac{\partial C_{f}}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_{f}}{\partial R} + V \frac{\partial C_{f}}{\partial Z} = \frac{1}{\mathrm{Re}_{12} \mathrm{Sc}_{12}} \left[\frac{\partial^{2} C_{f}}{\partial R^{2}} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_{f}}{\partial R} + \frac{\partial^{2} C_{f}}{\partial Z^{2}} \right] - \mathrm{Sr}_{2}, \quad (4)$$

уравнение диффузии для паров окислителя:

$$\frac{1}{\mathrm{Sh}} \frac{\partial C_o}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_o}{\partial R} + V \frac{\partial C_o}{\partial Z} =$$
$$= \frac{1}{\mathrm{Re}_{13} \mathrm{Sc}_{13}} \left[\frac{\partial^2 C_o}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial C_o}{\partial R} + \frac{\partial^2 C_o}{\partial Z^2} \right] - \mathrm{Sr}_2, \qquad (5)$$

уравнение баланса смеси паров горючего, окислителя и инертного газа:

$$C_{f} + C_{o} + C_{g} = 1;$$
(6)
01, Z₁2

уравнение теплового баланса для горячей частицы:

$$\frac{1}{\text{Fo}_2}\frac{\partial\Theta_2}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial\Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2\Theta_2}{\partial Z^2} + \text{Sr}_3; \quad (7)$$

 $0 < R < R_L, 0 < Z < Z_1$

=

уравнение теплового баланса для конденсированного вещества:

$$\frac{1}{\text{Fo}_3}\frac{\partial\Theta_3}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R}\frac{\partial\Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2\Theta_3}{\partial Z^2} - \text{Sr}_4 \qquad (8)$$

Безразмерные комплексы имеют вид:

$$\operatorname{Sh} = \frac{V_m t_m}{z_L}, \qquad \operatorname{Re} = \frac{V_m z_L}{v}, \qquad \operatorname{Pr} = \frac{v C \rho}{\lambda}, \qquad \operatorname{Sc} = \frac{v}{D},$$

$$\operatorname{Fo} = \frac{\lambda t_m}{\rho C z_L^2}, \qquad \operatorname{Sr}_1 = \frac{Q_o W_o z_L}{C_1 \rho_1 \Delta T V_m}, \qquad \operatorname{Sr}_2 = \frac{z_L W_o}{\rho_{12} V_m},$$

 $Sr_{3} = \frac{Q_{c}W_{c}z_{L}}{z_{p}\Delta T\lambda_{2}}$ (для металлической частицы), Sr₃=0 (для

неметаллической частицы), $\mathrm{Sr}_4 = \frac{Q_m W_m z_L}{z_p \Delta T \lambda_3}$.

Приняты обозначения τ – безразмерное время $(\tau = t/t_m)$; t – время, c; t_m – масштаб времени, c; R, Z, R_L , Z_L - безразмерные аналоги r, z, rL, zL; r, z - координаты цилиндрической системы, м; r_L, z_L – размеры области решения, м; Ψ – безразмерный аналог функции тока; Ω – безразмерный аналог вектора вихря скорости; Sh – число Струхаля; U, V – безразмерные составляющие скорости паров горючего в проекции на оси R, Z; Re – число Рейнольдса; Θ – безразмерная температура; Pr – число Прандтля; C_f – безразмерная концентрация горючего в парогазовой смеси; Sc – число Шмидта; Co – безразмерная концентрация окислителя в парогазовой смеси; Cg – безразмерная концентрация инертного газа в парогазовой смеси; Fo – число Фурье; V_m – масштаб скорости паров горючего, м/с; v - коэффициент кинематической вязкости, м²/с; С – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность, кг/м³; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); D – коэффициент диффузии, M^2/c ; Q_o – тепловой эффект реакции окисления паров горючего, Дж/кг; Wo – массовая скорость окисления паров горючего, кг/(м³·с); ΔT – разность температур ($\Delta T = T_m - T_0$), К; T_m – масштаб температуры, К; Т₀ – начальная температура жидкости и окислителя, К; Q_c – тепловой эффект кристаллизации материала металлической частицы, Дж/кг; W_c – массовая скорость кристаллизации материала частицы, кг/(м² с); r_p , z_p – размеры частицы, м; индексы: 1 – парогазовая смесь; 2 – частица; 3 – топливо; 12 – пары горючего; 13 – пары окислителя.

Начальные условия (τ =0): Θ = Θ_0 при 0<R< R_L , 0<Z< Z_1 ; Θ = Θ_p при 0<R< R_1 , Z_1 <Z< Z_2 ; Θ = Θ_0 , C_f =0, C_o =0, Ψ =0, Ω =0 при R_1 <R< R_L , Z_1 <Z< Z_2 ; 0<R< R_L , Z_2 <Z< Z_L .

Граничные условия ($0 < \tau < \tau_d$): на границе «парогазовая смесь – конденсированное вещество» ($Z=Z_1$, $R_1 < R < R_L$) принимались граничные условия IV рода для уравнений теплового баланса и теплопроводности с учетом парообразования; для уравнения неразрывности, движения и диффузии задавались граничные условия II рода с учетом вдува паров; на всех гранях горячей частицы задавались граничные условия II рода с учетом вдува паров; на всех гранях горячей частицы задавались граничные условия IV рода для уравнений теплового баланса и теплопроводности с учетом радиационного теплоотвода; на границах (R=0, $R=R_L$, $0 < Z < Z_L$; Z=0, $Z=Z_L$, $0 < R < R_L$) для уравнений (1)–(8) принималось условие отсутствия градиентов соответствующих функций.

В качестве масштабных величин при переходе к безразмерным переменным использовались: z_L – характерный размер области решения (z_L =0.02 м); V_m – масштаб скорости паров горючего вблизи поверхности испарения топлива, м/с; t_m – масштаб времени (t_m =1 с); T_m – масштаб температуры (T_m =1000 К). Усредненные теплофизические характеристики гелеобразного конденсированного вещества рассчитывались согласно выражений:

$$\begin{split} \lambda_3 &= \varphi \lambda_{fs} + (1 - \varphi) \lambda_{os}, \\ C_3 &= \varphi C_{fs} + (1 - \varphi) C_{os}, \\ \rho_3 &= \varphi \rho_{fs} + (1 - \varphi) \rho_{os}. \end{split}$$

Индексы *fs* и *os* характеризуют соответственно горючий компонент и окислитель в топливе.

Массовые скорости испарения компонентов конденсированного вещества рассчитывались по формулам [7]:

$$\begin{split} W_{ef} &= \varphi \frac{\beta}{1 - k_{\beta}\beta} \frac{\left(P_{e}^{n} - P_{e}\right)}{\sqrt{2\pi R_{t}T_{s}} / M_{12}}, \\ W_{eo} &= (1 - \varphi) \frac{\beta}{1 - k_{\beta}\beta} \frac{\left(P_{e}^{n} - P_{e}\right)}{\sqrt{2\pi R_{t}T_{s}} / M_{13}}, \end{split}$$

где β – безразмерный коэффициент конденсации (испарения) [8]; k_{β} – безразмерный коэффициент ($k_{\beta}\approx0.4$ [8]); P^n – давление насыщенных паров горючего (окислителя), Н/м²; P – давление паров горючего (окислителя) вблизи границы испарения согласно уравнению Клапейрона–Менделеева [9], Н/м²; R_t – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль К); T_s – температура на границе фазового перехода, К; M – молярная масса паров горючего (окислителя), кг/кмоль.

Массовые скорости кристаллизации материалов металлических частиц рассчитывались по формуле [7]:

$$\begin{split} W_c &= V_c \rho_2, \\ V_c &= \frac{\delta(r, z, \tau + \Delta \tau) + \delta(r, z, \tau)}{\Delta \tau} \end{split}$$

где V_c – линейная скорость кристаллизации, м/с; $\delta(r,z,\tau+\Delta\tau)$, $\delta(r,z,\tau)$ – расстояния от нижней грани частицы до фронта кристаллизации на ($\tau+\Delta\tau$)-ом и τ -ом шагах по времени, м; $\Delta\tau$ – шаг по времени, с.

Массовая скорость плавления гелеобразного конденсированного вещества рассчитывалась по формуле:

$$W_m = V_m \rho_3,$$

где V_m – линейная скорость плавления, м/с. Вычислялась аналогично V_c .

Скорость реакции окисления [10]:

$$W_o = \rho_1 C_f^n C_o^m k_0 \exp\left(-\frac{E}{R_t T_1}\right),$$

где k_0 – предэкспоненциальный множитель, с⁻¹; E – энергия активации, Дж/моль.

Плотность теплового потока, отводимого от нагретой частицы за счет лучистого теплообмена, рассчитывалась по формуле [9]:

$$q_r = \sigma \varepsilon T^4$$
,

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м² K⁴); ε – степень черноты.

При разработке алгоритма численного решения задачи использованы методы: переменных направлений для уравнений эллиптического типа; конечных разностей для аппроксимации дифференциальных уравнений в частных производных в виде их разностных аналогов; локально-одномерный для перехода от системы двумерных разностных уравнений к системе алгебраических уравнений; итераций для решения нелинейных уравнений; прогонки на каждой итерации при неявной четырехточечной разностной схеме аппроксимации для вычисления значений искомой функции в узлах конечноразностной сетки на каждом временном шаге.

При математическом моделировании процесса задавалось не менее 800 узлов разностной сетки по каждой из пространственных координат в области решения задачи, шаг по времени составлял 10^{-5} с. В окрестности границы «частица – топливо» пространственная сетка сгущалась, шаг в направлении *z* не превышал 10^{-5} м.

Для оценки адекватности результатов численного исследования выполнена проверка консервативности используемой разностной схемы аналогично методике, разработанной авторами [5, 6].

При варьировании в достаточно широком диапазоне значений шагов по пространственной координате ($\Delta z=10^{-6}\div10^{-3}$ м) и времени ($\Delta t=10^{-6}\div10^{-1}$ с) установлено, что относительно невысокая погрешность выполнения баланса энергии (δ <3.2 % при $T_p=1000\div1500$ К) наряду с малыми вычислительными затратами по определению интегральных характеристик зажигания достигается при шагах $\Delta z=10^{-5}$ м (в окрестности границы «частица – топливо») и $\Delta t=10^{-5}$ с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные исследования процесса зажигания гелеобразного топлива выполнены при следующих значениях параметров: начальная температура гелеобразного топлива и окружающего инертного газа T₀=90 К; начальная температура стальной частицы $T_p=1200\div1700$ К; параметры химического реагирования паров гидразина и сжиженного кислорода: тепловой эффект $Q_o=14.644 \cdot 10^6$ Дж/кг, энергия активации E=121.3 10³ Дж/моль, предэкспонент $k_0=2.25 \cdot 10^9$ с⁻¹; тепловой эффект плавления топлива $Q_m=395 \cdot 10^3$ Дж/кг; температура плавления топлива T_m=274 К; тепловой эффект испарения гидразина Q_{ef}=1.39 10⁶ Дж/кг; тепловой эффект испарения сжиженного кислорода Qeo=2.1 10⁶ Дж/кг; температура кристаллизации материала стальной частицы Т_с=1500 К; тепловой эффект кристаллизации Q_c=205 10³ Дж/кг; размеры частицы при зажигании гелеобразного топлива $r_p = z_p = 0.5 \div 5$ мм; размеры области решения $r_L = z_L = 20$ мм.

Выполненные с использованием разработанной модели численные исследования зажигания гелеобразной топливной композиции «гидразин – сжиженный кислород» позволили установить особенности исследуемого процесса. Выявлено, что предельным (минимальным для реализации условий зажигания) значением температуры разогретой металлической частицы при её размерах $r_p=r_p=3$ мм является $T_p=1050$ К. При увеличении размеров источника зажигания до 5 мм предельная температура снижается незначительно – на 20 К.

В таблице представлены значения времён задержки зажигания гелеобразного, жидкого и твёрдого топлив в зависимости от начальной температуры источника нагрева.

| Гелеобразное топ- ливо $r_p = x_p = 3$ мм | | Жидкое то <i>r_p=x_p=3</i> мм | ОПЛИВО И | Твёрдое топливо r _p =x _p =3 мм | | | |
|---|----------------|--|-------------|---|----------|--|--|
| T_p, K | $t_d 10^3, c$ | T_p, K | t_d, c | T_p, K | t_d, c | | |
| 1050 | 0.462 | 875 | 3.217 | 800 | 3.57 | | |
| 1100 | 0.415 | 900 | 2.845 | 900 | 1.42 | | |
| 1150 | 0.375 | 925 | 2.314 | 1000 | 0.64 | | |
| 1200 | 0.351 | 950 | 1.969 | 1100 | 0.46 | | |
| 1250 | 0.337 | 975 | 1.721 | 1200 | 0.24 | | |
| 1300 | 0.323 | 1000 | 1.545 | 1300 | 0.19 | | |

Анализ приведённых в таблице значений температур источника нагрева и времён задержки зажигания позволяет сделать вывод о том, что предельные значения параметров, определяющих теплосодержание частицы (температура, размеры), при которых возможно зажигание гелеобразного топлива, существенно превышают аналогичные параметры для систем с жидкими и твёрдыми конденсированными веществами. Такой результат объясняется спецификой эндотермических фазовых переходов (плавление и испарение), протекающих в приповерхностном слое гелеобразного топлива. При начальных температурах менее 1000 К источники нагрева достаточно интенсивно остывают, и их энергетического запаса недостаточно для ускорения реакция окисления. Для типичных жидких (керосин) и твёрдых топлив (перхлорат аммония + 14 % бутилкаучук + 6 % хиноловый эфир) условия зажигания при идентичных внешних условиях реализуются при начальных температурах частицы T_p=800÷900 К [5, 6].

Следует отметить, что времена задержки зажигания гелеобразного топлива значительно ниже по сравнению с жидкими и твёрдыми топливами. Это объясняется наличием окислителя непосредственно в составе топливной композиции.





Рис. 2. Изотермы в момент воспламенения: гелеобразного топлива (t_d =0.46 мс) при T_p =1050 К, r_p = z_p =3 мм (a); жидкого топлива (t_d =0.915 с) при T_p =1000 К, r_p = z_p =3 мм (b) и твёрдого топлива (t_d =0.721 с) при T_p =1000 К, r_p =2.5 мм, z_p =2 мм (c).

Также установлено, что, в отличие от жидких и твёрдых топлив, при нагреве приповерхностного слоя гелеобразного конденсированного вещества источником ограниченной энергоемкости зона ведущей реакции окисления формируется в малой окрестности основания частицы и границы вдува продуктов парообразования (рис. 2, *a*). Это также обусловлено значительным расходованием энергии источника нагрева на эндотермические фазовые переходы (плавление, испарение). Рост температуры парогазовой смеси вблизи основания частицы (рис. 2, *a*) можно объяснить тепловыделением при ускорении реакции окисления.

При зажигании керосина зона воспламенения может располагаться в газовой области над частицей (первый режим (рис. 2, δ)), вблизи боковой грани частично погруженного в топливо источника нагрева (второй режим), в паровом зазоре между частицей и жидкостью (третий режим) [5]. Установлено, что ни при каких условиях зажигание не происходит в паровом зазоре под частицей. Выявленная закономерность, очевидно, обусловлена недостаточным содержанием в этой области окислителя и существенным поглощением энергии фазового перехода при испарении жидкого горючего вещества.

Зона локализации ведущей экзотермической реакции при зажигании твёрдого топлива расположена в непосредственной близости от границы контакта смесевого твёрдого топлива с «горячей» частицей в районе оси симметрии (рис. 2, *в*). При дальнейшем смещении от центра симметрии вдоль области контакта частицы с топливом снижается температура вещества в зоне контакта с источником нагрева за счет значительного теплоотвода от боковой поверхности «горячей» частицы в окружающий воздух.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненных с использованием разработанной математической модели численных исследований выявлено, что при зажигании гелеобразного топлива одиночной горячей частицей малых размеров значения времён задержки зажигания ниже по сравнению с типичными жидким и твёрдым топливами. При этом предельные значения основных параметров (температура, размеры) источника ограниченной энергоемкости выше. Зона ведущей реакции окисления продуктов испарения горючего формируется в малой окрестности поверхности контакта гелеобразного топлива с частицей, в отличие от зажигания твёрдого топлива (зона реакции окисления локализована на границе топливо – частица вблизи оси симметрии) и жидкого топлива (возможны три режима зажигания). Варьирование значений основных параметров источника нагрева – температуры и размеров, не приводит к существенному изменению положения зоны реакции окисления.

> Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации, проект MK-2391.2014.8.

Список литературы:

- Vilyunov V.N., Zarko V.E. Ignition of solids. Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989. 442 p.
- Буркина Р.С., Микова Е.А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // ФГВ. 2009. Т. 45. № 2. С. 40-47.
- Кузнецов Г.В., Мамонтов Г.Я., Таратушкина Г.В. Зажигание конденсированного вещества горячей частицей // ХФ. 2004. Т. 23. № 3. С. 67-72.
- Захаревич А.В., Барановский Н.В., Стрижак П.А. Экспериментальное исследование процессов зажигания нагретой частицей биологически трансформированного опада лиственных пород // БС. 2012. Т. 32. № 13. С.95-99.
- Глушков Д.О., Захаревич А.В., Стрижак П.А. Зажигание жидкого конденсированного вещества погружающимся источником ограниченной энергоемкости // ХФиМ. 2012. Т. 14. № 4. С. 483-498.
- Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Твердофазное зажигание смесевого топлива горячей частицей при свободноконвективном теплоотводе во внешнюю среду // ХФ. 2014. Т. 33. № 4. С. 38-47.
- Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // ТВТ. 1969. Т. 7. №5. С. 959-967.
- Кнаке О., Странский И.Н. Механизм испарения // УФН. 1959. Т. 68. № 2. С. 261-305.
- 9. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
- Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 490 с.



УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 2-11

ГОРЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕД СО СТОХАСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Гринчук П.С.

Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Республика Беларусь, Минск, ул. П.Бровки, 15

АННОТАЦИЯ

В работе предложена статистическая модель горения газовзвеси твердых частиц, в которой учитывается влияние стохастического пространственного распределения частиц на скорость фронта горения. Математическая модель построена для системы монодисперсных сферических частиц топлива, хаотично распределенных по объему газообразного окислителя. Модель позволила объяснить наблюдаемый в ряде экспериментальных работ эффект, связанный со смещением максимума скорости фронта горения в область газовзвесей, богатых топливом. Приведены оценки пределов применимости предложенной статистической модели к реальным газовзвесям.

введение

Горение газовзвесей лежит в основе ряда технологических процессов и техногенных явлений. Среди них наибольший интерес вызывают энергетические технологии (сжигание пылеугольных топлив и мазута), горение жидких моторных топлив, твердых ракетных топлив, распространение пожаров при возгорании пылегазовых смесей и др. [1, 2]. Несмотря на большой объем проведенных исследований, остается ряд проблем, требующих дальнейшего развития теоретических представлений о горении газовзвесей. Один из таких вопросов связан с влиянием случайного пространственного распределения частиц газовзвеси на ее горение.

Основной мотивацией данной работы послужили некоторые экспериментальные факты, наблюдавшиеся при горении различных газовзвесей [3-5] с характерным размером частиц 5 ÷ 10 мкм, которые, по нашему мнению, не укладываются в рамки традиционных представлений. В указанных работах максимум на измеренной зависимости скорости распространения фронта горения от концентрации частиц топлива достаточно сильно смещен в область смесей, богатых топливом, в то время как согласно классическим представлениям теории горения максимум скорости должен достигаться при стехиометрическом соотношении топлива и окислителя [6]. Если обобщить экспериментальные факты, представленные в работах [3-5], можно констатировать следующее: существует класс газовзвесей твердых частиц, при горении которых максимум скорости фронта горения находится в области богатых топливом смесей, смещение по концентрации при этом составляет 50 ÷ 70 % от стехиометрического, а максимум скорости фронта превышает скорость фронта при стехиометрии на 30 ÷ 50 %. Такое смещение невозможно объяснить погрешностями измерения. Важно отметить, что эта особенность проявляется далеко не

во всех экспериментах.

Возможно, указанное смещение связано с термодинамическими особенностями конкретного вещества. Наиболее вероятно, что такими особенностями может обладать полиметилметакрилат (ПММА), горение которого исследовалось в работе [3]. Чтобы убедиться в этом, мы провели вычисление адиабатической температуры горения ПММА (химическая формула C₅H₈O₂) в воздухе. Согласно результатам моделирования (рис. 1) смещение максимума температуры в область богатых смесей составляет ≈2.5 % от стехиометрической концентрации. Адиабатическая температура при этом увеличивается всего на 5 К по сравнению с температурой при стехиометрии. Такое увеличение может привести к росту скорости фронта горения лишь на 1 % и не объясняет описанных выше экспериментальных фактов.

Возможно, указанное смещение связано с термодинамическими особенностями конкретного вещества. Наиболее вероятно, что такими особенностями может обладать полиметилметакрилат (ПММА), горение которого исследовалось в работе [3]. Чтобы убедиться в этом, мы провели вычисление адиабатической температуры горения ПММА (химическая формула $C_5H_8O_2$) в воздухе. Согласно результатам моделирования, смещение максимума температуры в область богатых смесей составляет $\approx 2.5 \%$ от стехиометрической концентрации. Адиабатическая температура при этом увеличивается всего на 5 К по сравнению с температурой при стехиометрии. Такое увеличение может привести к росту скорости фронта горения лишь на 1 % и не объясняет описанных выше экспериментальных фактов.

Мы полагаем, что объяснение экспериментально наблюдаемому смещению максимума скорости фронта горения в область богатых топливом смесей следует искать в пространственной неоднородности распределения частиц топлива. Ниже предлагается статистическая модель, позволяющая количественно оценить влияние стохастического распределения частиц топлива по пространству на распространение фронта горения.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для тепловой модели распространения волны горения по газовзвеси воспользуемся постановкой задачи, приведенной в работе [7]. Там полагается, что одномерная волна горения распространяется в бесконечном пространстве от $x = -\infty$ до $x = +\infty$. Стадия инициирования волны горения не рассматривается. Скорость горения определяется аррениусовской кинетикой с энергией активации *E*. Все характеристики системы рассматриваются в приближении взаимопроникающих континуумов, т. е. изначально частицы газовзвеси считаются равномерно распределенными по пространству. Модель базируется на уравнении теплопроводности с источниковыми (горение) и стоковыми (испарение частиц) членами, уравнениях сохранения массы для твердой и газовой фаз, уравнении состояния для газовой смеси. В [7] получено аналитическое соотношение, связывающее скорость фронта горения с его температурой и с теплофизическими и термодинамическими свойствами системы:

$$u^{2} = \frac{2(1+b)v_{F}\overline{\lambda}_{u}B\varepsilon^{2}}{\rho_{u}c}\exp\left(-\frac{E}{RT_{f}}\right).$$
 (1)

Здесь *и* - скорость фронта горения газовзвеси, T_f - температура во фронте горения, λ_u - теплопроводность газовой смеси, *b* - безразмерная массовая концентрация топлива на границе между зоной конвекции (перемешивания) и зоной реакции [7], *B* - предэкспоненциальный множитель в кинетике Аррениуса, v_F - стехиометрический коэффициент реакции окисления, ρ_u - плотность газовзвеси, *c* - теплоемкость газовзвеси, *R* - универсальная газовая постоянная. Параметр є определяется соотношением

$$\varepsilon \approx \frac{RT_f}{E} \,. \tag{2}$$

Тогда для скорости фронта волны горения в газовзвеси может быть записана следующая приближенная формула:

$$u \approx A_* T_f \exp\left(-\frac{E}{2RT_f}\right),$$
 (3)

где А_{*} - константа, которая определяется свойствами системы и не зависит от концентрации топлива. Дальнейшие рассуждения, связанные с описанием влияния стохастической структуры, основаны на уравнении (3). Главная особенность предлагаемой ниже модели состоит в том, что для описания средней степени конверсии частиц топлива при их случайном распределении по пространству используется статистическая модель. Температура фронта при этом полагается пропорциональной степени конверсии топлива. Перейдем далее к основной части работы — модели пространственной структуры газовзвеси.

2. РОЛЬ СТОХАСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СИСТЕМЫ В ПРОЦЕССАХ ГОРЕНИЯ

Влияние стохастической пространственной структуры системы на ее горение изучалось в теории горения и ранее. Так, статистический подход использовался при моделировании турбулентного горения газов [8]. Для гетерогенных конденсированных систем влияние стохастической структуры на распространение фронта горения исследовалось в работах [9–12]. Статистическому описанию горения газовзвесей посвящен также ряд теоретических работ [13–20]. В работе [15], например, применялся математический аппарат функции плотности распределения вероятности. Авторы предприняли попытку учесть полидисперсность смеси и возможную миграцию горящих частиц в пространстве. Аналогичным был подход и в работе [16]. В [17, 18] для описания горения газовзвесей с легкоиспаряющимся топливом (жидкое топливо) использовался математический аппарат теории перколяции [21]. Авторы анализировали роль пространственных кластеров, неизбежно образующихся в системе со случайным распределением частиц по пространству, в горении такой системы.

Для целей данной работы наиболее близок подход, развитый в [13], где авторы пытались учесть не только случайность пространственного распределения топлива, но и дискретность самих частиц топлива. Общей проблемой указанных работ, с нашей точки зрения, является достаточно сложный математический аппарат, который позволяет сформулировать задачу, но не позволяет продвинуться далеко в ее решении, провести общий анализ проблемы. В упомянутых работах авторы вынуждены были прибегать к использованию эмпирических коэффициентов, что также ограничивает применимость обсуждаемых подходов.

В данной работе предлагается упрощенная модель процесса горения газовзвеси, предназначенная для количественного описания влияния хаотического пространственного распределения частиц топлива на одну из основных наблюдаемых макроскопических характеристик - скорость фронта горения.

Прежде чем перейти к построению модели структуры, выполним несколько оценок, необходимых для обоснования принятых допущений. Оценки проведем на примере ПММА. Горение газовзвеси частиц ПММА экспериментально исследовано в работе [3]. Средний диаметр частиц ПММА составлял 5 ÷ 7 мкм. По стехиометрии реакции горения $C_5H_8O_2 + 6O_2 \rightarrow 5CO_2 +$ 4H₂O на 1 моль ПММА приходится 6 молей кислорода, выступающего в роли окислителя. Пересчет на объемные соотношения при нормальных условиях показывает, что на одну частицу топлива диаметром 5 мкм приходится окислителя (воздуха) в 7 500 раз больше, чем объем частицы. В условиях горения (характерная температура во фронте ≈1100°С [22]) этот объем увеличится еще в четыре раза. Если данный окислитель заключить теперь в кубическую ячейку, то размер ячейки превысит размер частицы в 25 раз и составит $L_{st} \approx 120$ мкм при нормальных условиях и L st ≈ 190 мкм при температуре горения. Назовем условно такую ячейку стехиометрической (рисунок 1). Характерные значения скорости фронта горения, наблюдавшиеся в [3], составляют $u \approx 1$ м/с. Фронт горения, движущийся с такой скоростью, проходит одну ячейку за время $\tau_c \approx 1.2 \cdot 10^{-4}$ с. Коэффициент диффузии кислорода в воздухе при температуре горения данной системы равен $D_{\mathrm{O2}} \approx 1.5$ ÷ $1.7 \cdot 10^{-4}$ м² /с [23]. За время прохождения фронта через ячейку кислород диффундирует на расстояние L_D ~ $D_{\rm O2} \tau_c \approx 140$ мкм. Это расстояние сопоставимо с характерным размером ячейки L_{st}. Можно предположить, что на временном интервале т_c, соответствующем прохождению фронта через ячейку, в первом приближении можно пренебречь массообменом окислителя между ячейками. Конвективным массопереносом в данном случае также можно пренебречь, поскольку конвективные потоки направлены из горячей зоны, бедной окислителем, в холодную. Это означает, что конвективные потоки не приведут к существенному перераспределению окислителя в системе. Более того, отдельные измерения в эксперименте [3] проводились в условиях невесомости, где естественная конвекция вообще отсутствует.



Рис. 1. Пример разбиения пространства, заполненного газообразным окислителем, с хаотически распределенными твердыми частицами топлива на стехиометрические ячейки. Разбиение проводится в смысле статистического ансамбля. Другие комментарии в тексте.

Рассмотрим далее систему, состоящую из монодисперсных сферических частиц топлива, хаотично распределенных по пространству и находящихся неподвижно в среде газообразного окислителя. По поводу допущения о монодисперсности системы отметим следующее. В работе [24] исследовалось горение газовзвесей полидисперсных порошков алюминия, в частности рассмотрены различия в динамике горения порошков при учете полидисперсности частиц и в предположении одинаковости их раз мера. Авторы [24] показали, что эти различия проявляются только на поздней стадии горения и обусловлены наличием в порошке фракции с крупными частицами. Таким образом, монодисперсность системы представляется разумным приближением для рассматриваемой задачи.

Ключевым моментом нашей модели является способ разбиения объема V, занимаемого газовзвесью, на ячейки (рисунок 1). Весь объем системы разбивается на одинаковые кубические ячейки, объем V₀ каждой из них равен такому объему газообразного окислителя при начальных условиях, которого достаточно для полного сгорания одной частицы топлива. Это и есть упомянутые выше стехиометрические ячейки. Тогда любое начальное пространственное распределение частиц топлива системы перед прохождением по ней волны горения можно описать на языке распределения частиц топлива по стехиометрическим ячейкам. При этом для вычисления макроскопических свойств системы, таких как скорость волны горения, температура горения и т. д., необходимо рассматривать как разбиение пространства на ячейки, так и распределение частиц топлива по ячейкам в контексте статистического ансамбля.

Как известно, для описания ансамбля тождественных частиц в статистической физике широко используются распределения Больцмана, Ферми-Дирака и Бозе-Эйнштейна [25]. Отличительной особенностью последнего является то, что в бозе-системе в одном квантовом состоянии (т. е. на определенном энергетическом уровне) может находиться произвольное число частиц, от нуля до бесконечности. Отметим, что в рассматриваемой в данном случае задаче речь идет не об описании какихлибо квантовых явлений в процессе горения, а лишь о применении соответствующего математического аппарата для решения задачи. Для использования этого аппарата обратимся к следующим аналогиям. Вопервых, если до начала прохождения фронта горения по газовзвеси поменять местами две любые частицы топлива в любых ячейках, то благодаря монодисперсности частиц физика рассматриваемого процесса никак не изменится. Это свойство аналогично свойству тождественности квантовых частиц. Во-вторых, согласно приведенным выше оценкам в одной ячейке одновременно может находиться большое количество частиц, вплоть до нескольких тысяч.

Это свойство аналогично возможности большому количеству квантовых частиц одновременно находиться в одном квантовом состоянии в бозе-системах. Отметим, что в отличие от этого распределения в распределении Больцмана два состояния с одинаковыми числами заполнения, отличающиеся перестановкой двух частиц, считаются разными. Указанные аналогии позволяют применить к описанию распределения монодисперсных частиц газовзвеси по пространству (фактически, по стехиометрическим ячейкам) математический аппарат, используемый для описания распределения квантовых бозе-частиц по энергетическим уровням систем, подчиняющихся статистике Бозе - Эйнштейна. При этом стехиометрическая ячейка является аналогом квантового состояния для квантовой бозесистемы, а частица - аналогом квантовой бозе-частицы.

Следующим важным допущением модели является предположение о том, что газообразный окислитель, находящийся в произвольной ячейке, полностью расходуется на экзотермическую реакцию, но только с частицами топлива, находящимися в этой ячейке. Если внутри ячейки нет ни одной частицы топлива, то окислитель внутри нее в реакцию не вступает. Фактически это означает, что во время прохождения фронта волны горения через ячейку мы пренебрегаем массообменом между данной и соседними ячейками. Оценки, обосновывающие это предположение, приведены выше.

Предположим также, что если в ячейке содержится несколько частиц, то окислитель между ними распределяется поровну. С точки зрения математической модели это означает, что если в стехиометрической ячейке находится k частиц топлива, то степень конверсии каждой из них сразу после прохождения фронта горения по ячейке равна $\eta = 1/k$.

В рамках развиваемого подхода полагаем, что температура горения, определяющая скорость фронта в (3), пропорциональна концентрации топлива в системе C_f и средней степени конверсии топлива < $\eta(C_f)$ > при данной концентрации:

$$T_f(C_f) \sim C_f < \eta(C_f) > \tag{4}$$

Таким образом, в нашей модели температура фронта горения пропорциональна количеству сгоревшего топлива. В системах с гомогенным и стохастическим распределениями топлива по пространству при прочих равных условиях степени конверсии топлива, а следовательно, и температуры горения отличаются. Рассмотрим далее алгоритм, позволяющий вычислить среднюю степень конверсии с использованием статистической модели.

Пусть газовзвесь занимает пространство объемом Vи состоит из N стехиометрических ячеек ($V = NV_0$). Пусть n частиц топлива распределены хаотично по стехиометрическим ячейкам системы. Такое распределение удобно описывать на языке чисел заполнения, хорошо известном в статистической физике [25]. Упорядочим все ячейки системы, присвоив им номера от 1 до N. Тогда произвольное состояние { λ } системы описывается набором N чисел заполнения { $\lambda_1, \lambda_2, ..., \lambda_i, ..., \lambda_N$ }, где λ_i число частиц в ячейке с номером i. Числа заполнения λ_i могут принимать любые значения от 0 до n. При этом выполняется условие

$$\sum_{i=1}^{N} \lambda_i = n \,. \tag{5}$$

Средний по системе коэффициент избытка топлива φ в наших обозначениях определяется как $\varphi = n/N$. Для удобства дальнейших вычислений перепишем выражение (4), используя данный коэффициент:

$$T_{f}(\phi) \sim T_{*}\phi < \eta(\phi) > .$$
(6)

Тогда для нахождения скорости фронта горения согласно выражениям (3) и (6) необходимо найти среднюю степень конверсии топлива. Итак, пусть имеется N ячеек, по которым абсолютно хаотично распределено n частиц. Если система находится в состоянии $\{\lambda\}$ с числами заполнения $\{\lambda_1, \lambda_2, ..., \lambda_i, ..., \lambda_N\}$, то средняя степень конверсии топлива в этом состоянии определяется как

$$\eta(\lambda) = \sum_{i=1,\lambda_i>0}^{N} \frac{1}{\lambda_i}, \qquad (7)$$

а средняя степень конверсии по системе — выражением

$$<\eta(\phi)>=\sum_{\{\lambda\}}P(\lambda)\eta(\lambda),$$
 (8)

Здесь суммирование ведется по всем возможным состояниям $\{\lambda\}$ системы с различными числами заполнения; $P(\lambda)$ — вероятность реализации состояния $\{\lambda\}$. Таким образом, для нахождения средней степени конверсии топлива необходимо решить две задачи: найти все возможные комбинации чисел заполнения системы при заданных N и n; найти вероятность реализации (фактически, функцию распределения вероятности) каждой комбинации этих чисел заполнения $P(\lambda)$. Цепочка рассуждений и аналогий, приведенная выше, позволяет в качестве функции распределения вероятности $P(\lambda)$ использовать распределение Бозе — Эйнштейна.

Отметим, что распределение Бозе — Эйнштейна в представлении чисел заполнения было получено в работе [26]. Именно в таком виде это распределение необходимо для нашей задачи. Конечная формула распределения имеет вид [26]

$$P(\lambda) = \frac{1}{f_1! f_2! \dots f_t!} \frac{n! N! (N-1)!}{(N+n-1)! (N-m)!}$$
(9)

Используется следующее представление разбиения числа $n: \lambda(n,m) = \{\lambda_1,...,\lambda_m\} = \{1^{f_1}, 2^{f_2}, ..., \lambda\}$. Число n раз-бито на m слагаемых, при этом 1 входит в разбиение f_1 раз, 2 - f₂ раз и т. д. Максимальное число в разбиении равно λ_t , и оно входит в разбиение f_t раз. С деталями можно ознакомиться в работе [26]. Использование формулы (9) предполагает применение численных расчетов. Поиск всех разбиений числа *n* на *m* слагаемых может быть выполнен на основе алгоритма лексикографического упорядочивания Гиденбурга [27]. Это достаточно сложная проблема с точки зрения вычислительных ресурсов. Число всех разбиений числа n, которое обозначается как p(n), растет очень быстро с увеличением n. Так, p(10) = 42, $p(50) = 204\ 226$, $p(100) = 190\ 569\ 292$, *p*(200) = 3 972 999 029 388 [27]. Если система состоит из большого числа частиц n > 1000, то прямое использование (9) становится затруднительным. Однако, как показано в [26], в ряде случаев достаточную для практических приложений точность можно получить, ограничившись случаем $n \approx 100$.

Для нахождения абсолютной величины скорости по уравнению (3) необходимо знать все параметры сис-

темы, входящие в комплекс А *, а также знать фактиче-

скую температуру горения T_f . В данной работе нас интересует в первую очередь относительное изменение скорости при изменении концентрации горючих частиц. В качестве базовой величины для сравнения выбираем скорость волны при стехиометрическом соотношении окислителя и топлива ($\varphi = 1$). Тогда на основе уравнений (3) и (6) можно записать соотношение:

$$U(\phi) = \frac{u(\phi)}{u_{st}(1)} \approx \frac{\phi \langle \eta(\phi) \rangle}{\langle \eta(1) \rangle} \exp\left(-\frac{E}{2RT_f(1)} \left[1 - \frac{\langle \eta(1) \rangle}{\phi \langle \eta(\phi) \rangle}\right]\right).$$
(10)

Его мы и используем для вычисления относительной скорости фронта горения в зависимости от концентрации топлива.

По разработанной статистической модели была вычислена средняя степень конверсии топлива в зависимости от его концентрации. Вычисления проводились при N = 60. Как было показано в [26], в этом случае точность вычисления степени конверсии, обусловленная конечным размером системы, составляет ≈ 1 %. Мы полагаем, что эта точность заведомо выше, чем общая точность предлагаемой статистической модели с учетом всех сделанных допущений. Полученная расчетная зависимость приведена на рис. 2.



Рис. 2 Зависимость средней степени конверсии топлива от коэффициента избытка топлива, вычисленная в рамках предлагаемой статистической модели (N = 60).

Отметим, что в рамках классических представлений топливо в концентрации меньше стехиометрической должно сгорать полностью. В то же время предлагаемая статистическая модель предсказывает, что даже при стехиометрическом соотношении топлива и окислителя за время прохождения волны горения в окрестностях частицы топлива прореагирует чуть больше трети топлива. Температура горения (6) и скорость фронта горения (10) зависят от количества прореагировавшего топлива. Его суммарное количество представляет собой произведение двух функций — монотонно убывающей степени конверсии и монотонно возрастающей концентрации. Такое произведение всегда имеет экстремум. Разработанная модель предсказывает, что этот экстремум смещен в область смесей, богатых топливом. При этом максимум температуры горения, определяемой по соотношению (6), достигается при концентрации, на 67 % превышающей стехиометрическую. Температура горения при этом превосходит температуру стехиометрической смеси на 5.5 %.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Для удобства сопоставления экспериментальные данные также нормируем на скорость фронта горения при стехиометрии. Если на одном графике сопоставляется несколько экспериментальных зависимостей, то каждая из них нормируется на свое значение скорости, измеренное при стехиометрии.

2

3.1. Горение ПММА

На рис. 3 приведены данные расчета горения газовзвеси ПММА и экспериментов [3]. Наблюдается их удовлетворительное соответствие. Отметим, что за смещение точки максимальной скорости фронта горения в область богатых топливом газовзвесей отвечает как раз стохастичность пространственного распределения топлива. Значение максимальной относительной скорости фронта в точке экстремума в рамках предложенной модели определяется уже не только статистическим распределением, но и энергией активации E и температурой фронта при стехиометрии $T_i(1)$.



Рис. 3. Зависимость относительной скорости фронта горения U(\$\varphi\$) газовзвеси частиц полиметилметакрилата (оргстекла) в воздухе от коэффициента избытка топлива \$\varphi\$. Сплошная линия - результаты расчета на базе статистической модели

данной работы с параметрами T_f ≈ 1400 K и E ≈ 160 кДж/моль. Маркеры - обработка экспериментальных данных работы[2]: 1 - средний диаметр частиц газовзвеси d_p ≈ 4.8 мкм (горение в условиях нормальной гравитации); 2 - d_p ≈ 7.2 мкм (нормальная гравитация); 3 - d_p ≈ 7.2 мкм (микрогравитация).

3.2. Горение алюминия

Одним из наиболее популярных и практически значимых материалов является алюминий. Горению газовзвеси алюминия посвящены десятки экспериментальных и теоретических работ. На рис. 4 представлены результаты расчета скорости фронта горения газовзвеси алюминия в воздухе в сопоставлении с данными экспериментов [4,29–31]. Объединяет эти работы прежде всего близкий средний размер частиц алюминия - около 6 мкм.

На рис. 5 приведены результаты аналогичных расчетов в сопоставлении с данными экспериментов [33], отличающиеся тем, что горение газовзвеси алюминия происходило в обогащенной кислородом смеси с объемной концентрацией $C_{02} = 28.5$ %. Видно, что и для этой системы расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются.



Рис. 4. Зависимость относительной скорости фронта горения газовзвеси алюминия в воздухе от коэффициента избытка топлива: эксперимент: 1 — данные [4], dp ≈ 6 мкм, 2 — данные [29], dp ≈ 6 мкм, 3 — данные [30], dp ≈ 5 мкм, 4 — данные [31], dp ≈ 6 мкм; сплошная линия — результаты расчета по предлагаемой модели с использованием уравнения (10) с параметрами Tf(1) = 3300 K [4] и E = 134 кДж/моль [32].



Рис. 5. Зависимость относительной скорости фронта горения газовзвеси алюминия в воздухе, обогащенном кислородом, от коэффициента избытка топлива: точки - экспериментальные данные [33], $d_p \approx 5.7$ мкм, $C_{02} = 28.5$ %; сплошная линия - результаты расчета по предлагаемой модели с использованием уравнения (10) с параметрами $T_f(1) = 2000$ K [33] и E = 134кДж/моль [32].

3.3. Горение железа

Еще одним технически важным материалом является железо. На рис. 6 сопоставлены результаты расчета скорости фронта горения газовзвеси железа в воздухе с данными экспериментов [34] (характерный размер частиц железа \approx 3 мкм). Видно, что они также находятся в удовлетворительном соответствии, некоторое ухудшение наблюдается в области высоких концентраций ($\varphi \ge 1.5$).

Спектральное исследование диффузионного факела при горении частиц железа [35] показало, что продукты сгорания имеют кристаллическую фазу магнетита (Fe₃O₄). Мы использовали этот факт при вычислениях по предложенной нами модели. Стехиометрическая концентрация железа в реакции 3Fe + 2O₂ \rightarrow Fe₃O₄ при атмосферном давлении равна $C_{St} \approx 0.733$ кг/м³. Температура горения смеси при стехиометрической концентрации измерена в работе [34] - $T_f(1) \approx 1500$ К. Скорость фронта горения при стехиометрии составляет $u_{St} \approx 0.25$ м/с. Энергия активации для железа взята из работы [36], в которой указано, что по данным семи экспериментальных работ энергия активации высокотемпературного окисления железа изменяется в пределах 102÷222 кДж/моль. В нашей модели принято среднее значение $E \approx 162$ кДж/моль.



Рис. 6. Зависимость относительной скорости фронта горения газовзвеси железа в воздухе от коэффициента избытка топлива: точки — экспериментальные данные [34], dp ≈ 3 мкм; сплошная линия — результаты расчета по предлагаемой модели с использованием уравнения (10) с параметрами Tf(1) = 1500 K [34] и E = 162 кДж/моль [34] (см. работу [36] и библиографию в ней).

Таким образом, на примере трех различных веществ мы продемонстрировали работоспособность предложенной статистической модели горения газовзвесей. В этой модели становится понятной причина смещения максимума скорости фронта горения в область богатых топливом смесей. При стехиометрическом соотношении, когда на каждую ячейку с окислителем в среднем приходится всего одна частица топлива, в силу случайного характера распределения частиц по пространству некоторые ячейки с газообразным окислителем остаются незаполненными. Газ в этих ячейках играет роль балласта. В дополнение к этому сгорание частиц является неполным и скорость фронта, напрямую связанная с тепловыделением, не достигает максимума. Догорание оставшегося свободного кислорода происходит уже за фронтом горения. Когда частиц топлива становится существенно больше, чем ячеек с окислителем, то во всех ячейках находится хотя бы одна частица топлива и в окрестности фронта горения в реакцию успевает вступить весь окислитель. При этом достигается как максимум тепловыделения, так и максимум скорости фронта горения.

Необходимо отметить, что предложенная модель не является универсальной и имеет свои пределы применимости. Существует большое количество экспериментальных работ по горению газовзвесей, в которых не наблюдалось смещения максимума скорости фронта горения от положения при стехиометрическом соотношении компонентов либо скорость фронта почти не зависела от концентрации. Однозначно ответить на вопрос, почему так происходит, в рамках этой работы мы не сможем.

Выскажем только предположение о том, какие факторы в большей степени влияют на проявление стохастичности пространственной структуры при горении газовзвеси. Во-первых, это гетерогенность системы, означающая, что среднее расстояние между частицами должно быть много больше размера частиц. Если это условие не выполняется, то существенную роль начинают играть коллективные эффекты, связанные со взаимным влиянием близкорасположенных частиц. Во-вторых, это летучесть вещества топлива. Если вещество частицы топлива еще в зоне прогрева волны горения успевает частично или полностью испариться, то горение системы определяется уже газофазными процессами и реакциями. Существуют, вероятно, и другие факторы. Но обсуждение всех нюансов затронутой проблемы не представляется возможным выполнить в рамках одной статьи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена статистическая модель горения газовзвеси твердых частиц, учитывающая влияние стохастического пространственного распределения частиц на скорость фронта горения. Получено качественное и удовлетворительное количественное соответствие предсказаний теоретической модели с известными экспериментальными данными. Предложенный подход позволил уточнить общую физическую картину горения газовзвесей.

Список литературы:

- Ильин А. П., Громов А. А. Горение алюминия и бора в сверхтонком состоянии. - Томск: ТГУ, 2002. 154 с.
- Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Воспламенение газовзвеси частиц угля. Точечное приближение // Физика горения и взрыва. -2001. - Т. 37, № 6. - С. 36–45.
- Kobayashi H., Ono N., Okuyama Y., Niioka T. Flame propagation experiment of PMMA particle cloud in a microgravity environment // TwentyFifth Symp. (Intern.) on Combustion. Proc. Combust. Inst. -1994. - V. 25. - P. 1693–1699.
- Bocanegra E. P., SarouKanian V., Davidenko D., Chauveau C., Gökalp I. Studies on the burning of micro and nanoaluminum particle clouds in air // Prog. in Propulsion Phys. - 2009. - Vol. 1. - P. 47– 62.
- Агеев Н. Д., Горошин С. В., Золотко А. Н., Полетаев Н. И., Шошин Ю. Л. Скорость стационарного пламени в газовзвесях алюминия // Горение гетерогенных и газовых систем: материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, 19–24 ноября 1989 г. -Черноголовка, 1989. - С. 83–85.
- Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. - М.: Наука, 1980. 478 с.
- Seshadri K., Berlad A. L., Tangirala V. The structure of premixed particlecloud flame // Combust. Flame. - 1992. - V. 89. - P. 333-342.
- Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. -М.: Наука, 1986. 286 с.
- Гринчук П. С., Рабинович О. С. Перколяционный фазовый переход при горении гетерогенных смесей // Физика горения и взрыва. - 2004. - Т. 40, № 4. - С. 41–53.
- Grinchuk P. S., Rabinovich O. S. Effect of random internal structure on combustion of binary powder mixtures // Phys. Rev. E. - 2005. -Vol. 71, iss. 2. - Art. N 026116.
- Гринчук П. С., Рабинович О. С., Рогачев А. С., Кочетов Н. А. Быстрая и медленная моды распространения фронта горения в гетерогенных системах // Письма в ЖЭТФ. - 2006. - Т. 84, № 1. -С. 13–17.
- Рашковский С. А. Статистическое моделирование агломерации алюминия при горении гетерогенных конденсированных смесей // Физика горения и взрыва. - 2005. - Т. 41, № 2. - С. 62–74.
- Шевчук В. Г., Кондратьев Е. Н., Золотко А. Н., Горошин С. В. Влияние структуры газовзвеси на процесс распространения

пламени // Физика горения и взрыва. - 1979. - Т. 15, № 6. - С. 41 - 45.

- Золотко А. Н., Вовчук Я. И., Шевчук В. Г., Полетаев Н. И. Воспламенение и горение газовзвесей (обзор) // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 6. С. 3-14.
- Ягодников Д. А., Воронецкий А. В., Сухов А. В., Павлов Д. Г. Распространение ламинарного пламени в моно и полидисперсной аэровзвеси // Хим. физика. - 1990. - Т. 9, № 12. - С. 1611– 1614.
- Ягодников Д. А. Статистическая модель распространения фронта пламени в боровоздушной смеси // Физика горения и взрыва.
 - 1996. - Т. 32, № 6. - С. 29-46.
- Kerstein A. R., Law C. K. Percolation in combusting sprays I: Transition from cluster combustion to percolate combustion in nonpremixed sprays // Proc. Combust. Inst. 1982. Vol. 19, iss. 1. P. 961–969. (Nineteenth Symp. (Intern.) on Combustion).
- Umemura A., Takamori S. Percolation theory for flame propagation in non or lessvolatile fuel spray: A conceptual analysis to group combustion excitation mechanism // Combust. Flame. - 2005. -V. 141, iss. 4. - P. 336–349.
- Samson R., Bedeaux D., Saxton M. J., Deutch J. M. A simple model of fuel spray burning I: Random sprays // Combust. Flame. - 1978. -V. 31. - P. 215–221.
- Tang F. D., Higgins A. J., Goroshin S. Effect of discreteness on heterogeneous flames: propagation limits in regular and random particle arrays // Combust. Theory and Modelling. - 2009. - V. 13, iss. 2. - P. 2319-2341.
- Staufer D., Aharony A. Introduction to Percolation Theory. London: Taylor&Francis, 1995.
- Yang J. C., Hamins A., Donnelly M. K. Combustion of a polymer (PMMA) sphere in microgravity // National Institute of Standards and Technology. Rep. № 6331. - May, 1999. - URL http://fire.nist.gov/bfrlpubs/fire99/art044.html.
- Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И. К. Кикоина. - М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- Семенов И. А., Мацеевич Б. В. Динамические особенности горения газовзвесей полидисперсных порошков алюминия // Физика горения и взрыва. - 2005. - Т. 41, № 4. - С. 78–83.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976. - Ч. І. 583 с.
- Гринчук П. С. Статистика Бозе Эйнштейна для микроканонического ансамбля в представлении чисел заполнения // Докл. НАН Беларуси. - 2012. - Т. 56, № 6. - С. 37–43. -URL http://csl.basnet.by/xfile/doklad/2012/6/cg40r3.pdf.
- 27. Эндрюс Г. Теория разбиений. М.: Наука, 1982.
- Polymer Flammability // Office of Aviation Research, Washington. U. S. Tech. Rep. May 2005. - URL http://www.fire.tc.faa.gov/pdf/ 0514.pdf.
- Бойчук Л. В., Шевчук В. Г., Швец А. И. Распространение пламени в двухкомпонентных составах газовзвесей алюминия и бора // Физика горения и взрыва. - 2002. - Т. 38, № 6. - С. 51–54.
- Goroshin S., Fomenko I., Lee J. H. S. Burning velocities in fuel-rich aluminum dust clouds // Proc. Combust. Inst. - 1996. - V. 26, iss. 2. - P. 1961–1967. - (Twenty-Sixth Symp. (Intern.) on Combustion).
- Risha G. A., Huang Y., Yetter R. A., Yang V. Experimental investigation of aluminum particle dust cloud combustion // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2005. -AIAA Paper 2005739.
- 32. Merzhanov A. G., Grigorjev Yu. M., Gal'chenko Yu. A. Aluminum ignition // Combust. Flame. 1977. V. 29. P. 1–14.
- Агеев Н. Д., Горошин С. В., Золотко А. Н., Полетаев Н. И., Шошин Ю. Л. Скорость стационарного пламени в газовзвесях алюминия // Горение гетерогенных и газовых систем: материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, 19–24 ноября 1989 г. -Черноголовка, 1989. - С. 83–85.
- Sun J., Dobashi R., Hirano T. Temperature profile across the combustion zone propagating through an iron particle cloud // J. Loss Prev. Process Industr. - 2001. - V. 14. - P. 463–467.
- Головко В. В., Полетаев Н. И., Флорко А. В. Роль излучения в тепловом балансе ламинарного диффузионного факела железа // Физика аэродисперсных систем. - Вып. 41. - Одесса: Астропринт, 2004. - С. 66–75.
- Grosvenor A. P., Kobe B. A., McIntyre N. S. Activation energies for the oxidation of iron by oxygen gas and water vapour // Surface Sci. - 2005. - V. 574. - P. 317–321.



УДК 536.2

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-2-17

РОЛЬ СИЛОВЫХ ЦЕПОЧЕК В ПРОЦЕССАХ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ГРАНУЛИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Гринчук П.С., Данилова-Третьяк С.М., Стетюкевич Н.И.

Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Республика Беларусь, Минск, ул. П.Бровки, 15

АННОТАЦИЯ

В работе предложена экспериментальная методика, позволившая доказать влияние силовых цепочек, образующихся в гранулированных средах под действием внешней механической нагрузки, на кондуктивный теплоперенос по таким средам. Принцип работы экспериментальной установки основан на аналогии между явлениями электропроводности и теплопроводности. В качестве объекта, формирующего двумерную гетерогенную засыпку, выбраны моноразмерные угольные диски, обладающие необходимым сочетанием физических свойств. Силовые цепочки в такой гранулированной засыпке проявляются при пропускании через нее под механической нагрузкой электрического тока. Возникающая при этом тепловая картина фиксируется с помощью тепловизора с высоким разрешением по температуре. С помощью экспериментальных методов показано, что в гранулированной засыпке основная часть энергии переносится по силовым цепочкам.

введение

Многие задачи энергетики, космической отрасли, других областей жизнедеятельности выставляют особые требования к способности материалов аккумулировать или отводить тепло от рабочих элементов. Понимание механизмов теплопереноса в различных средах способствует созданию энергоэффективных систем и устройств для обеспечения необходимых тепловых режимов работы сложного технологического оборудования. Особое место здесь занимают гранулированные среды, которые используются в качестве засыпок в теплообменных аппаратах, тепловой изоляции, в качестве рабочей среды во многих химических реакторах. Такие среды широко встречаются в природе, в частности, почва представляет собой классический пример гранулированной среды, для которой описание теплопереноса имеет важное практическое значение. В общем случае в гетерогенной среде работают три механизма: радиационный перенос тепла от частицы к частице по поровому пространству [1] преобладает при высоких температурах; конвективный дает существенный вклад при вынужденной фильтрации газа по поровому пространству либо при высокой пористости среды [2]; кондуктивный или контактный теплоперенос присутствует всегда. Данная работа посвящена исследованию особенностей контактного теплопереноса в гетерогенных консолидированных засыпках.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Существует ряд работ, в которых проблема эффективной теплопроводности гранулированных сред и засыпок разносторонне исследовалась экспериментальными и теоретическими методами [3-7]. По причине сложной геометрии внутреннего пространства для описания теплопереноса в таких средах используют метолы усреднения по представительным объемам. Для описания экспериментальных результатов используется большое количество эмпирических коэффициентов. Последние тенденции в данном направлении исследований связаны с получением большого объема информации о микроструктуре гетерогенной среды [6]. Традиционные модели процессов теплопереноса в гетерогенных средах предполагают, что в кондуктивном теплопереносе по гетерогенной засыпке «в среднем» участвуют все частицы системы. Однако последние результаты в области механики гранулированных сред [7] позволяют сделать вывод о том, что кондуктивный теплоперенос в гранулированных средах имеет сильно отличную от данного представления организацию.

Основную роль в процессе контактного теплообмена играет пятно контакта двух тел. В большинстве случаев перенос тепла через данное пятно контакта лимитирует кондуктивный теплообмен в системе. Установлено, что контактное термическое сопротивление зависит от усилия, сжимающего контактные поверхности [8]. Если предположить, что в гетерогенной засыпке из одинаковых шариков попарные контактные силы распределены равномерно, то тогда и контактный теплоперенос должен быть в среднем одинаков во всех частях системы. Однако недавно было показано, что механическая нагрузка в засыпках распределяется неравномерно. В случае приложения внешней механической нагрузки к засыпке в ней образуются структуры, получившие название цепочек силы или force chains в англоязычной литературе [7,9,10] (см. рис.1).



Рис.1. Пример экспериментальной визуализации цепочек силы, возникающих в гранулированной среде под действием внешней силы [10]. Эксперимент с двумерной бидисперсной системой фотоэластичных дисков.

По сути силовые цепочки представляют собой каркас из частиц, который принимает на себя основную

деформационную нагрузку. Значительная же часть частиц засыпки почти не подвержена нагрузке и играет роль балласта с точки зрения передачи силы. Цепочки силы ориентированы не произвольно - их пространственное направление коррелирует с вектором внешней сжимающей силы.

Логично кондуктивный предположить, что теплоперенос по твердой фазе гранулированной засыпки должен проходить по силовым цепочкам, что и было экспериментально подтверждено нами ранее [11]. Однако степень вовлечения балластной, с точки зрения механической нагрузки, части засыпки в процесс теплопереноса не оценивалась, поэтому определение роли силовых цепочек при переносе тепла В гранулированных средах является предметом дальнейших исследований.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Доказательство гипотезы о влиянии силовых цепочек на процесс теплопереноса в гранулированной среде может быть основано на хорошо известной аналогии между распространением тепла и распространением электричества (теплопроводность и электропроводность) [8,12-14]. Так, например, в стационарном состоянии распределение температуры и распределение плотности электрического заряда по системе описывается одним и тем же уравнением – уравнением Пуассона. Многие модели контактной теплопроводности построены на аналогии с закономерностями, присущими электрическим контактам. Однако главным аргументом, позволяющим прибегнуть к данной аналогии, является закон Видемана-Франца [14], связывающий теплопроводность и электропроводность твёрдых тел - проводников электричества.

Для визуализации силовых цепочек, возникающих в гранулированной среде при внешней нагрузке, нами использована двумерная регулярная система углеродных дисков, через которую пропускался электрический ток, вызывая резистивный электрический нагрев «гранул». Регулярная упаковка одинаковых дисков необходима для минимизации влияния такого фактора, как стохастическая микроструктура среды. Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 2.

Величина электропроводности (~10³ Ом⁻¹·м⁻¹) активированного угля позволяет хорошо проявиться резистивному нагреву при протекании по нему тока. Предполагается, что ток должен протекать преимущественно по путям наименьшего сопротивления, т.е. по силовым цепочкам, образованным дисками системы. При этом в местах контактов цепочек, являющихся местами наиболее высокого сопротивления в электрической цепи, будет происходить наиболее интенсивное тепловыделение. Благодаря этому с помощью тепловизионной техники можно выявить силовые цепочки, восстановив температурное поле в двумерной гранулированной системе. Опираясь на указанную выше аналогию, мы считаем, что в засыпке из теплопроводящих и одновременно электропроводящих частиц силовые цепочки для протекания электрического тока являются одновременно силовыми цепочками для кондуктивного теплопереноса.



Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки. 1 – двумерная регулярная гетерогенная засыпка (гексагональная упаковка дисков – таблетированного активированного угля); 2 – медные подвижные пластины-электроды для создания механической нагрузки и для подачи напряжения на систему; 3 – платформа-основание установки, механически жестко связанная с подставкой для таблеток-дисков; 4 – электронные весы для измерения усилия, прикладываемого к системе; 5 – винты для создания механической нагрузки на систему дисков; 6 – резиновая прокладка прямоугольного сечения, обернутая алюминиевой фольгой (для создания равномерного механического и электрического контакта); 7 – резиновая прокладка прямоугольного сечения для корректировки размера рабочего пространства (для создания упорядоченной упаковки).

Являются ли силовые цепочки основными проводниками тока, а, следовательно, и тепла? Аналогия между «электрическими» и силовыми цепочками проведена в работе [15], в которой в качестве гранулированной среды рассмотрена двумерная гексагональная упаковка одинаковых стальных шариков, подвергаемая электрической и механической нагрузке. Карта путей протекания тока воссоздавалась в [15] с помощью сенсоров магнитного поля, возникающего перпендикулярно плоскости системы. Полученные поля значений электрического тока в рассматриваемой системе при варьировании параметров внешнего воздействия продемонстрировали формирование цепочек, напоминающих силовые, которые являются выделенными путями протекания тока. Однако авторы высказывают сомнение в том, что цепочки протекания наибольшего тока являются цепочками наибольшей механической нагрузки, поскольку не проводили одновременного картирования тока и механической силы. Здесь возникает определенная методическая проблема. Существование силовых цепочек в гранулированной среде было впервые продемонстрировано с помощью оптических экспериментов на фотоэластичных дисках, показатель преломления которых меняется под действием механической нагрузки [7]. Эти измерения позволяют увидеть силовые цепочки, но не позволяют измерить количественно распределение сил. В работе [15] скоростными магнитными датчиками поведено измерение только поля электрических токов, что не позволяет напрямую связать токи и силовые цепочки. В своей работе мы проводим одновременное измерение двух параметров - поля температур и поля токов. Это позволяет построить более сильную, подкрепленную экспериментальными фактами аргументацию протекания основной

части электрического тока и кондуктивного теплового потока именно по силовым цепочкам.

В наших экспериментах в течение относительно короткого промежутка времени (около одной минуты) к электродам системы прикладывалась постоянная разность потенциалов (от 20 до 60 В в зависимости от режима). Характерное значение тока, проходящего через систему, составляло от 100 до 350 мА. При этом в разогрев системы вкладывалась мощность от 10 - 20 Вт. Характерная величина нагрузок составляла от 10 до 600 г, что в 4 раза превышало собственный вес всех дисков системы. Прохождение электрического тока через систему приводит к ее разогреву и выделению количества теплоты, которое в заданный промежуток времени t по закону Джоуля-Ленца определяется приложенным напряжением U и сопротивлением R_{el} системы (цепочки сопротивлений): $Q = U^2 t / R_{el}$. С другой стороны, количество теплоты, необходимое для изменения температуры тела на величину ΔT , определяется как $Q \approx mC_p \Delta T$, где *m* – масса тела, *C_p* – удельная теплоемкость. Полагая, что время разогрева системы мало, пренебрежем тепловыми потерями. Тогда для величины разогрева отдельных цепочек имеем следующую оценку $\Delta T \sim 1/R_{\rm el}$. Таким образом, больший разогрев будет наблюдаться на участках системы, обладающих меньшим сопротивлением, которые и являются путями протекания электрического тока. Термическое сопротивление контакта двух тел (и электрическое, и термическое) может быть рассчитано на основании выражения $R_t \sim 1/(a\lambda)$ [16], где a- радиус (характерный размер) пятна контакта двух тел, λ - теплопроводность материала дисков. В книге [17] получено аналитическое решение задачи Герца, позволяющее найти площадь контакта двух сжимаемых дисков в зависимости от их механических свойств и сжимающего усилия F. Там показано, что ширина полосы контакта $a \sim \sqrt{F}$. Тогда термическое сопротивление контакта при прочих равных условиях будет связано со сжимающим усилием, как $R_t \approx \text{const} / \sqrt{F}$ и, соответственно, $\Delta T \sim \sqrt{F}$. Эти оценки показывают, что в исследуемой регулярной упаковке дисков должны разогреваться именно силовые цепочки, т.е. цепочки, характеризуемые максимальным по сравнению с соседними значением попарных сил сжатия.

Визуализация температурного поля двумерной системы углеродных дисков позволила провести оценку токов, проходящих через выделенные участки системы, а именно через возникающие силовые цепочки. Предварительно был проведен калибровочный эксперимент, в результате которого установлена корреляция между значениями температуры и тока (см. рис. 3, 4). Для этого была сформирована одномерная цепочка из 15 дисков, вдоль которой пропускался электрический ток (см. рис. 3а). Температурное поле, формируемое в результате разогрева системы, фиксировалось с помощью высокоточного тепловизора ИРТИС 2000 (см. рис.3 б,в). Чувствительность данного прибора составляет 0,05 °C.



Рис. 3. Калибровка зависимости разогрева одномерной цепочки дисков от протекающего по ней электрического тока: а) одномерная цепочка в экспериментальной установке; б,в) пример термограмм для одномерной цепочки из 15 дисков через 1 минуту после начала разогрева при пропускании электрического тока величиной 10 мА (б), 40 мА (б).



Рис.4. Средний разогрев цепочки из 15 дисков в зависимости от проходящего по ней тока через 1 минуту разогрева.

Каждому измеренному значению *I* электрического тока сопоставлялось усредненное по цепочке значение изменения температуры за время протекания тока (см. рис. 4), что позволило в дальнейших экспериментах на двумерной системе по измеренному разогреву цепочки рассчитывать величину протекающего по ней тока.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерная термограмма двумерной гранулированной засыпки при пропускании по ней электрического тока и приложения механической нагрузки приведена на рис. 5. Если бы механическая нагрузка распределялась равномерно по всем дискам системы, то в силу симметрии системы на пространственном масштабе одной таблетки было бы одинаковым и сопротивление всех контактов. В этом случае мы наблюдали бы равномерный разогрев и равномерное температурное поле во всей системе. Однако можно видеть, что под механической нагрузкой даже в упорядоченной системе ток протекает не по всем возможным попарным контактам таблеток, а только по выделенным цепочкам. Это и есть рассматриваемые в работе силовые цепочки. Ранее нами было показано [11], что увеличение внешней механической нагрузки не приводит к образованию новых силовых цепочек, а вызывает лишь изменение сопротивления существующих цепочек и силы протекающего по ним тока.



Рис. 5. Термограмма гранулированной засыпки при пропускании по ней электрического тока 250 мА (внешняя нагрузка на систему составляет 360 г, разность потенциалов на электроdax 41 B, сопротивление системы под нагрузкой 194 Ом).

В результате обработки термограмм обнаружено, что изменение температуры дисков вдоль возникающих силовых цепочек за время 1-2 минуты составило 3-5 °С, тогда как температура балластных участков изменилась не более чем на 0,5 °С (рисунок 5). Таким образом, сопротивление силовых цепочек для условий описанного эксперимента должно быть на порядок ниже, чем сопротивление прилегающих областей. Сжимающие усилия на силовых цепочках при этом на два порядка выше, чем в прилегающих областях, которые, в силу внутренней организации структуры упаковки дисков, не подвергнуты механической нагрузке. Все это позволяет сделать вывод, что силовые цепочки, действительно, являются путями преимущественного протекания электрического тока в рассматриваемой засыпке, а значит и в процессе переноса тепла силовые цепочки играют определяющую роль.

На рис. 6 представлено двумерное температурное поле гранулированной системы, подверженной механической нагрузке, по которой пропускается электрический ток 260 мА. Нами выделены наиболее вероятные пути протекания электрического тока сверху и снизу системы как визуально наблюдаемые наиболее разогретые цепочки дисков (на термограммах наибольшему разогреву соответствуют белые области).



Рис. 6. Термограмма гранулированной засыпки при пропускании по ней электрического тока 260 мА (внешняя нагрузка на систему составляет 400 г, разность потенциалов на электродах 40 В, сопротивление системы под нагрузкой 194 Ом).

Стрелками указаны основные цепи протекания тока сверху и снизу.

С помощью полученной калибровочной кривой восстановлены значения тока в каждой из выделенных цепочек (таблица). Результаты сопоставления степени разогрева и значений тока представлены в приложении (Табл. №1). Просуммированный по верхним цепочкам ток составил 271 мА, по нижним – 270 мА. Сравнение с результатом прямого измерения суммарного тока (260 мА) через систему свидетельствует о допустимости данного экспериментального подхода и является подтверждением наблюдения действительно тех цепочек, по которым протекает электрический ток.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено и получены количественные подтверждения того, что силовые цепочки, возникающие под действием силы тяжести и внешней механической нагрузки, являются путями преимущественного распространения кондуктивного теплового потока в гранулированной засыпке.

Список литературы

- Cheng G. J., Yu A.B. // Industrial and Engineering Chemistry Reserch. 2013, Vol. 52. Pp. 12202–12211. CHENG, G. J., YU, A. B. Particle Scale Evaluation of the Effective Thermal Conductivity from the Structure of a Packed Bed: Radiation Heat Transfer. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 2013, Vol. 52, No. 34, p. 12202– 12211.
- Павлюкевич Н.В. Введение в теорию тепло- и массопереноса в пористых средах.- Минск, ИТМО. 2002. 140 с.
- WIDENFELD, G., WEISS, Y., KALMAN, H. The effect of compression and preconsolidation on the effective thermal conductivity (ETC) of particulate beds. *Powder Technol.*, 2002, Vol. 133, p. 15–22.
- BAHRAMI, M., YOVANOVICH, M.M., CULHAM, J.R. Effective thermal conductivity of rough spherical packed beds. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2006, Vol. 49, p. 3691–3701.

- JAGOTA, A., HUI, C.Y. The effective thermal conductivity of a packing of spheres. J. Appl. Mech., 1990, Vol. 57, p. 789–791.
- WEIDENFELD, G., WEISS, Y., KALMAN, H. A theoretical model for effective thermal conductivity (ETC) of particulate beds under compression. *Granular Matter*, 2004, Vol. 6, p. 121–129.
- 7. LIU, C.-H., NAGEL, S. R., SCHECTER, D. A., et all. Force Fluctuations in Bead Packs. *Science*, 1995, Vol. 269, No. 5223, p. 513-515.
- Меснянкин С.Ю., Викулов А.Г., Викулов Д.Г. Современный взгляд на проблемы теплового контактирования твёрдых тел. Успехи физических наук, 2009, Т. 179, №9, с.945–970.
- MAJMUDAR, T.S. BEHRINGER, R.P. Contact force measurements and stress-induced anisotropy in granular materials. *Nature*, 2005, Vol. 435, p. 1079-1082.
- 10.
 Раздел физические изображения (Physics Images) официального сайта Американского физического общества. Shear Forms Force Chains. [дата доступа 25.02.2014]. URL http://www.aps.org/about/physics-images/archive/chains.cfm
- 11. Гринчук П.С., Данилова-Третьяк С.М., Стетюкевич Н.И. Экспериментальное исследование влияния силовых цепочек на меха-

низмы проводимости гранулированных сред. Доклады НАН Беларуси. 2014. №4. С. 105-112.

- BATCHELOR G.K. Thermal or Electrical Conduction Through a Granular Material. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 1977, Vol. 355, No. 1682, p. 313-333.
- NIELSEN, L.E. The Thermal and Electrical Conductivity of Two-Phase Systems. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamental*, 1974, Vol. 13, No. 1, p. 17–20.
- 14. ASHCROFT, N.W., MERMIN, N.D. *Solid State Physics*. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976. 826 p.
- Creyssels M. et al. Some aspects of electrical conduction in granular systems of various dimensions //The European Physical Journal E. – 2007. – Vol. 23, iss. 3. – Pp. 255-264.
- Ю.П. Шлыков, Е.А. Ганин, С.Н. Царевский. Контактное термическое сопротивление. М.:Энергия, 1977. 328 с.
- Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. 4-е изд., испр. -М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. - 248 с. (т. VII).

приложение

Таблица №1 Результаты экспериментального измерения токов, протекающих по силовым цепочкам системы дисков (измерения и расчеты выполнены для термограммы, представленной на рис. 6)

| | | | | | - | | | | | | | | | | | |
|---|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Номер цепочки | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 |
| Средний разогрев цепочки сверху, °С | 2,2 | 2,4 | 3,0 | 2,5 | 3,5 | 2,6 | 1,7 | 1,5 | 3,0 | 2,4 | 2,5 | 2,1 | 2,4 | 2,3 | 1,5 | - |
| Средний ток по цепочке сверху, мА | 17,1 | 18,3 | 20,9 | 18,6 | 23,3 | 19,0 | 14,9 | 14,1 | 21,1 | 18,4 | 18,7 | 16,7 | 18,2 | 17,7 | 14,0 | - |
| Средний разогрев цепочки снизу, °С | 3,0 | 3,9 | 1,4 | 1,4 | 2,4 | 1,7 | 1,3 | 2,4 | 2,1 | 1,7 | 1,9 | 2,9 | 2,8 | 2,4 | 1,4 | 1,1 |
| Средний ток по цепочке снизу, мА | 21,0 | 25,1 | 13,7 | 13,3 | 18,4 | 15,0 | 13,0 | 18,1 | 17,0 | 15,1 | 15,8 | 20,6 | 20,1 | 18,2 | 13,7 | 12,0 |



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-08

УДК 662.612; 544.452 ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ГАЗИФИКАЦИИ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Донской И.Г., Шаманский В.А.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, 664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена разработке математических моделей для описания процессов конверсии твердых топлив в процессах слоевой и поточной газификации. Отличие представленных моделей от известных заключается в сведении общей задачи к решению ряда более простых подзадач для отдельных стадий сложного физикохимического процесса. Такой подход позволяет существенно снизить вычислительную сложность полученных алгоритмов, в том числе и за счет возможности упрощения уравнений макрокинетики.

введение

Развитие технологий газификации твердых топлив является одним из путей повышения эффективности использования органического топлива и снижения вредных выбросов в окружающую среду. В связи с этим актуальна задача построения математических моделей процессов газификации, которые позволили бы воспроизводить протекание процесса в реальных установках. Разработке таких моделей посвящена настоящая работа.

Технологии газификации имеют широкий спектр применения. Сюда могут входить производство энергии (в т.ч. комбинированная выработка тепла и электричества), получение водорода и химических реагентов для получения синтетических жидких топлив и т.д. Существенен и диапазон мощности, который может покрываться установками с газификацией твердых топлив: от малых установок, работающих для обеспечения энергией небольших поселений, удаленных от централизованных сетей, до крупных тепловых электростанций с низкими выбросами, работающих по парогазовому циклу.

Естественно, что различие в требуемой мощности сказывается на организации процесса газификации. Если для малых установок предпочтительно применение низкотемпературного процесса слоевой газификации крупных кусков топлива, то на крупных установках обычно реализуется газификация топливной пыли при высоких параметрах.

При существенных различиях этих процессов (таких как гидродинамические режимы, скорости тепломассообмена и химических превращений), основные их черты, важные для теоретического описания, остаются сходными. Как будет показано ниже, исходя из достаточно общих предположений о протекании газификации твердых топлив можно построить модели для обоих случаев (слоевой и поточной газификации), имеющие практически одинаковую структуру.

Целью настоящей работы является разработка физико-химических моделей стационарных процессов газификации твердого топлива в реакторах слоевого и поточного типа, а также верификация этих моделей с привлечением доступных авторам опытных данных.

1. ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ

Большое разнообразие технических особенностей как слоевых, так и поточных газогенераторов заставляет нас выделить наиболее простые процессы. Это обращенный процесс слоевой газификации и процесс газификации пыли в потоке дутья, в которых отсутствует подача вторичного дутья, и которые проходят в одну стадию. Такие допущения не являются принципиальными ограничениями подхода. В рамках настоящей работы они не рассматриваются в целях сокращения объема материала.

Оба этих процесса, несмотря на многочисленные различия, могут быть представлены в виде типичного графа. Этот граф имеет вершины, соответствующие разным состояниям системы или ее частей (для гетерогенных систем). Дугами графа являются потоки – материальные, тепловые (см. далее рис. 1) или другой природы (например, потоки событий).

На такой схеме разные этапы превращения топлива лежат в разных вертикальных слоях (этапах траектории) - текущих состояниях системы. Между этими этапами существуют связи, которые выражаются в инвариантности какой-либо величины относительно процессов превращения (подробнее о них будет сказано ниже). Различие между слоевой и поточной газификацией заключается, в первую очередь, в разной скорости между частицами топлива и газовым окружением. Если для движения малой угольной частицы в несущем потоке состав и температура газа в окружающем пространстве ощутимо меняются со временем, то относительно медленно движущегося по слою куска топлива движение и реагирование газа происходит достаточно быстро, чтобы можно было предположить стационарность условий в газовом потоке. Это различие приводит к тому, что эволюцию системы в случае слоевой газификации становится удобнее рассматривать в эйлеровых координатах (т.е. записывать уравнения баланса в точке пространства), а для поточной газификации - в лагранжевых (т.е. привязываться к координатам движущейся частицы топлива). Это различие определяется только простотой и удобством рассмотрения: с физической точки зрения эйлеровы (пространственные) и лагранжевы (субстанциональные) координаты совершенно равноправны.

Таким образом, в представленной структуре модели процессы поточной и слоевой газификации будут различаться переменной, относительно которой рассматриваются изменений состояния системы: это время пребывания частицы в реакторе для процесса поточной газификации или пространственная координата (высота слоя) для слоевой. В первом случае уравнения связи между разными состояниями системы – это законы сохранения, однозначно определяющие текущее состояние системы исходя из предыдущего. Во втором – это уравнения элементарных балансов, которые выполняются в каждой точке пространства. В обоих случаях возможно представление процесса в виде описанного выше графа. Его дугами являются не только реально существующие материальные и тепловые потоки между разными точками пространства, связанные с выравниваем соответствующих потенциалов, но также и слагаемые в дифференциальных уравнениях баланса, отвечающие за источниковые члены. Такие «внутренние» потоки могут быть представлены как связь с внешними источниками (вершинами графа, учитывающими открытость исследуемой системы), что, как будет показано, существенно упрощает вычисления. Например, элементарный баланс основных тепловых потоков для топлива для каждого текущего равновесного состояния (рис. 1) можно записать следующим образом:

$$q_{\rm rad} - q_{\rm conv} - q_{\rm aq} - q_{\rm vol} - q_{\rm ash} + q_{\rm reag} + q_{\rm chem} - q_{\rm steph} - q_{\rm fuel} = 0$$

Здесь: $q_{\rm rad}$ – радиационный теплообмен со стенками реактора; $q_{\rm conv}$ – конвективный теплообмен с газовой фазой; $q_{\rm aq}$ – теплота испарения влаги; $q_{\rm vol}$ – теплота выхода летучих; $q_{\rm ash}$ – теплота плавления золы; $q_{\rm reag}$ – теплота с компонентами реакции из газовой фазы; $q_{\rm chem}$ – теплота химической реакции на поверхности частицы; $q_{\rm steph}$ – теплота со стефановским течением; $q_{\rm fuel}$ – теплота нагрева топливной частицы. Соответствующий баланс тепла составляется и для газовой фазы.

Основной идеей, которая предлагается в настоящей работе для проблемы расчета подобных процессов, заключается в следующем. Исходная задача решения системы дифференциальных уравнений заменяется последовательностью задач для отдельных составляющих процесс стадий. Разделение процесса на стадии проводится эвристически, так же как и определение их последовательности в процессе решения. С помощью такого «дробления» можно выделить на каждом этапе расчета подзадачи, решение которых по отдельности может быть проще, чем совместное решение связанной задачи. Например, при моделировании процессов горения удается разделить таким образом общую задачу на задачи теплои массообмена и задачу химической кинетики. Естественно, что эти задачи не решаются изолированно - их решение производится последовательно, причем на каждом шаге между решениями должна проводиться соответствующая увязка.

Бо́льшая свобода в записи уравнений химической кинетики приводит в свою очередь к широким возможностям их детального анализа и упрощения. Этот факт позволяет использовать ряд допущений, связанных, например, с применением подхода промежуточных равновесий [1].

Аналогичные разностные схемы для решения задач математической физики называются схемами с расщеплением по физическим процессам [2]. Такие методы применялись для решения задач горения в работах [3, 4].

В связи с темой настоящей работы можно выделить статью [5], в которой подобный прием применялся при моделировании слоевого горения углерода. В этой работе были разделены между собой решение задачи теплопереноса в плотном слое топлива и задача расчета кинетики химических превращений в газовой фазе и на поверхности углерода. Там же приведены результаты вычислительных экспериментов, которые показывают, что такой метод решения сходится, хотя сравнения с решением полной задачи не проводилось.

Интересным результатом применения подобных моделей является сравнение с экспериментальными данными. В указанной работе [5] наблюдалось удовлетворительное согласие между расчетными и измеренными характеристиками стационарных режимов слоевой газификации углерода. В настоящей работе формулируется модель, позволяющая рассчитать характеристики горения и газификации реального топлива, причем в двух вариантах: для слоевого процесса и для поточного процесса.

2. МОДЕЛЬ СЛОЕВОГО ОБРАЩЕННОГО ПРОЦЕССА ГАЗИФИКАЦИИ УГЛЯ

Первая из рассматриваемых в настоящей работе моделей – это модель слоевого процесса. Общая схема тепловых потоков в слое топлива может быть представлена следующим образом (рис. 1).



Рис. 1. Граф тепловых потоков в газогенераторе.

В «полной» схеме, где одновременно изменяются состав системы и температура, на каждом этапе расчета добавляются дополнительные вершины, соответствующие химическому составу. При расчете теплопереноса в данной модели, однако, состав системы в каждой вершине считается заданным. Таким образом, «полная» схема делится на два графа, один из которых служит для расчета теплопереноса, а второй - для расчета массопереноса и химических превращений. Если предположить, что газ движется в режиме идеального вытеснения (диффузионное число Пекле достаточно велико), что достаточно часто выполняется на практике, то граф для оформления «химической» подзадачи превращается в схему прямого расчета: это одномерная цепочка состояний, параметры в которых определяются заданными температурами и составом из предыдущего состояния. Этот факт делает декомпозицию задачи очень эффективной с точки зрения упрощения вычислений.

Из рис. 1 видно, что химическое превращение (горение топлива) является единственным источником теплоты (в восстановительной зоне слоя топлива суммарный тепловой эффект становится отрицательным, и химический процесс становится стоком, т.е. тепловая энергия вновь превращается в химическую). При расчете стационарного состояния этот поток принимается постоянным. Естественно, что в отличие от большинства постановок задач теории горения, в которых источниковый член нелинейно зависит от температуры, данная постановка позволяет существенно упростить расчет температурного поля. Однако эта простота касается только одного шага расчета: «химическая» подзадача не исчезает, а решается отдельно от «тепловой».

Полная схема алгоритма для расчета стационарного состояния будет следующей. На каждой итерации расчета уравнения теплового и материального баланса решаются раздельно. Это приводит к необходимости специальным образом регулировать итерационный процесс. Поскольку ведущую роль в данном случае играет температура процесса, критерием останова является стационарность температурного поля (т.е. близость двух последовательных решений).

Построенный таким образом итерационный процесс, вообще говоря, не обязательно является сходящимся к стационарному решению. На настоящий момент доказательство его сходимости получено только эмпирическим путем – как результат вычислительных экспериментов.

В настоящей работе рассматривается модель химических превращений в слое топлива, когда лимитирующим фактором является скорость гетерогенных реакций. Состав газовой фазы вычисляется с помощью простой равновесной модели. Подобный подход применялся в ряде других моделей [6, 7]. При этом моделируемая система проходит ряд последовательных равновесных состояний, которые составляют траекторию этой системы в пространстве выбранных переменных.

Для верификации модели использовали данные, полученные в лаборатории термодинамики ИСЭМ СО РАН на экспериментальном стенде для воспроизведения режимов слоевой газификации угля [8]. На рис. 2 показаны примеры расчетов температурного поля по высоте слоя при паровоздушной газификации азейского бурого угля. Сравнение по составу газа приведено в таблице 1. Можно сделать вывод об удовлетворительном согласии результатов измерений и теоретического расчета.

Таблица 1. Сравнение модели и эксперимента по составу газа для слоевой газификации угля

| Состав газа, % об. | | | | | | |
|--------------------|------|--------|--|--|--|--|
| газ | опыт | расчет | | | | |
| H ₂ | 14.2 | 19.6 | | | | |
| O.2. | 3.2 | 0.0 | | | | |
| N.2. | 52.2 | 47.4 | | | | |
| СО | 15.0 | 18.9 | | | | |
| CH ₄ | 1.4 | 0.6 | | | | |
| CO.2. | 10.1 | 10.2 | | | | |
| C.2.H.4 | 0.7 | 0.0 | | | | |
| C2H4 | 0.1 | 0.0 | | | | |



Рис. 2. Расчеты стационарных режимов газификации азейского угля в плотном слое (точки – измерения, сплошные кривые - расчет).

3. МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ГАЗИФИКАЦИИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В ПОТОКЕ

Аналогичным образом строится модель и для газификации угольной пыли. Задача здесь отличается от предыдущей рядом особенностей, связанных как с конструкцией аппаратов для проведения подобных процессов, так и с физико-химией процесса.

Главной особенностью является тот факт, что объектом моделирования является статистически усредненная угольная частица с неподвижным газовым окружением. Соответственно, переход к новому этапу превращения топлива осуществляется вдоль другой координаты – времени пребывания частицы в реакционной зоне газогенератора. Тем не менее, схема расчета при этом не меняется: потоки по-прежнему направлены как на рис. 1. Каждое следующее состояние системы однозначно определяется рядом предыдущих, поэтому обе задачи – и тепловая, и химическая – становятся схемами прямого счета.

В модели кроме разделения «тепловой» и «химической» подзадач проводится дополнительная декомпозиция «тепловой» подзадачи: лучистый теплообмен, из-за своей высокой интенсивности в зоне горения, рассчитывается отдельно от конвективного. Такая особенность позволяет снизить нелинейность теплообменной задачи и составить достаточно простую вычислительную схему для процесса в целом.

Для верификации модели поточной газификации использовали результаты замеров на станции Пуэртольяно (Испания), где реализована парокислородная газификация угольной пыли под давлением 40 атм. Исходные данные для расчетов и экспериментальные точки были взяты из отчета [9]. Результаты расчета температурного поля в реакторе представлены на рис. 3 (экспериментальные величины неизвестны).



Таблица 2. Сравнение модели и эксперимента по составу

| Состав газа, % об. | | | | | | | |
|--------------------|------|--------|--|--|--|--|--|
| газ | опыт | расчет | | | | | |
| H_2 | 21.7 | 25.5 | | | | | |
| O_2 | 0.0 | 0.0 | | | | | |
| N ₂ | 14.4 | 7.0 | | | | | |
| СО | 59.9 | 60.2 | | | | | |
| CH_4 | <0.1 | 0.1 | | | | | |
| CO ₂ | 2.9 | 5.8 | | | | | |
| Недожог, % | 3.8 | 1.5 | | | | | |

газа в поточной газификации

Из таблицы 2 видно, что модель поточной газификации дает согласие с опытом лучшее, чем для слоевой. Это, скорее всего, связано с высокими значениями температур и давлений, которые достигаются в процессе газификации, и связанной с ними высокой скоростью достижения окрестности равновесного состояния.

4. ЗАМЕЧАНИЯ О ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ДЕКОМПОЗИЦИИ

Главным отличием от других методов численного решения подобных задач является в первую очередь «локальная изотермичность»: за счет декомпозиции задачи устраняется вычислительная сложность, связанная с высокой чувствительностью кинетических констант к изменению температуры. «Химическая» подзадача решается для изотермической системы, поэтому в ряде простых случаев даже возможно применение аналитических зависимостей. Соответственно, решение «тепловой» подзадачи, в которой источник теплоты считается зависящим только от координаты задачи, а не от температуры, не представляет трудностей. Такой алгоритм достаточно быстро находит некоторое стационарное состояние, однако судить об отношении его с реальностью возможно только путем сравнения с экспериментальными данными. Одним из аргументов в пользу этого подхода может служить также тот факт, что в условиях неопределенности информации о механизме и кинетических параметрах гетерогенных химических превращений

топлива построение точных уравнений для процессов горения и газификации невозможно, поэтому эксперимент служит единственным мерилом правильности математической модели.

Простота решения на отдельных шагах алгоритма, как уже указывалось, приводит к проблеме согласования решений подзадач для получения полного решения задачи в целом. Поскольку в системе должны одновременно выполняться балансы и по теплоте, и по веществу, необходимо, чтобы решение «тепловой» подзадачи не противоречило решению «химической», и наоборот. Для этого в ряде случае также требуется корректировка промежуточных решений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье изложен метод декомпозиции задач, связанных с гетерогенным горением. Исходная задача упрощается путем разделения на «химическую» и «тепловую» подзадачи, связь между которыми осуществляется через итерационную корректировку решения. Построены математические модели процессов газификации угля в плотном слое и в потоке. Проведено сравнение результатов эксперимента и расчета на моделях.

Список литературы:

- On the interrelations between kinetics and thermodynamics as the theories of trajectories and states / B.M. Kaganovich, A.V. Keiko, V.A. Shamansky, M.S. Zarodnyuk // Chemical kinetics / Ed. by V. Patel. -Intech: 2012. - P. 31-60.
- Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. - Новосибирск: Наука, 1967. - 197 с.
- Снытников В.Н., Юрченко Е.М. Схема расщепления для задач фильтрации газа с химическими реакциями // Вычислительные технологии. - 2001. - Т. 6. - № 5. - С. 95-105.
- Кузоватов И.А., Гроо А.А., Степанов С.Г. Численное моделирование физико-химических процессов в слоевом газификаторе // Вычислительные технологии. - 2005. - Т. 10. - №5. - С. 39-48.
- 5. Ковенский В.И. Об одном методе расчета слоевого горения коксового остатка твердого топлива // Теоретические основы химической технологии. 2012. Т. 46. № 2. С. 216-228.
- Keck J.C. Rate-controlled constrained-equilibrium theory of chemical reactions in complex systems // Progress in Energy and Combustion Science. - 1990. - V. 16. - No. 2. - P. 125-154.
- Koukkari P., Pajarre R. Introducing mechanistic kinetics to the Lagrangian Gibbs energy calculation // Computers and Chemical Engineering. - 2006. - V. 30. - P. 1189-1196.
- Расчет режимов слоевой газификации угля с помощью термодинамической модели с макрокинетическими ограничениями / И.Г. Донской, А.В. Кейко, А.Н. Козлов, Д.А. Свищев, В.А. Шаманский // Теплоэнергетика. - 2013. - № 12. - С. 56-61.
- IGCC State-of-the-art Report / Rep. of Univ. of Stavanger on EU-FP7 Project. Norway, 2010.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН по направлению «Горение и взрыв»



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-09

УДК 536.4

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕАКЦИИ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ЛЕСНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА ПРИ ПОЛНОМ ПОГРУЖЕНИИ ВОДЫ В ЕГО ПОРЫ

Жданова А.О.¹, Кузнецов Г.В.¹, Стрижак П.А.¹,

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты численного исследования физико-химических процессов при испарении воды в порах приповерхностного слоя лесного горючего материала. При различных толщинах и видах лесного горючего материала (листья березы, хвоя сосны и ели) установлены характерные времена подавления реакции термического разложения.

введение

В результате пожаров снижаются защитные, водоохранные и другие полезные свойства леса, уничтожается фауна, сооружения, а в отдельных случаях и населенные пункты. Кроме того, лесной пожар представляет серьезную опасность для людей.

При тушении крупных лесных пожаров особое внимание традиционно уделяется эффективности использования теплоты испарения воды. Теплосодержание области непосредственного газофазного горения [1–3] типичных лесных горючих материалов (ЛГМ) в десятки раз превышает теплосодержание приповерхностного слоя прогретых до высоких (более 600 K) температур ЛГМ. Для снижение температуры пиролизующегося ЛГМ до T_d =400–500 K (значения соответствуют началу термического разложения) необходимо не более 3 % воды, затрачиваемой на подавление непосредственно пламени в зоне газофазного горения [1–3].

Целью настоящей работы является численное исследование физико-химических процессов при испарении воды в порах типичных ЛГМ и установление характерных времен подавления реакции термического разложения последних.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При постановке задачи теплопереноса (см. рис. 1) предполагалось, что большая совокупность капель воды прошла через пламя, и жидкость равномерно растеклась по поверхности ЛГМ. Рассматривались типичные лесные горючие материалы: листья березы, хвоя сосны и ели. В работе рассматривалось два возможных механизма теплопереноса в окрестности границы «ЛГМ – вода». В первом случае исследовались процессы теплопереноса и фазовые превращения при прохождении всей воды в поры прогретого до T>T_d слоя ЛГМ. Принималось, что над поверхностью ЛГМ формируется парогазовая смесь с некоторой температурой от 300 К до 350 К, соответствующей типичным следам «водяных снарядов» [4, 5]. Во втором случае моделирование выполнялось для системы, в которой вода заполнила поры приповерхностного слоя ЛГМ и над этим слоем образовалась пленка воды.



Рис. 1. Схема области решения задачи: 1 – слой ЛГМ с T>T_d, 2 – слой ЛГМ с порами, заполненными водой

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Математическая модель, сформулированная в соответствии с общими положениями теории [6–8] физикохимических превращений при высоких температурах, включает следующую систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных (0<t<table border="text-align: center;">textancercenter: Material Content: Materi

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q_1 W_1 \text{ при } 0 < x < x_1, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = (1 - \varphi_1) k_1^0 \exp(-\frac{E_1}{RT_1}) \quad \text{при } 0 < x < x_1, \tag{2}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} \quad \text{при } x_1 < x < L.$$
(3)

Здесь t – время, с; ρ – плотность, кг/м³; C – теплоемкость, Дж/(кгК); T – температура, K; λ – теплопроводность, Вт/(мК); Q_1 – тепловой эффект реакции термического разложения, Дж/кг; W_1 – скорость термического разложения, кг/(м³с); x – координата декартовой системы, м; φ_1 – доля вещества, способного к химическому реагированию; k_1^0 – предэкспонент, с⁻¹; E_1 – энергия активации реакции разложения, кДж/моль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(мольК); a – температуропроводность, м²/с $a=\lambda/(C\rho)$; L – размер области решения, м; индексы: 1 – слой ЛГМ с $T>T_d$, 2 – слой ЛГМ с порами, заполненными водой.

Начальные (t=0) условия: $\varphi_1 = \varphi_0(x)$, $T_1 = T_0(x)$ при $0 < x < x_1$; $T_1 = T_n$ (T_n – начальная температура воды) при $x_1 < x < L$. С целью установления начального для решаемой задачи теплопереноса (см. рис. 1) распределения температуры $T_0(x)$ и доли способного к химическому реагированию (термическому разложению) вещества $\varphi_0(x)$ в

приповерхностном слое ЛГМ (толщиной L_f) решалась задача прогрева и термического разложения последнего в условиях высоких температур [9]. Вычислялись [9] распределения $T_0(x)$ и $\varphi_0(x)$ при постоянной температуре внешней газовой среды (продуктов сгорания) – 1170 К, соответствующей средней температуре пожара [10]. Профили $T_0(x)$ и $\varphi_0(x)$ для типичных ЛГМ (листья березы, хвоя сосны и ели) приведены в [9]. Начальная температура воды T_n принималась постоянной.

На рис. 2 приведены типичные (начальные для сформулированной ниже задачи) распределения $T_0(x)$ и $\varphi_0(x)$ в ЛГМ, полученные при решении уравнения энергии для ЛГМ [9].



Рис. 2. Распределения температуры (а) и доли способного к химическому реагированию вещества (б) в ЛГМ (L_w=0.02 м) при его термическом разложении в условиях постоянной внешней температуры (1170 К): 1 – листья березы, 2 – хвоя сосны, 3 – хвоя ели

Граничные условия для системы уравнений (1) - (3) при $0 \le t \le t_d$ (см. рис. 1):

x=0 $\frac{\partial T_1}{\partial x}=0$;

$$x=L \qquad \qquad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = \alpha (T_1 - T_f); \qquad (5)$$

$$x = x_1 \qquad -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} - Q_1 W_1^{\sum} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + Q_2 W_2; \qquad (6)$$
$$T_1 = T_2;$$

где α – коэффициент теплообмена, Вт/(м²К); $T_{\rm f}$ – температура в следе «водяного снаряда», К; Q_2 – тепловой эффект испарения воды, Дж/кг; W_2 – массовая скорость ис-

парения, $\kappa r/(m^2 c)$;

$$W_1^{\sum} = \int_{y=0}^{y=y_1} \varphi_1 \rho_1 k_1^0 \exp(-\frac{E_1}{RT_1}) dx;$$
 (вычислялась аналогично

[9]).

3. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Для решения системы уравнений (1)–(6) применен метод конечных разностей [11]. Разностные аналоги дифференциальных уравнений решены локально– одномерным методом [11]. Для решения нелинейных уравнений применен метод простых итераций [12]. Одномерные разностные уравнения решены методом прогонки с использованием неявной четырехточечной разностной схемы [11]. Аналогично [1–3] использовалась «сгущающаяся» в окрестности границы фазового перехода разностная координатная сетка. При моделировании применялся неравномерный шаг по времени от 10⁻⁵ с до 10⁻³ с.

Алгоритмы численного моделирования и методика оценки достоверности результатов выполненных теоретических исследований, основанная на проверке консервативности применяемой разностной схемы, аналогичны используемым в [1–3].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлены полученные в результате проведенных численных исследований зависимости времени подавления (прекращения) реакции термического разложения от толщины ЛГМ при L_w =0.002 м.

Можно сделать заключение о том, что время прекращения реакции термического разложения меняется достаточно существенно при варьировании L_f в типичном для практики тушения пожаров диапазоне 0.02 – 0.06 м [4, 5]. Видно, что время t_d возрастает с увеличением L_f нелинейно. Так, например, при L_f =0.02–0.04 м времена t_d отличаются не более, чем на 10 с. При увеличении L_f до 0.06 м зафиксирован рост t_d на 45 с относительно полученных значений t_d при L_f =0.02 мм. Установленная особенность объясняется различными запасами энергии, аккумулированной в ЛГМ и, как следствие, отличными распределениями $T_0(x)$ и $\varphi_0(x)$ при его горении [9]. Кроме того, следует отметить, что существенную нелинейность вносят эндотермические фазовые превращения и пиролиз.



(4)

Рис.3. Зависимости времени подавления реакции термического разложения от толщины ЛГМ при L_w=0.002 м: 1 – листья березы, 2 – хвоя сосны, 3 – хвоя ели.

Зависимости времени подавления реакции термического разложения рассматриваемых ЛГМ (листья березы, хвоя сосны и ели) от толщины слоя последних с водой в порах (L_w) при $L_t=0.04$ м представлены на рис. 4.



Рис.4. Зависимости времени подавления реакции термического разложения от толщины слоя «ЛГМ – вода» при L_f=0.04 м: 1 – листья березы, 2 – хвоя сосны, 3 – хвоя ели.

Анализ результатов представленных на рисунке 4 позволяет сделать вывод о том, что инерционность процесса подавления реакции термического разложения существенно снижается при изменении L_w в диапазоне от 0.001 м до 0.003 м. Установленный эффект показывает, что при увеличении L_w вода заполняет поры слоя ЛГМ, в котором скорость химического реагирования и тепловыделение максимальны. Жидкостью блокируется область максимального энерговыделения в ЛГМ. Это приводит к значительному уменьшению характерных времен t_d. При относительно малых значениях L_w, которые составляют менее 0.001 м достаточно большой (более 0.003) по толщине слой реагирующего ЛГМ интенсивно пиролизуется. Скорости химического реагирования в этой области инерционно снижаются вследствие охлаждения прилегающих, заполненных водой, слоев ЛГМ. Однако этот процесс занимает существенно большие времена t_d , чем при *L*_w→0.003 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных численных исследований установлено, что в условиях реального пожара при наиболее типичном механизме воздействия воды на приповерхностный слой термически разлагающегося ЛГМ некоторая масса жидкости проникает в поры реагирующего материала. Большая часть воды растекается по его поверхности и представляет пленку конечной толщины. Выявлено, что в процессе подавления реакции термического разложения ЛГМ испаряется слой жидкости толщиной не более 0.001 м.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №14-08-00057)

Список литературы:

- Vysokomornaya O.V., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. Heat and Mass Transfer in the Process of Movement of Water Drops in a Hightemperature Gas Medium// Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2013. V. 86. № 1. P. 62–68.
- Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Влияние формы капли воды на результаты математического моделирования ее испарения при движении через высокотемпературные продукты сгорания// Тепловые процессы в технике. 2013. № 6. С. 254–261.
- Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Оценка эффективности использования теплоты испарения воды при тушении лесных пожаров// Пожаровзрывобезопасность. 2013. Т. 22. № 9. С. 57–63.
- Андреев Г.Г., Глушков Д.О., Панин В.Ф., Стрижак П.А. Тепломассоперенос при взаимодействии диспергированного флегматизатора горения с высокотемпературными продуктами сгорания// Бутлеровские сообщения. 2012. Т. 31. № 8. С. 86–94.
- Strizhak P.A. Influence of droplet distribution in a "water slug" on the temperature and concentration of combustion products in its wake// Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2013. V. 86. № 4. P. 895–904.
- Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д.А. Франк-Каменецкий. М.: Наука, 1987. 490 с.
- Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В.М. Пасконов, В.И. Полежаев, Л.А. Чудов. М.: Наука, 1984. 277 с.
- Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации// Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7. №5. С. 959–967.
- Жданова А.О. Определение характерных времен прекращения реакции термического разложения типичных лесных горючих материалов при воздействии «водяного снаряда»// I Международный форум «Интеллектуальные энергосистемы» г. Томск. 2013. Т.1 С. 295–298.
- Тушение пламени горючих жидкостей / В.И. Горшков. М. : Пожнаука, 2007. 268 с.
- 11. Теория разностных схем / А.А. Самарский. М.: Наука, 1983. 616 с.
- Методы решения нелинейных задач теплопроводности / Л.А. Коздоба. М.: Наука, 1975. 227 с.



УДК 536.46

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №2-09

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ В УЗКОЙ ТРУБКЕ

Крайнов А.Ю.¹, Моисеева К.М.¹

¹ Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Введение.

Задача сжигания предварительно не перемешанных компонентов горючей смеси в технологических установках относится к одной из актуальных задач в науке о горении. В случае горения предварительно не перемешанных компонент смеси процесс становится возможным после смешения компонентов за счет диффузии, и скорость горения лимитируется скоростью смешения [1].

В классической постановке задачи диффузионного горения принято допущение о бесконечной скорости химической реакции. Классическая постановка задачи диффузионного горения горючего в потоке окислителя рассматривалась в работах [2-4]. В предположении бесконечной скорости реакции в работе [2] определены основные особенности диффузионного горения и выведены соотношения, определяющие конфигурацию и длину факела. В [3] решение проведено с помощью функций Бесселя, показано, что в зависимости от коэффициента избытка окислителя пламя в трубе устанавливается либо на срезе меньшей трубы (горение с избытком окислителя) или распространяется до стенок внешней трубы (горение с недостатком окислителя). В [4] задача Бурке-Шумана решена на основе подхода Шваба-Зельдовича, получено стехиометрическое соотношение между топливом и окислителем на фронте пламени, учитывающее исходные объемы подачи компонентов горючей смеси.

При исследовании теплового режима, устанавливающегося при сжигании горючего в потоке окислителя, предположение бесконечной скорости химической реакции становится некорректным, и в этом случае необходимо вводить В систему дифференциальных уравнений слагаемые, отвечающие за источники тепла и вещества [1]. Исследования диффузионного горения газов в тонких трубках при учете конечной скорости химической реакции проведено в [5, 7]. В работе [5] для одномерной постановки задачи диффузионного горения газов в прямой трубке или радиальном канале определено существование режима периодического воспламенения и гашения пламени (FREI), аналогичного режиму, описанному в работе [6]. Результаты работы [6] для более детальной кинетики и уравнений переноса были подтверждены в работе [7].

При горении газов в тонких трубках или радиальных каналах поддержать пламя можно за счет нагрева участка трубки, как это показано в [5, 8]. В [8] показано, что нагретые стенки подогревают свежий газ, это приводит к увеличению скорости пламени и стабилизации пламени в нагретой части канала.

В настоящей работе исследовано диффузионное горение метана в потоке воздуха в двухмерной

осесимметричной постановке задачи. Полагается, что процесс горения инициируется нагретым участком боковой поверхности трубки. В работе исследовано влияние скорости потока газов на установление режима горения при интенсивном теплообмене газов с боковой поверхностью трубки.

Постановка и решение задачи.

Рассматривается задача диффузионного горения метана в потоке воздуха при раздельной подаче газов в реакционную трубку. Схема процесса представлена на рис. 1. В цилиндрическую трубку радиуса r со скоростью U и входной температурой T_v осуществляется раздельная подача потока окислителя и потока горючего. Горючее подается через трубку радиуса $r_1 < r$, площадь подачи определяется выражением $S_{gor} = \pi r_1^2$, окислитель подается на периферии, через пространство между стенками трубки и границей подачи горючего, через площадь $S_{ox} = \pi (r^2 - r_1^2)$.

После поступления в трубку газы перемешиваются между собой за счет процессов диффузии. Стенки трубки разогреты до температуры T_s , полагается, что газ обменивается теплом с боковой поверхностью трубки по закону Ньютона с коэффициентом теплообмена α_s . Теплоприход от химического процесса описывается аррениусовской кинетикой.



Рис. 1. Диффузионное горение метана в потоке воздуха. Схема подачи газов

При постановке задачи приняты следующие допущения:

1. Считается, что процесс проходит в изобарических условиях, не учитывается изменение плотности газов.

2. Поток массы метана и воздуха вдоль оси трубки постоянен, $G = \rho U$.

3. Коэффициенты диффузии горючего и окислителя равны между собой и для них справедливо соотношение $D \sim \chi_{cm}$.

Для таких допущений безразмерная математическая постановка задачи имеет вид:

Уравнение энергии:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + A_{\nu} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\delta^2} \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\psi \frac{\partial \theta}{\partial \psi} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \phi \eta_1 \eta_2 \exp\left(\frac{\theta}{1 + Ar\theta}\right).$$
(1)

Уравнение баланса массы для метана:

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} + A_{\nu} \frac{\partial \eta_1}{\partial \xi} = Le\left(\frac{1}{\delta^2} \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\psi \frac{\partial \eta_1}{\partial \psi}\right) + \frac{\partial^2 \eta_1}{\partial \xi^2}\right) - Td \eta_1 \eta_2 \exp\left(\frac{\theta}{1 + Ar\theta}\right).$$
(2)

Уравнение баланса массы для кислорода

$$\frac{\partial \eta_2}{\partial \tau} + A_{\nu} \frac{\partial \eta_2}{\partial \xi} = Le\left(\frac{1}{\delta^2} \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\psi \frac{\partial \eta_2}{\partial \psi}\right) + \frac{\partial^2 \eta_2}{\partial \xi^2}\right) - K_{\mu} Td \eta_1 \eta_2 \exp\left(\frac{\theta}{1 + Ar\theta}\right).$$
(3)

Начальные условия:

$$\theta(\xi, \psi, 0) = \theta_{b}, \quad \eta_{1}(\xi, \psi, 0) =\begin{cases} \eta_{CH_{4}}^{b}, 0 \leq \psi \leq \psi_{r1} \\ 0, \psi_{r1} < \psi \leq \psi_{r}. \end{cases}, \\ \eta_{2}(\xi, \psi, 0) =\begin{cases} 0, \ 0 \leq \psi \leq \psi_{r1} \\ \eta_{O_{2}}^{b}, \psi_{r1} < \psi \leq \psi_{r}. \end{cases}$$
(4)

Граничные условия:

выраж

$$\frac{\partial \theta(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = A_{\nu} \left(\theta(0, \psi, \tau) - \theta_{\nu} \right).$$

$$0 \le \psi \le \psi_{r1} : \begin{cases} \frac{\partial \eta_{1}(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = \frac{A_{\nu}}{Le} \left(\eta_{1}(0, \psi, \tau) - \eta_{CH_{4}}^{b} \right) \\ \frac{\partial \eta_{2}(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = 0. \end{cases}$$

$$\psi_{r1} < \psi \le \psi_{r} : \begin{cases} \frac{\partial \eta_{1}(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = 0, \\ \frac{\partial \eta_{2}(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = 0, \\ \frac{\partial \eta_{2}(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = 0, \\ \frac{\partial \eta_{2}(0, \psi, \tau)}{\partial \xi} = \frac{A_{\nu}}{Le} \left(\eta_{2}(0, \psi, \tau) - \eta_{O_{2}}^{b} \right), \\ \frac{\partial \theta(\xi_{L}, \psi, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta_{2}(\xi_{L}, \psi, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta_{1}(\xi_{L}, \psi, \tau)}{\partial \xi} = 0.$$
(6)

$$\frac{\partial \eta_2(\xi, 0, \tau)}{\partial \psi} = \frac{\partial \eta_1(\xi, 0, \tau)}{\partial \psi} = \frac{\partial \theta(\xi, 0, \tau)}{\partial \psi} = 0.$$
(7)

$$\frac{\partial \eta_2(\xi, \psi_r, \tau)}{\partial \psi} = \frac{\partial \eta_1(\xi, \psi_r, \tau)}{\partial \psi} = 0,$$

$$\frac{\partial \theta(\xi, \psi_r, \tau)}{\partial \psi} = -I_S(\theta(\xi, \psi_r, \tau) - \theta_S).$$
(8)

Здесь индексами 1 и 2 обозначены безразмерные концентрации метана и кислорода соответственно. Масштабы безразмерной задачи (1) – (8) определяются

ениями
$$t_{\rm M} = \frac{c_{cM} R T_{\rm M}^2}{E Q \rho_{cM} a_{CH_4}^b a_{O_2}^b \exp(-E/RT_{\rm M})},$$

 $x_{\rm M} = \sqrt{\kappa_{cM} t_{\rm M}}$; $y_{\rm M} = \delta x_{\rm M}$. Здесь δ – безразмерное отношение радиуса реактора к его длине – $\delta = \frac{r}{L}$,

 $\kappa_{cM} = \frac{\lambda_{cM}}{c_{cM}\rho_{cM}} - \kappa o \phi \phi$ ициент температуропроводности

смеси. Концентрация метана и концентрация кислорода обезразмерены по своим начальным значениям, взятым с

учетом геометрии подачи газов: $a_{M,CH_4} = \frac{r_1^2}{r^2} a_{CH_4}^V$,

 $a_{{}_{M},O_2} = rac{r^2 - r_1^2}{r^2} a_{O_2}^V$, что соответствует работам [3-4]. Согласно [3], концентрации метана и кислорода на фронте пламени a_{CH_4} и a_{O_2} должны быть связаны

выражением:
$$\frac{a_{CH_4}}{v_{CH_4}\mu_{CH_4}} = \frac{a_{O_2}}{v_{O_2}\mu_{O_2}}$$
, отсюда для

стехиометрической смеси на фронте пламени должно выполняться соотношение:

$$\frac{a_{CH_4}}{v_{CH_4}\mu_{CH_4}}\frac{r_1^2}{r^2} = \frac{a_{O_2}}{v_{O_2}\mu_{O_2}}\frac{r^2 - r_1^2}{r^2}.$$
 Последнее выражение

соответствует работе [4] для стехиометрической смеси. С учетом выбранных масштабов и безразмерных переменных параметры задачи определяются

соотношениями:
$$\theta_{b,1b} = \frac{E}{RT_M^2} (T_{b,1b} - T_M), \quad Le = \frac{Dc_{cM}\rho_{cM}}{\lambda_{cM}},$$

$$\begin{split} \Psi_{r} &= \frac{r}{y_{M}}, \quad \Psi_{r1} = \frac{r_{1}}{y_{M}}, \quad \theta_{v} = \frac{E}{RT_{M}^{2}} (T_{v} - T_{M}), \quad A_{v} = \frac{U_{b} t_{M}}{x_{M}}, \\ I_{S} &= \frac{\alpha_{S} y_{M}}{\lambda_{cM}}, \quad \xi_{L} = \frac{L}{x_{M}}, \quad Ar = \frac{RT_{M}}{E}, \quad \eta_{CH_{4}}^{b} = \frac{a_{b,CH_{4}}}{a_{M,CH_{4}}}, \\ \eta_{O_{2}}^{b} &= \frac{a_{b,O_{2}}}{a_{M,O_{2}}}, \quad Td = \frac{c}{a_{M,CH_{4}}} \frac{RT_{M}^{2}}{EQ}, \quad K_{\mu} = \frac{(r^{2} - r_{1}^{2})}{r_{1}^{2}}, \quad \varphi = \frac{r^{2}}{r_{1}^{2}}. \end{split}$$

*T*_м – масштабная Здесь температура, *c* – теплоемкость, ρ – плотность, $\lambda - коэффициент$ теплопроводности, U-скорость течения смеси, Eэнергия активации, Q-тепловой эффект реакции, xосевая координата, у – радиальная координата, а – концентрация горючей компоненты, *R* – универсальная газовая постоянная, k_0 – предэкспонент в законе Аррениуса, µ-молярная масса, v-число молей. Параметр Is характеризует интенсивность теплообмена газа с внешней стенкой, A_v – скорость течения газа, Ar, Td, Le – числа Аррениуса, Тодеса и Льюиса, параметры K_{μ} .и ϕ определяют стехиометрический состав смеси.

Решение задачи (1)-(8) проводилось численно методом переменных направлений [9]. Численное исследование было направлено на определение возможности реализации колебательных режимов при диффузионном горении метана в воздухе. Для метана были выбраны кинетические параметры, соответствующие [4]: $Q = 50.125 M \square \varkappa c/\kappa c$, $E = 0.238 M Дж/моль, k_0 = 9.66 \cdot 10^{10} c^{-1}$. Теплофизические рассчитывались параметры смеси по стехиометрическому соотношению и равнялись: $\lambda_{cM} = 0.026 \ \text{Дж}/(M \cdot K \cdot c),$ $c_{cM} = 1133 \ Дж/(\kappa r K),$ $\rho_{cM} = 1.22 \ \kappa r/M^3$. Геометрия внешней и внутренней трубок выбиралась таким образом, чтобы выполнялись соотношения: $r: r_1 = 3: 1$, r: L = 1: 10. Начальная температура смеси равнялась температуре окружающей среды и соответствовала входной температуре: $T_b = T_v = 300 \ K$. Параметры, отвечающие за скорость потока и величину теплоотдачи в стенку, менялись в широких диапазонах. Соответствующие безразмерные параметры задачи равнялись – Td = 0.247, Ar = 0.045, Le = 1, $\theta_v = \theta_b = -17.43$, $\delta = 0.1$, $K_\mu = 8$, $\phi = 9$, $\psi_r = 84$, $\psi_{r1} = 28$, $\xi_L = 84$, $\eta_{O_2}^b = \eta_{CH_4}^b = 1$. При расчетах полагалось, что зажигание смеси проводится нагретым участком боковой поверхности трубки. Для температуры боковой поверхности задавалось ступенчатое распределение температуры:

$$\boldsymbol{\theta}_{S} = \begin{cases} \boldsymbol{\theta}_{b}, 0 \leq \boldsymbol{\xi} \leq \frac{4}{5}\boldsymbol{\xi}_{L}, \\ \boldsymbol{\theta}_{\omega}, \frac{4}{5}\boldsymbol{\xi}_{L} < \boldsymbol{\xi} \leq \boldsymbol{\xi}_{L}, \boldsymbol{\theta}_{\omega} > 0. \end{cases}$$

Температура θ_{ω} задавалась выше масштабной температуры, в численном исследовании выбрано $\theta_{\omega} = 10$. В случае интенсивного теплообмена между реакционной смесью и боковой поверхностью трубы $(I_S = 100)$ в возможно возникновение системе На рис. 2-4 колебательных режимов. показано распределение температуры смеси θ (ξ , ψ , τ), концентрации метана η_1 (ξ , ψ , τ) и кислорода η_2 (ξ , ψ , τ) в пространстве за период одного колебания. Поля 1-7 строились через промежутки времени $\Delta \tau = 10$. Период полученных колебаний равен Δτ = 211. На рис. 2 показано движение температурной волны. Соответствующее движение волны выгорания для концентрации метана представлено на рис. 3, движение волны выгорания кислорода построено на рис. 4. Согласно рисункам в момент времени $\tau = 180$ волна горения начинает двигаться вдоль оси реактора в направлении входа навстречу холодному потоку свежих газов. Максимальная температура системы достигается гребне волны и равна $\theta_{max} = 31$, значение на максимальной температуры соответствует адиабатическому значению, определенному по величине содержания метана в смеси – $\theta_{ad} = \theta_b + \frac{1}{Td_{ad}}$, где

$$Td_{st} = \frac{c}{a_{CH_4}^V} \frac{RT_{M}^2}{EQ} = 2.05 \cdot 10^{-2}, \quad a_{CH_4}^V -$$
концентрация

метана в смеси. По мере продвижения тепловой волны система разогревается, при этом на боковой поверхности поддерживается ступенчатый профиль температуры, а симметрии температура максимальна. на оси Продвигаясь вдоль оси, смесь отдает тепло в холодную часть стенки, поэтому за гребнем волны в любой точке ξ средняя температура по радиусу со временем уменьшается (поля 3 – 5, рис. 2). В итоге, одновременно с максимумом температуры по пространству трубки профиль температуры. перемещается убывающий Вместе с тепловой волной по пространству трубки вдоль ее оси продвигается волна выгорания метана (поля 3-5, рис. 3) и волна выгорания кислорода (поля 3 – 5, рис. 4). После того, как гребень тепловой волны достиг входной области трубки, система продолжает охлаждаться за счет теплоотдачи в боковую поверхность. Одновременно с этим со стороны входа подается метан и воздух, что ускоряет процесс охлаждения (поля 6-7, рис. 1). вновь заполняют метан Холодный И воздух пространство трубки (поля 6-7, рис. 2-3), одновременно перемешиваясь за счет процессов диффузии. После того как система охладится, в выходной области трубки начинается новый разогрев газов за счет поступления тепла от нагретого участка

боковой поверхности. Перемешанные газы начинают



Рис. 2. Распределение температуры системы θ (ξ, ψ, τ) в пространстве за период одного колебания при $A_{v} = 1.89, I_{S} = 100, τ: = 1 - 180, 2 - 190,$ 3 - 200, 4 - 210, 5 - 220, 6 - 230, 7 - 240



Рис. 3. Распределение концентрации метана η₁ (ζ, ψ, τ) в пространстве за период одного колебания при A_v = 1.89, I_S = 100, τ: = 1 – 180, 2 – 190, 3 – 200, 4 – 210, 5 – 220, 6 – 230, 7 – 240



Рис. 4. Распределение концентрации кислорода η₂ (ζ, ψ, τ) в пространстве за период одного колебания при A_v = 1.89, I_S = 100, τ: = 1 – 180, 2 – 190, 3 – 200, 4 – 210, 5 – 220, 6 – 230, 7 – 240

реагировать в выходной области, за счет этого температура системы резко повышается, газы выгорают, и процесс повторяется.

Параметрические расчеты показали, что для заданных условий зажиганий и параметров задачи колебательный режим возможен в диапазоне изменения параметра скорости потока $0.6 \le A_v \le 2.2$. Скорость химической реакции может оказаться меньше скорости диффузионного перемешивания в случае высокой

скорости подачи реагентов в зону горения [1], поэтому скорость течения газов может оказаться одним из лимитирующих параметров для возможности существования пламени. При высокой скорости течения перемешавшиеся компоненты не успевают полностью прогореть, и в зоне пламени начинают накапливаться несгоревшая смесь. За счет этого температура в зоне пламени уменьшается, что понижает скорость химической реакции, это приводит к последующему понижению температуры в данной области, и пламя со временем затухает. Кроме того, высокая скорость подачи приводит к вытеснению фронта пламени в сторону выхода из горелочного устройства, что также приводит к затуханию пламени в системе. Увеличение параметра А_v выше критического значения приводит к тому, что смесь, зажигаясь от нагретого участка боковой поверхности, не успевает зажечь слои, расположенные выше по потоку. Это связано с тем, что при больших значениях параметра течения смеси поступающие со стороны входа холодные метан и воздух выносят горячий газ, а холодный участок боковой поверхности оттягивает тепло, успевающее распространиться в данную область. Таким образом, в трубке образуется две области: область нагретого газа и область холодного газа, температура которого незначительно отличается от температуры втекающей смеси. При этом в нагретой области кислород и метан практически полностью выгорают $\eta_1(\xi_L, \psi) = \eta_2(\xi_L, \psi) = 0$, а в холодной области



Рис. 5. Распределение по пространству $\theta(\xi, \psi, \tau), \eta_1(\xi, \psi, \tau) u \eta_2(\xi, \psi, \tau)$ при $A_v = 2.2, I_s = 100 \, s$ момент времени $\tau = 1000$ их концентрации равны входным значениям $\eta_1(0, \psi) = \eta_2(0, \psi) = 1$. Распределение температуры

смеси θ (ξ , ψ , τ), концентрации метана η_1 (ξ , ψ , τ) и кислорода η_2 (ξ , ψ , τ) в пространстве показано на рис. 5.

Уменьшение параметра течения A_{ν} ниже критического значения приводит к тому, что газы, попадая на границу нагретой области, начинают интенсивно реагировать. К моменту выхода из трубки газы выгорают, и наиболее высокая температура наблюдается в окрестности выхода из реактора вблизи боковой поверхности. Так как смесь практически полностью сгорает, то волна горения не распространяется по пространству, а стоит на месте. И, как и в случае больших значений параметра A_{ν} , в системе возникает две области – область холодного течения нереагирующих газов и высокотемпературная область, создаваемая нагретым участком боковой поверхности.

Выводы

Проведено численное исследование задачи диффузионного горения метана в потоке воздуха. возможность Расчеты показали реализации колебательного режима в случае неоднородного распределения температуры стенок реактора по его длине. Определен диапазон значений безразмерного параметра течения смеси, для которого в системе возможна реализация колебательного режима.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания №2014/223 (код проекта 1943).

Список литературы:

1. Основы теории газового факела/ Вулис Л. А., Ершин Ш. А., Ярин Л. П. Л.: Энергия, 1968. 204 с.

2. Diffusion flame/ Burke S. P., Schumann T. E. W. // Ind. Chem. – 1928. – V.20. №10.

3. Вильямс Ф. А. [Williams F.A.] Теория горения/пер. с англ. С.С. Новикова, Ю.С.Рязанцева. М.: Наука, 1971.

4. Математическая теория горения и взрыва / Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. М.: Наука, 1980. 478 с.

5. Минаев С. С. Разделяющиеся пламена в узком канале с градиентом температуры в стенках/ С. С. Минаев, Е. Р. Серещенко, Р. В. Фурсенко, А. Фан, К. Марута// Физика горения и взрыва. – 2009. – №2(45). – С.12-19.

6. Maruta K. Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient/ K. Maruta, T. Kataoka, Il K. Nam, S. Minaev, R. Fursenko// Proceedings of the Combustion Institute. -2005. - V.30. - P.2429-2436.

7. Nakamura H. Bifurcations and negative propagation speeds of methane/air premixed flames with repetitive extinction and ignition in a heated microchannel/ H. Nakamura, A. Fan, S. Minaev, E. Sereshchenko, R. Fursenko, Yo. Tsuboi, K. Maruta// Combustion and flame. $-2012 - N_{\rm P}159 - C$. 1631-1643.

 Марута К. Особенности горения газа в узком нагретом канале/ К. Марута, С. С Минаев, Дж. К. Парк, К. С. Ох, Т. Фуджимори, Р. В. Фурсенко// Физика горения и взрыва. – 2004. – №5(40). – С. 21-29.

9. Введение в теорию разностных схем/ А. А. Самарский. – М.:Наука, 1971 г. – 553 с.



УДК 536.46

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-13

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ БЕДНОЙ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В U-ОБРАЗНОЙ ГОРЕЛКЕ

Крайнов А.Ю.¹, Моисеева К.М.¹

¹ Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Проблема сжигания бедных газовых смесей на сегодняшний день представляет собой одно из наиболее актуальных направлений в физике горения. Это связано как с требованиями промышленности о сокращении количества вредных выбросов в атмосферу, так и с проблемами энергетики о полезной утилизации низкокалорийных топлив. Из литературы известно, что для метановоздушной смеси концентрационные пределы воспламенимости для обычных условий варьируются от 5.3% до 14.3% [1, 2]. Для смесей с объемным содержанием метана ниже 5% можно организовать процесс горения, например, изменив давление в системе.

Способы организации эффективного горения бедных смесей предложены в [3-5], в [3] предлагалось сжигать низкокалорийные топлива в реакторе с фильтрационным пористым слоем, в [4-5] предлагалось организовать процесс горения бедной метано-воздушной смеси в Uобразной трубке. В [3] зажигание было возможно за счет теплоотдачи от пористого слоя, в [4] входящая смесь подогревалась за счет взаимного теплообмена газов через перегородку и с помощью этого зажигалась. В работе [5] на основе подходов [4, 6] была показана возможность зажигания 2% метано-воздушной смеси, внутренняя стенка U-образной трубки из [4] считалась аналогом инертного тела из [6].

При горении газообразных смесей в установках при конечной длины постоянном давлении существенное значение могут играть процессы для которых характерно теплового расширения, изменение плотности газа при изменении температуры. За счет изменения плотности газ расширяется, и характер горения может качественно измениться. Для колебательных режимов горения учет теплового расширения может оказать существенное влияние на амплитуду и частоту колебаний.

В настоящей работе на основе подходов [5, 6] рассмотрена задача о зажигании и горении бедной метано-воздушной смеси в U-образной трубке, внешние стенки которой считаются холодными, а внутренняя инициирует процесс горения и представляет собой аналог инертного тела из [6]. Холодная реакционная смесь со скоростью U, температурой T_{v} , относительной концентрацией горючей компоненты a_v подается в устройство на границе x = 0 (область I на рис. 1*b*). Смесь проходит через трубку и на границе x = L меняет направление своего движения, на границе x = 2L смесь вытекает через выходную трубку (область III, рис. 1b). На рис. 1а внутренняя стенка показана толстой черной линией на торце устройства, на рис. 1b внутренней стенке соответствует область II, расположенная между входной и выходной трубкой. Температура смеси на рис. 1b обозначена Т, температура внутренней стенки –

 T_{1} , температура внешних стенок – T_{s} , температура поверхности внутренней стенки – $T_{1.S}$.



Рис. 1. Поля: а – модель U – образного горелочного устройства; b – схема процесса движения и теплообмена смеси. I – входная трубка, II – внутренняя стенка, III – выходная трубка

Внутренняя стенка устройства представляет собой аналог инертного тела из [4], изменение ее температуры будем описывать отдельным уравнением. Внутренняя стенка обменивается теплом с реакционной смесью, протекающей через входную и выходную части трубки. Реакционная газовая смесь обменивается теплом с внутренней и внешней стенкой с коэффициентами теплообмена α_S и α_1 соответственно. Полагается, что в трубке протекают экзотермические химические реакции, определяемые законом Аррениуса с первым порядком реакции.

При постановке задачи приняты следующие лопушения: расход газовой смеси считается постоянным, учитывается распределение температуры смеси и выгорания горючей компоненты только вдоль трубок, температура внутренней стенки определяется только вдоль трубок и в поперечном направлении считается однородной, давление в системе постоянно, изменение плотности определяется из уравнения состояния идеального газа.

Для записи системы уравнений математической модели вводилась обобщенная координата х вдоль трубок горелочного устройства. Тогда общая длина трубок в этих координатах – 2L, длина внутренней стенки устройства – L. Газ, протекая вдоль трубок, обменивается теплом с поверхностью внутренней длина которой составляет 2L. стенки. Ввиду предположения об однородности температуры стенки в поперечном направлении для температуры поверхности внутренней стенки T_{1.S} выполняются равенства $T_{1,S}(x) = T_1(x)$ при 0 < x < L и $T_{1,S}(x) = T_1(2L-x)$, при L < x < 2L.

Для таких допущений безразмерная математическая модель процесса описывается следующей системой уравнений:

Уравнение теплопроводности для смеси.

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + A_{\nu} \widetilde{U} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\widetilde{\rho}} \frac{\partial^{2} \theta}{\partial \xi^{2}} + \frac{I_{1}}{\widetilde{\rho}} (\theta_{1,S} (\xi, \tau) - \theta) +
+ \frac{I_{S}}{\widetilde{\rho}} (\theta_{S} - \theta) + W(\theta, \eta), \quad 0 \le \xi \le 2\xi_{L}.$$
(1)
$$\theta_{1,S} (\xi, \tau) = \begin{cases} \theta_{1}(\xi, \tau), & 0 \le \xi \le \xi_{L}; \\ \theta_{1,S} (\xi, \tau) = \theta_{1}(2\xi_{L} - \xi, \tau), & \xi_{L} \le \xi \le 2\xi_{L}. \end{cases}$$

Уравнение неразрывности для горючей компоненты.

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} + A_{\nu} \tilde{U} \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = \frac{Le}{\tilde{\rho}} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} - Td \ W(\theta, \eta), \quad 0 \le \xi \le 2\xi_L.$$
(2)

Уравнение теплопроводности для внутренней стенки. $\partial \theta_1 = \partial^2 \theta_1 = I_1 (o(x_1) + o(x_2) + o(x_3) + o(x_3)$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = k_{\chi} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} + \frac{I_1}{k_{c\rho}} (\theta(\xi, \tau) + \theta(2\xi_L - \xi, \tau) - 2\theta_{1,S}).$$
(3)

Уравнение неразрывности.

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} + A_{\nu} \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{U}}{\partial \xi} = 0.$$
(4)

Уравнение состояния идеального газа.

$$\tilde{\rho} = \frac{\kappa_p}{Ar\theta + 1}.$$
(5)

Начальные условия:

$$\tau = 0: \ \theta(\xi, 0) = \theta_b, \ \theta_1(\xi, 0) = \theta_{1b}, \ \eta(\xi, 0) = \eta_b, \tilde{\rho}(\xi, 0) = 1, \ \widetilde{U}(\xi, 0) = 1.$$
(6)

Граничные условия:

$$\frac{\partial \theta(0,\tau)}{\partial \xi} = A_{\nu} \left(\widetilde{\rho}(0,\tau) \widetilde{U}(0,\tau) \theta(0,\tau) - \theta_{\nu} \right), \quad \frac{\partial \theta(2\xi_{L},\tau)}{\partial \xi} = 0.$$
(7)

$$\frac{\partial \Theta(0,\tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \Theta_1(\xi_L,\tau)}{\partial \xi} = 0.$$
(8)

$$Le \ \frac{\partial \eta(0,\tau)}{\partial \xi} = A_{\nu} \left(\widetilde{\rho}(0,\tau) \widetilde{U}(0,\tau) \eta - 1 \right), \quad \frac{\partial \eta(2\xi_{L},\tau)}{\partial \xi} = 0.$$
(9)

$$\widetilde{\rho}(\tau,0) = 1, \quad \widetilde{U}(\tau,0) = 1. \tag{10}$$

3 десь $W(\theta,\eta) = \eta \exp\left(\frac{\theta}{1+Ar\theta}\right); \quad \widetilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_b} \quad \varkappa \quad \widetilde{U} = \frac{U}{U_b} - \frac{1}{2}$

безразмерная плотность и скорость потока реакционной смеси соответственно, 1,S – параметры поверхности внутренней стенки, параметр ξ_L соответствует длине горелочного устройства и внутренней стенки, отсюда общая протяженность трубок горелочного устройства – $2\xi_L$. В уравнениях (6) и (10) безразмерные плотность и скорость течения реакционной смеси равны единице, что соответствует выбору ρ_b и U_b в качестве масштабов плотности и скорости течения смеси.

В качестве масштабов времени и координаты выбраны следующие переменные: $t_{ad}(T_{\rm M}) = \frac{c\rho_b R T_{\rm M}^2}{EQ w_{0*}}$ – время адиабатической реакции при температуре $T_{\rm M}$, $x_{\rm M} = \sqrt{\frac{\lambda}{c\rho_b} t_{ad}}$ – длина распространения тепловой волны за время адиабатической реакции. В качестве безразмерных переменных введены величины: $\xi = \frac{x}{x_{\rm M}}$,

$$\tau = \frac{t}{t_{ad}}; \quad \eta = \frac{a}{a_b}, \quad \theta = \frac{E}{RT_{M}^2} (T - T_{M}).$$

В соответствии с выбранными безразмерными переменными вводятся следующие безразмерные $E = \frac{E}{E}$

параметры:
$$w_{0*} = \rho_b a_b \kappa_0 \exp\left(-\frac{RT_M}{RT_M}\right), \qquad Ar = \frac{1}{E},$$

$$k_{\chi} = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1} \frac{c \rho_b}{\lambda}, \qquad A_{\nu} = \frac{c \rho_b U_b \sqrt{R T_{M}^2}}{\sqrt{\lambda E Q w_{0^*}}}, \qquad k_{c\rho} = \frac{d}{d_1} \frac{c_1 \rho_1}{c \rho},$$

$$Td = \frac{c}{Q} \frac{RT_{M}^{2}}{a_{b}E}, \quad Le = \frac{Dc\rho_{b}}{\lambda}, \quad I_{1} = \frac{\tilde{\alpha}_{1}RT_{M}^{2}}{EQw_{0^{*}}}, \quad I_{S} = \frac{\tilde{\alpha}_{s}RT_{M}^{2}}{EQw_{0^{*}}},$$
$$\tilde{\alpha}_{s} = \frac{2\alpha_{s}}{d}; \quad \tilde{\alpha}_{1} = \frac{\alpha_{1}(d_{1}+d)}{d^{2}}, \quad k_{p} = \frac{\mu p}{\rho_{b}RT_{M}}. \quad \text{Здесь} \quad T_{M} - \frac{\mu p}{\rho_{b}RT_{M}}$$

 $\rho_b RT_M$ масштабная температура, с – теплоемкость, ρ – плотность, λ – коэффициент теплопроводности, U – скорость течения смеси, Е-энергия активации, Qтепловой эффект реакции, *x* – пространственная координата, *d* – ширина трубки, *a* – концентрация компоненты, *R* – универсальная горючей газовая постоянная, μ – молярная масса, k_0 – предэкспонента в законе Аррениуса, w_{0*} - скорость химической реакции при температуре $T_{\rm M}$ и начальном значении концентрации горючей компоненты a_b . Индексами 1, S, b, v – отмечены параметры внутренней и внешней стенки трубки, начальные и входные параметры соответственно, 1, 5параметры поверхности внутренней стенки. Параметр I_{S} характеризует интенсивность теплообмена газа с внешней стенкой, I₁ - с поверхностью внутренней стенки, A_v - скорость течения газа, Ar, Td, Le - числа Аррениуса, Тодеса и Льюиса.

Задача (1) – (10) решалась численно по неявной разностной схеме методом прогонки [7] с конечными разностями против потока. Погрешность расчета составляла не более 3%.

В работе [5] задача горения газовой смеси в Uобразной трубке решалась в предположении постоянства плотности реакционной смеси, тепловым расширением пренебрегали. Основные безразмерные параметры и переменные в [5] полностью соответствовали безразмерным параметрам и переменным настоящей работы. В [5] проведено численное исследование задачи для значений параметров $k_{cp} = 221.8$, Ar = 0.03, $\eta_b = 1$, $Td = 4.74 \cdot 10^{-2}$, $k_{\chi} = 0.51$, Le = 1, $\theta_v = -21.8$, $\theta_b = -21.8$, $I_1 = 2.19, 2\xi_L = 55.2$. Безразмерные параметры течения и теплообмена смеси на боковой поверхности реактора, А_ν и I_S менялись в широких диапазонах с целью характеристик определения устанавливающихся режимов горения. В [5] показано, что в зависимости от параметров в системе возможно установление высокоили низко- температурного стационарного состояния, либо колебательного режима горения. Проведенные расчеты показали, что высокотемпературное стационарное состояние или колебательный режим устанавливаются для малых значений параметра Is. Высокотемпературное стационарное состояние устанавливается при значениях А_v в интервале $2.9 \le A_v \le 6$, колебательный режим устанавливается для значений параметра $1.5 \le A_v \le 3$. Уменьшение параметра A_{v} при малых значениях параметра I_{S} приводит к тому, что в системе реализуется низкотемпературный режим горения, при этом горючая компонента практически полностью выгорает до выхода из реактора.

В настоящей работе расчеты проводились для значений безразмерных параметров, аналогичных работе [5], параметр k_p в расчетах был равен $k_p = 0.322$. Считалось, что внутренняя стенка разогрета до начала процесса и инициирует процесс горения, температура внешних стенок равнялась температуре холодной втекающей смеси $\theta_s = \theta_v = -21.8$. Параметр теплообмена реакционной смеси с внешней поверхностью трубки I_s и параметр течения смеси A_v менялись в широких диапазонах.

Численное исследование задачи для $2\xi_L = 55.2$. показало, что при уменьшении плотности реакционной смеси в высокотемпературных областях U-трубки скорость реакционной смеси в данных областях возрастает пропорционально понижению плотности. Разогретая реакционная смесь быстро протекает через пространство трубки, и внутренняя стенка не успевает достаточно прогреться для поддержания горения. В результате волна горения затухает, и температура системы падает. В широком диапазоне значений параметров I_S и A_v высокотемпературный стационарный или колебательный режим для $2\xi_L = 55.2$ не реализуется.

В дальнейших расчетах параметр ξ_L был увеличен в полтора раза, и расчеты проводились для U-трубки протяженностью $2\xi_L = 82.8$. Расчеты показали, что в зависимости от параметра теплообмена реакционной смеси с внешней стенкой трубки *I*_S и параметра течения смеси A_{ν} в системе может реализоваться высокотемпературное устойчивое состояние или колебательный режим горения. Высокотемпературное стационарное состояние устанавливается для диапазона значений параметра течения 2 ≤ A_v ≤ 3.6, колебательный режим устанавливается для значений 1.9 ≤ A_v < 2.1. При этом параметр I_S изменяется в диапазоне $0 \le I_S \le 1.1 \cdot 10^{-3}$. Согласно расчетам при одном и том же значении параметра теплообмена Is в зависимости от параметра установиться течения смеси в системе может режим колебательный горения или высокотемпературное стационарное состояние. Высокотемпературное стационарное состояние устанавливается при больших значениях параметра течения смеси, уменьшая скорость подачи реакционной смеси, можно от высокотемпературного стационарного состояния перейти к колебательному режиму горения.

На рис. 2*а* представлено положение координаты фронта пламени ξ_f в случае выхода системы на колебательный режим горения для значений безразмерных параметров течения и теплообмена смеси с боковой поверхностью трубки $I_S = 10^{-3}$, $A_v = 1.9$, соответственно.

Для оценки влияния теплового расширения на характер устанавливающихся колебаний был проведен расчет системы без учета теплового расширения. Математическая постановка задачи соответствовала работе [5], параметры расчета соответствовали настоящей работе. Результат расчета представлен на рис. 2b. Согласно рис. 2b для математической модели, не учитывающей тепловое расширение, для заданных параметров расчета в системе также устанавливается колебательный режим горения, то есть качественное поведение системы не меняется.

Сравнение рис. 2*a* и рис. 2*b* позволяет сделать вывод, что учет теплового расширения в расчетах приводит к уменьшению амплитуды колебаний координаты фронта пламени и увеличивает время установления колебательного режима.



На рис. 3 в размерной плоскости (x, T) представлено одно полное колебание температуры реакционной смеси. При этом рис. 3*a* соответствует рис. 2*a* и определяет решение задачи с учетом теплового расширения, рис. 3*b* соответствует рис. 2*b* и определяет решение задачи без учета теплового расширения. Кривые 1 – 5 на рис. 3 строились через равные промежутки времени, для рис. 3*a* $\Delta t = 0.32 c$, при этом период полного колебания равен $\Delta t_0 = 3.3 c$. На рис. 3*b* кривые строились через $\Delta t = 0.68 c$, и период полного колебания равнялся $\Delta t_0 = 4.5 c$.

Согласно рис. 3a и рис. 3b колебательный режим устанавливается в верхней части U-трубки ($0 \le x \le 0.15$), в нижней части ($0.15 < x \le 0.3$) имеет место монотонно убывающий профиль температуры. Кривые 1 на рис. 3a и рис. 3b соответствуют воспламенению, далее, смесь разогревается (см. кривые 2, рис. 3a и рис. 3b). Тепловая волна начинает распространяться в сторону входа в U-трубку (x = 0), на рис. 3 этому соответствуют кривые 3 - 4. При продвижении волны температура на гребне падает, и далее, колебание затухает. На рис. 3a и рис. 3b кривые 5 соответствуют одному из моментов затухания. После того, как волна полностью затухла, следует некоторый период индукции, после которого процесс

вновь повторяется. Характерные времена процесса для математической модели, учитывающей тепловое расширение, и математической модели без учета расширения приведены выше.

Из сопоставления рис. За и Зb следует, что учет теплового расширения в расчетах задачи горения реакционной смеси в U-трубке, во-первых, приводит к уменьшению максимального значения температуры



 $_{0.00}^{0.00}$ 0.01 0.02 0.03 0.04 0.05 0.06 0.07 0.08 0.09 0.10 0.15 0.20 0.25 0.30 Рис. 3. Схема колебательного режима; $I_S = 10^{-3}$, U = 1 см/с. Поля – а: задача с учетом теплового расширения, b – задача без учета теплового расширения

реакционной смеси, во-вторых, сокращает область распространения волны горения по пространству трубки, в-третьих, уменьшает период колебаний.

Выводы

Проведено численное исследование задачи горения бедной метано-воздушной смеси в U-образной трубке при инициировании процесса предварительно разогретой внутренней стенкой трубки.

В работе рассмотрено влияние теплового расширения на устанавливающиеся режимы горения. Показано, что при разработке физико-математической модели горения газа учет теплового расширения позволяет точнее определить характер устанавливающегося режима работы по сравнению с математической моделью, не учитывающей тепловое расширение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания №2014/223 (код проекта 1943).

Список литературы:

- 1. Щетинков Е.С. Физика горения газов. -М.:Наука, 1965. 739 с.
- Льюис Б., Эльбе Г. [Lewis B, Von Elbe G]. Горение, пламя и взрывы в газах/ пер. с англ. под ред. К. И. Щелкина, А.А.Борисова. М.: Мир, 1968. – 591 с.
- Какуткина Н.А., Коржавин А.А., Манжос Е.В. и др. Инициирование горения газа в пористой среде внешним источником // Интерэкспо Гео-Сибирь. 2013. № 2(5). С. 189–196.
- Фурсенко Р. В., Минаев С. С. Устойчивость пламени с противоточным теплообменом// Физика горения и взрыва. 2005. №2(41). С. 17 – 25.
- Крайнов А. Ю., Моисеева К. М. Режимы горения бедной метановоздушной смеси в U-образной горелке// Вестник ТГУ. Математика и механика. 2014. №2(28). С. 69 – 76.
- Буркина Р. С., Моисеева К. М. Динамика химических процессов в проточном реакторе при теплообмене на боковой поверхности реактора и инертной насадке внутри него// Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент, Караганда. 2012. С. 300-306.
- Введение в теорию разностных схем/ А. А. Самарский. М.:Наука, 1971 г. – 553 с.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-11

УДК 614.841: 533.6.011

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ ПРИ ПОЖАРАХ В ЗДАНИЯХ

Литвинцев К.Ю.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В представленной статье проводится анализ результатов расчетов пожаров в зданиях, проведенных в рамках работ по оценке пожарной опасности зданий.

введение

В последние годы в РФ проводится достаточно большое количество прикладных расчетов развития пожаров в зданиях, связанное с введением системы независимой оценки пожарного риска и методики определения расчетных величин пожарного риска. В результате в рамках проведения расчетов риска стали проводить математическое моделирование пожаров в зданиях. Наиболее массово для этого используются относительно простые интегральная (балансовая) и зонные модели. Но для моделирования геометрически сложных объектов данные подходы не работают, и в этом случае используется полевой метод, основанный на решении уравнений вычислительной гидродинамики. Красноярскими специалистами, сотрудниками Красноярского филиала Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН был разработан программный комплекс «SigmaFire» для моделирования пожаров в зданиях на основе полевого метода, в котором объединены многолетние наработки в областях вычислительной гидродинамики и инженерной графики [1]. С использованием программного комплекса «SigmaFire» в Красноярске проводилось численное моделирование пожаров в ряде зданий, как обычных офисного типа, так и уникального, например, торговые комплексы [2]. Накопленный расчетный опыт в моделировании пожаров позволяет выделить несколько характерных особенностей распространения продуктов горения в зланиях.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Программный комплекс «SigmaFire» основывается на моделировании пространственных нестационарных турбулентных течений полевым методом и содержит программные модули, позволяющие рассчитывать процессы смешения и диффузии неоднородных газовых смесей, химические реакции в потоке, горение газообразных, жидких и твердых веществ, конвективный, радиационный теплообмен и процессы теплопроводности, движение дисперсной фазы в потоке газа. Численная методика, заложенная в пакете, основывается на методе контрольного объема для неструктурированных сеток. Используемые многоблочные структурированные неортогональные криволинейные сетки, совмещенные с границей расчетной области, позволяют моделировать процессы в геометрически сложных объектах. В программе используются схемы первого и второго порядка аппроксимации

по времени и по пространству. Для аппроксимации конвективных членов используются устойчивые противопоточные схемы второго порядка точности. Связь между полями скорости и давления реализуется при помощи эффективной SIMPLE-подобной процедуры расщепления.

Необходимо отметить, что используемые на данный момент математические модели пожаров в здании, в том числе полевые, описывают очаг пожара эмпирическими формулами, в которых скорость распространения фронта пламени постоянна, а скорость выхода продуктов горения зависит только от концентрации кислорода [3]. Альтернативные численные модели горения имеют слишком ограниченную область применения, вследствие отсутствия параметров горения для различных материалов и трудоемкости их использования [4]. При использовании эмпирической модели невозможно оценить влияние различных факторов на сам процесс горения. Но если не рассматривать непосредственно горение, то дальнейшее распространение продуктов горения можно анализировать.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЖАРОВ В ЗДАНИЯХ

При пожаре основной силой формирующей течение выступает конвективная колонка, возникающая вследствие выделения тепла при сгорании топлива (см. рис. 1). При возникновении пожара в небольшом помещении в проеме, соединяющем его с остальным зданием, возникает типичная картина, когда в верхней части проема входят горячие газы, а снизу подсасывается холодный воздух (см. рис. 1).



Рис. 1. Конвективная колонка. Поле температуры, ⁰С.

Дальнейшее распространение продуктов горения зависит от геометрии здания и наличия противодымных мероприятий. Так, например, при возникновении пожара на первом этаже в зданиях коридорного типа при открытых лестничных клетках возникает круговое движение: по лестничной клетке ближней к очагу пожара продукты горения поднимаются, а вдоль других опускаются. В результате первыми задымляются верхние этажи, а первый остается наименее задымленным (см. рис. 2).



Рис. 2. Распространение продуктов горения в многоэтажном здании коридорного типа. Задымление.

Ситуация может измениться в случае, когда проемы с лестничных клеток на этажи имеют различную площадь. И чем меньше будет площадь проема, тем естественно будет и меньше скорость задымления.

При попадании продуктов горения в свободный и не слишком длинный коридор они распространяются вдоль потолка до торцов, где начинают опускаться. Так как в подобных местах часто располагаются входы на лестницы, это приводит к тому, что выходы из подобного коридора быстро блокируются (см. рис. 3). В более длинных коридорах критические концентрации продуктов горения могут опуститься до опасной высоты по коридору раньше, нежели они дойдут до торцов коридора. Конечно, характер протекания пожара зависит не только от размеров помещения, но и от интенсивности горения. Именно соотношение этих факторов и определяет, какой характер распространения продуктов горения реализуется.



Рис. 3. Распространение продуктов горения в многоэтажном здании коридорного типа. Поле оптической плотности на высоте 1.7м, Hn/м.

Более быстрое распространение продуктов горения вдоль удаленных стен характерно и для пожаров в больших помещениях. Таким образом, на удалении очага пожара быстрее достигаются критические концентрации опасных факторов пожара, а не вблизи (см. рис. 4а). При увеличении размеров помещения (например, для помещений торговых комплексов) подобное распространение продуктов горения уже не наблюдаться по той же причине, что и для длинных коридоров. Однако, для подобных залов можно наблюдать другой эффект, когда вокруг очага пожара образуется кольцо в котором концентрации продуктов горения ниже, чем на его границах (см. рис. 4б).



Рис. 4. Распространение продуктов горения в большом помещении с очагом пожара. Задымление: а) помещение 80м×40м; б) 170м×100м

Совершенно иначе происходит распространение продуктов горения, если помещение, в котором возник пожар, имеет высокие потолки. Так в случае возникновения пожара (возгорание кабелей) в главном корпусе ТЭЦ, высота которого достигает 60м, только вблизи конвективной колонки наблюдается градиент концентраций продуктов горения. В остальном помещении концентрации продуктов горения относительно равномерно распределены по высоте (см. рис. 5).



Рис. 5. Распространение продуктов горения в большом помещении с очагом пожара. Задымление. Вертикальное сечение.

В больших зданиях, в которых есть сквозные световые колодцы, открытые внутренние лестницы или эскалаторы именно эти элементы здания главным образом определяют характер течения при условии, что очаг пожара расположен на нижних этажах и вблизи них. В этом случае горячие газы через межэтажные проемы поднимаются вверх, задымляя в первую очередь верхний этаж. Однако, если очаг пожара расположен на достаточном удалении от межэтажных проемов интенсивность задымления верхних этажей резко снижается, в том числе и из-за снижения температуры при удалении от очага пожара (см. рис. 6).



Рис. 6. Распространение продуктов горения в торговом комплексе с очагом пожара: а) расчетная область; б) Поле оптической плотности в вер-

тикальном сечении 1.7м, Нп/м.

Отдельного внимания заслуживают системы дымоудаления, механическая установка которых в лучшем случае приводит к низкой эффективности их работы, а в худшем приводит к интенсификации пожара или к более быстрой блокировке эвакуационных выходов.

Системы дымоудаления делятся на два вида: естественные и вынужденные. Естественная система дымоудаления – это фактически набор, открывающихся наружу окон и работает за счет естественной тяги. Вынужденная система дымоудаления отводит газы и продукты горения с помощью вентиляторов. Основное достоинство естественной системы дымоудаления – это саморегулируемый расход газов, который растет вместе с интенсивностью пожара. Главным недостатком является ограничения по возможности размещения. Вынужденная система дымоудаления – это, как правило, близкий к постоянному расход (излишний в начале и недостаточный при развитом пожаре), но более широкие возможности по размещению системы. Основная же проблема при разработке систем дымоудаления получить высокую эффективность для максимально возможного количества вариантов сценариев пожара.

Практические отличия этих двух типов систем можно привести на примере разработки системы дымоудаления для зрительного зала. При реконструкции зала была изменена геометрия навесных потолков, в результате чего был практически перекрыт доступ к естественной системе дымоудаления (см. рис. 7). После чего был предложен вариант со сквозными отверстиями в навесном потолке, который позволил обеспечить достаточно эффективную работу системы дымоудаления (см. рис. 8а). Однако, в итоге был реализован более худший вариант с вынужденной системой дымоудаления (см. рис. 8б), который позволил сохранить акустические свойства концертного зала. То есть в данном случае конструктивные достоинства вынужденной системы дымоудаления оказались важнее большей эффективности естественной системы дымоудаления.

На практике системы дымоудаления по большей части ставят для прохождения пожарных экспертиз, без прогнозирования ее поведения при пожаре. В итоге это может привести и к ухудшению пожарной безопасности здания. Например, одна из наиболее распространенных ошибок – это установка дымовых клапанов в коридорах, за счет которых продукты горения быстрее заполняют пути эвакуации людей. Непродуманная система вынужденного дымоудаления, порой может привести к совершенно неожиданным результатам. Так при установке мощных вытяжных систем без обеспечения притока воздуха возникают проблемы с открытием дверей наружу из помещения из-за разряжения, создаваемого вентиляторами.



Рис. 7. Зрительный зал в вертикальном сечении. Расположение навесных потолков и дымовых клапанов.



Рис. 8. Поле оптической плотности в вертикальном сечении для различных систем дымоудаления в зрительном зале, Hn/м: а) естественная; б) вынужденная.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Геометрических факторов влияющих на характер развития пожара достаточно много. В данной статье представлен только небольшой набор типичных архитектурных элементов зданий и возникающих при этом особенностей распространения продуктов горения, которые наблюдаются и на реальных пожарах. Результаты подобного анализа можно использовать при для внесения противопожарных мероприятий в конструкцию зданий для повышения их безопасности.

Кроме этого, необходимо отметить, важность проведения численного моделирования и при проектировании систем дымоудаления, которые способны не только препятствовать распространению дыма, но и в некоторых случаях наоборот помогать.

Список литературы:

- 1. Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Минаков А.В. Современные возможности СFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач // Сборник статей. Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2010. № 2(4). стр. 117-122.
- Литвинцев К.Ю., Амельчугов С.П., Дектерев А.А. Моделирование развития пожара на основе программного комплекса «SigmaFire» // Тезисы докладов XXIV Международной научно-практической конференции по проблемам пожарной безопасности, посвященная 75-летию создания института. Москва, - 2012, Ч. 1. Стр. 89-91
- Кошмаров Ю.А. Прогнозирование опасных факторов пожара в помещении: Учебное пособие - М.: Академия ГПС МВД России, 2000. 120 с.
- Guan H.Y., Kwok K.Y. Computational fluid dynamics in fire engineering: theory, modelling and practice. - Oxford: Butterworth-Heinemann, Elsevier Science and Technology, ISBN: 978-0-7506-8589-4, 2009. p. 560.


УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №2-08

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИЗБИРАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ НА ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ СО ВДУВОМ И ГОРЕНИЕМ ВОДОРОДА

Лукашов В.В., Терехов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Экспериментальное и численное исследование диффузионного горения водорода в пограничном слое. Анализируется влияние избирательной диффузии на процессы тепломассопереноса в пристенных течениях.

введение

Известно, что при изучении горения водорода [1] и углеводородных топлив [2, 3] весьма важен правильный учет избирательной диффузии (preferential diffusion). Избирательная диффузия является следствием неподобия процессов переноса вещества и энергии, т.е. неравенства парных коэффициентов молекулярной диффузии и коэффициента теплопроводности газовой смеси. Экспериментально наблюдаемые сверхадиабатные температуры во фронте пламени [2] являются следствием существенного различия между коэффициентами диффузии основных компонент газовой смеси, молекулы Н2 и радикала Н [3], что приводит к повышенному диффузионному переносу последних из зоны реакции в область реагентов. Подавление этого переноса существенным образом снижает температуру пламени [3] и, как следствие, скорость образования окислов азота [1].

С другой стороны, использование гипотезы о подобии процессов переноса различных компонент газовой смеси и тепла позволяет существенным образом упростить задачу о тепломассообмене в пограничном слое [7]. В частности, с использованием такого подхода, авторы разработали модель описывающую процесс погасания пламени на пористой поверхности при вдуве через нее топлива в поток окислителя [5].

В настоящей работе проведено экспериментальное и численное исследование диффузионного горения водорода в пограничном слое с целью выявить влияние избирательной диффузии на процессы тепломассопереноса в пристенных течениях и условия, в которых справедливо предположение о подобии процессов тепло- и массобмена.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования являлся пограничный слой воздуха, обтекающего горизонтальную пористую пластину (рис. 1), через которую равномерно вдувалась топливная смесь H₂/N₂. Скорость воздушного потока, обтекающего пластину в экспериментах и расчетах варьировалась в диапазоне от 1 до 20 м/с. Величина интенсивности вдува $\overline{J}_W = (\rho v)_W / \rho_0 U_0$ топливной смеси задавалась в диапазоне от десятых долей до единиц процентов. В качестве вдуваемого топлива использовались смеси водорода с негорючим разбавителем. Топливная смесь через нижнюю горизонтальную газопроницаемую

поверхность (1) с размером в плане $S = 95 \times 145$ мм равномерно инжектировалась в пограничный слой. Массовая доля водорода $K_{\rm H2}^1$ в топливе задавалась от 2 до 20 %. При исследовании динамики течения пограничного слоя с горением без установки каких-либо устройств стабилизирующих пламя может возникнуть проблема, вызванная смещением передней кромки пламени от начала участка вдува, механизм этого явления подробно описан в [5]. Это особенно заметно при скоростях обтекания 10 м/с и выше. В данной работе применялось ребро-стабилизатор пламени (2) высотой 3 мм. В случае обтекания пластины без горения развитый турбулент



Рис.1. Схема течения. 1- проницаемая поверхность, 2 - стабилизатор пламени, 3- термопарный зонд.

ный пограничный слой при скорости внешнего потока 10 м/с наблюдался начиная от х>100 мм. При горении пламя начинается непосредственно от тела стабилизатора, образуя слабо светящуюся поверхность. Положение фронта пламени определялось в опытах на основании измерений профилей температуры, выполненных термопарным датчиком (3).

Для измерения распределения скорости в реагирующем течении применялся PIV. При использовании оптического метода в пристенном потоке над проницаемой стенкой требуется обеспечить равномерное запыление потока светорассеивающими частицами. Для этого было применено раздельное запыление частицами TiO₂ как основного потока, так и топливной смеси.

Параллельно с экспериментальными исследованиями проводилось численное моделирование. Это позволило расширить диапазон изученных параметров - получены величины, которые важны для анализа, но определяются в эксперименте с высокой долей погрешности, либо их экспериментальное определение связано со значительными трудностями. Примерами таких величин являются распределения концентраций компонент



Рис.2. Распределения температуры в ламинарном пограничном слое с горением водорода. Точки – эксперимент, линии - численное моделирование. x=100 мм, K¹_{H2}=3%.

газовой смеси или характеристик течения в непосредственной окрестности стенки.

Используемая в настоящей работе математическая модель основана на нестационарных двумерных осредненных уравнениях Навье–Стокса, энергии и диффузии, а также химической кинетики. Кинетика горения водорода в воздухе определялась в соответствии с моделью GRI-Mech 3.0 без учета реакций с участием азота. Вследствие достаточно невысокого уровня температур излучение учитывалось только в виде теплопотерь от стенки. Осредненные уравнения замыкались при помощи v²-f модели.

Численная реализация математической модели базировалась на методе контрольного объема на структурированной совмещенной сетке. Конвективные члены аппроксимировались по противопоточной схеме второго порядка точности, диффузионные — по центральной схеме. Связь скорости и давления определялась согласно алгоритму SIMPLEC, получающиеся системы алгебраических уравнений решались при помощи сильно неявной процедуры [6].

Граничные условия во входном сечении задавались по измеренным в эксперименте профилям, верхняя и правая граница считались выходными и все переменные на них находились путем экстраполяции, на стенке тангенциальная скорость равнялась нулю, нормальная компонента считалась заданной, а значения концентраций веществ и температуры определялись из балансовых соотношений. Воспламенение обеспечивалось заданием на начальном этапе высокой температуры стенки. Независимость решения от размеров сетки достигалась при использовании (400х250) узлов, распределенных неравномерно, со сгущением к областям максимальных градиентов. При моделировании турбулентных потоков переменной плотности часто используют осреднение по Фавру с учётом пульсаций плотности. В большинстве же экспериментальных работ приводятся величины осреднённые по Рейнольдсу. Проведенные оценки показали, что в рассмотренных условиях настоящей работы оба способа осреднения дают практически идентичные результаты для средних величин.

Детальное сопоставление результатов моделирования и экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, а также представленными ранее другими авторами, приведено в работе [5]. Здесь в качестве сравнения рассмотрим только распределение температу ры в пограничном слое со вдувом и горением водорода, представленное на Рис. 2. Линии – результаты численного моделирования, точки – данные, полученные в эксперименте. Можно отметить хорошее соответствие положения фронта пламени. Заметим, что и в расчёте и в эксперименте, несмотря на некоторое отличие по величине температуры фронта, наблюдается одинаковая тенденция к росту величины температуры в зависимости от интенсивности вдува. Изменение по длине температуры фронта пламени обусловлено именно процессами диффузионного переноса в реагирующей газовой смеси. При задании равных друг-другу коэффициентов диффузии и теплопроводности, результаты моделирования показывают постоянство температуры фронта пламени вдоль всей пластины.



Рис. 3. Разность безразмерных атомарных концентраций при критическом вдуве $\overline{J}_W = 1\%$. (а) и малом ($\overline{J}_W = 0.15\%$) вдуве, когда фронт пламени располагается на стенке (б). Ламинарный режим течения: точки – эксперимент, линии - численное моделирование. $U_0=2 \ m/c, K^I_{H2}=2\%, \ \overline{J}_W=3\%$. Пунктир – турбулентный режим течения $U_0=10m/c, K^I_{H2}=4\%$.

2. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Известно, что под влиянием избирательной диффу зии может происходить нарушение подобия полей безразмерных атомарных концентраций для разных элементов. Для анализа влияния избирательной диффузия были проведены подробные измерения состава в условиях близких к критическому вдуву. Это позволило достаточно корректно оценить состав газовой смеси на стенке. На Рис. 3. представлены результаты численного моделирования и экспериментальные данные, характеризующие нарушение подобия для ламинарного потока при $U_0=2$ m/s. В качестве фактора неподобия процессов переноса вещества выбрана разность безразмерных атомарных концентраций кислорода и водорода $\overline{K}o - \overline{K}H$. На основании полученных данных можно сделать вывод о заметном нарушении подобия, максимум которого приходится на фронт пламени. Однако, величина фактора неподобия $\overline{K}o - \overline{K}H$ близка к нулю в непосредственной окрестности фронтом пламени (y^{*}/yf~1) во всех режимах.

Важно отметить, что нарушение подобия наблюдается и в турбулентном режиме течения.

В целом указанная закономерность прослеживается (рис. 4) вдоль всей пластины за исключением передней кромки пламени, где подобие нарушается в силу целого ряда иных причин. В частности, в этой области потока наблюдаются локальные градиенты давления, способные вызвать «прострел» в распределении продольной скорости или образование возвратного течения, кроме того, следует отметить, что на передней кромке пламени зоны топлива и окислителя существенным образом перекрываются.



Рис. 4. Поле значений параметра неподобия. Результаты моделирования в условиях рис. 3a.

Другим предельным случаем является режим с достаточно малым вдувом топливной смеси, таким, что фронт пламени располагался непосредственно на стенке.

В этих условиях получить надёжные опытные данные по составу зондовым методом вблизи пористой поверхности представляется малоинформативным в силу большой погрешности определения состава в пристенной области, так что анализ подобия проводился на основании результатов численного моделирования.

Результаты моделирования в этих условиях представлены на рис. Зб. Можно видеть, что при приближении фронта пламени к поверхности фактор неподобия существенно снижается и, можно сделать вывод о том, что при горении водорода в условиях когда $y_f \rightarrow 0$, приближение подобия процессов переноса в погранич-

ном слое выполняется. Это обстоятельство оказывается важным для анализа срыва пламени в пограничном слое [5].

Различие наблюдается и при сопоставлении диффузионной задачи с динамической. Используя предположение о подобии последних для случая критического вдува можно получить аналитическую оценку значения безразмерной скорости потока во фронте пламени [7].

При горении смеси H₂/N₂ в воздухе массовое содержание воды во фронте горения:

$$Y_{H2O}^{f} = \frac{9Y_{H2}^{1}Y_{O2}^{0}}{8Y_{H2}^{1} + Y_{O2}^{0}}$$

во фронте массовая доля атомарного водорода составляет:

$$K_H^f = \frac{2}{18} Y_{H20}^f$$

В приближении подобия безразмерная скорость во фронте связана с безразмерной атомарной концентрацией элемента:

$$\omega^f = \frac{K_H^W - K_H^f}{K_H^W}$$

Тогда учитывая, что по мере приближения к критическому вдуву $K_{H}^{W} \to Y_{H2}^{1}$:

$$\omega^{f} \to \frac{Y_{H_{2}}^{1} - \frac{Y_{H_{2}}^{1}Y_{O_{2}}^{0}}{8Y_{H_{2}}^{1} + Y_{O_{2}}^{0}}}{Y_{H_{2}}^{1}} = \frac{8Y_{H_{2}}^{1}}{8Y_{H_{2}}^{1} + Y_{O_{2}}^{0}}$$

независимо от вида инертного разбавителя. Заметим, что (10) не зависит от режима течения в пограничном слое. Для условий опытов [8] $Y_{H2}^1 = 0.04 \quad \omega^f \rightarrow 0.58$ близких к условиям оттеснения пограничного слоя, а результаты эксперимента дают величину $\omega_f = 0.8$, а результаты численного моделирования величину 0.8-0.9 (рис. 5), что отличается почти в 1.5 раза от вышеприведенной оценки. Причиной такого заметного расхождения является нарушение подобия динамической и диффузионной задач. Интересным фактом является то, что при y=0 безразмерные значения скорости и атомарных концентраций равны, и, соответственно, подобие всегда выполняется строго.



Рис. 5. Распределения температур (а) и скоростей (б) в турбулентном пограничном слое при горении водорода в условиях [8]: $Y_{H2}^1 = 4\%$, $\overline{J}_W = 1\%$, $U_0 = 10$ м/с, X = 120 мм.

Темные точки – эксперимент авторов, светлые – эксперимент [8], линия – численное моделирование. Стрелками указано положение фронта пламени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных экспериментальных данных и численного моделирования можно сделать вывод

о том, что как в ламинарном, так и в турбулентном пограничном слое со вдувом и горением водородо-азотных смесей при анализе полей атомарных концентраций наблюдается существенное отклонение от подобия. Кроме того, применение подхода [7], предполагающего равенство безразмерных скоростей и концентраций при горении водорода весьма ограничено.

В тоже время, полученные результаты подтверждают справедливость предположений о подобии процессов переноса на стенке в условиях, когда фронт пламени максимально приближен к ней [5]. При этом влияние избирательной диффузии минимально, что позволяет использовать аналитическое описание, основанное на приближении подобия.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-08-00730а.

- J. S. Kim, J. Park, O. B. Kwon, J. H. Yun, S. I. Keel and T. K. Kim Preferential Diffusion Effects on NO Formation in Methane/Hydrogen-Air Diffusion Flames// Energy Fuels. 2008. 22 (1). pp. 278–283.
- 2 В. В. Замащиков, И. Г. Намятов, В. А. Бунев. Особенности механизма распространения пламени в богатых смесях водород пропан — воздух // Физика горения и взрыва. 2004. т. 40. N 5. с.30-41.
- 3 Fengshan L., Ömer L. Gülder. Effects of H2 and H preferential diffusion and unity Lewis number on superadiabatic flame temperatures in rich premixed methane flames// Combustion and Flame. 2005. 143. pp. 264–281.
- 4 Пристенные газовые завесы / Волчков Э.П. Под ред.: В.П. Лебедева. Новосибирск: Наука, 1983. 240С.
- 5 Volchkov E.P., Lukashov V.V., Terekhov V.V., Hanjalic K. Characterization of the flame blow-off conditions in a laminar boundary layer with hydrogen injection// Combustion and flame. 2013. v. 160. P. 1999–2008.
- 6 Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А., Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости, Л., Судостроение, 1989
- 7 Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. –Новосибирск, 1983. 240 с.
- 8 Ueda T., Mizomoto M., Ikai S. Thermal structure of a flat plate turbulent boundary layer diffusion flame // Bull. JSME. 1983. V. 26. P. 399–405.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-14

УДК 534.222.2

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗАХ

Прохоров Е.С.¹

¹ Институт гидродинамики им.М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Представлена изотермическая модель газовой детонации с учетом начального давления взрывчатой смеси, которая позволяет в упрощенном виде описывать как самоподдерживающие (Чепмена-Жуге), так и пересжатые и недосжатые режимы детонации. Проведена оценка точности этой модели на основе сравнительного анализа с результатами равновесных расчетов газодинамических параметров на фронте детонационных волн.

введение

В рамках классической теории для аналитического описания газодинамики детонационного процесса [1,2] обычно используется приближенная модель с сильно идеализированными представлениями о продуктах детонации (ПД), которые оправданны только возможностью простых алгебраических преобразований с законами сохранения. В частности, предполагается, что ПД – идеальный инертный газ с постоянным показателем адиабаты γ , а выделение химической энергии в виде тепла Q = const происходит мгновенно лишь на фронте детонационной волны (ДВ). По сути, эта модель применима только для качественного представления газовой детонации, поскольку при ее использовании погрешность оценок параметров ДВ относительно точных равновесных расчетов [3] превышает более 20 %.

В [4] для описания термодинамических свойств ПД, предложен иной упрошенный подход, который нивелирует недостатки, возникающие при использовании для ПД модели идеального инертного газа, и отличается универсальностью, т.е. пригодностью для достаточно широкого спектра взрывчатых газовых смесей. Этот подход, основанный на предположении об изотермичности ПД, позволяет с помощью сравнительно простого математического аппарата моделировать распространение ДВ и получать решения в виде аналитических формул, с точностью вполне достаточной для инженерных расчетов. Отметим, что в [4] рассмотрен только случай сильной детонации в газах, когда начальным давлением исходной взрывчатой смеси можно пренебречь.

В данной работе сформулированы основные положения изотермической модели газовой детонации с учетом давления перед фронтом. Анализируется возможность ее использования для оценки параметров ДВ. В дальнейшем использованы следующие обозначения: p – давление; ρ – плотность; T – температура; D – скорость фронта ДВ; u – массовая скорость; c – скорость звука; индексы: 0 – начальное значение параметра (пе-

ред фронтом ДВ); СЈ – параметр детонации Чепмена-Жуге.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Предполагается, что продукты газовой детонации представляют собой почти изотермическую среду, для которой выполняется соотношение

$$p/\rho = c_{CJ}^2 = \text{const} . \tag{1}$$

Подобное поведение ПД может быть интерпретировано сильной зависимостью теплового эффекта от температуры. Так, в [5] показано, что вследствие процессов диссоциации молекул газа полная (с учетом химической) внутренняя энергия ПД близка к ступенчатой функции с резким подъемом при температуре порядка 3000 К. Правомерность такого предположения подтверждается и результатами расчетов параметров детонации [3], из которых следует, что для интенсивно взрывающихся газовых смесей с температурой продуктов химической реакции порядка 2500÷4000 К, в рекомбинированном составе которых преобладают трехатомные молекулы, показатель равновесной адиабаты в точке Чепмена–Жуге близок к единице.

Используя (1) вместе с законами сохранения массы и импульса на сильном разрыве

$$\rho(D-u) = \rho_0 D$$
, $p + \rho(D-u)^2 = p_0 + \rho_0 D^2$, (2)

а также условием Чепмена – Жуге относительно равновесной скорости звука $c_{CJ} = D_{CJ} - u_{CJ}$, можно оценить значения параметров на фронте самоподдерживающейся детонации, которая распространяется в неподвижном взрывчатом газе ($u_0 = 0$):

$$u_{CJ} = \frac{1}{2} D_{CJ} (1 - \delta), \quad c_{CJ} = \frac{1}{2} D_{CJ} (1 + \delta),$$

$$\rho_{CJ} = \frac{2\rho_0}{1 + \delta}, \quad p_{CJ} = \frac{1}{2} \rho_0 D_{CJ}^2 (1 + \delta), \quad \delta = \frac{p_0}{\rho_0 D_{CJ}^2}.$$
(3)

При этом полагаем, что скорость фронта D_{CI} задана, например, из равновесных расчетов или измерена в эксперименте.

Соотношения (1-3) и определение для степени превышения скорости фронта (или степени пересжатия)

$$\alpha = D/D_{CJ} \tag{4}$$

позволяют найти зависимости для обезразмеренных значений параметров на детонационном фронте от α

1

$$\frac{u}{u_{CJ}} = \frac{\alpha - \delta/\alpha}{1 - \delta} \pm \sqrt{(\alpha^2 - 1)(1 + \delta^2/\alpha^2)}, \qquad (5)$$

$$\frac{p}{p_{CJ}} = \frac{\alpha}{1+\delta} \cdot \left[\alpha + \delta/\alpha \pm \sqrt{(\alpha^2 - 1)(1 + \delta^2/\alpha^2)} \right], \quad (6)$$

$$\frac{\rho}{\rho_{CJ}} = \frac{p}{p_{CJ}}, \quad \frac{T}{T_{CJ}} = 1.$$
 (7)

Поскольку для одной скорости фронта $D = \alpha D_{CJ}$ (при $\alpha > 1$) система уравнений (1-4) имеет два решения, то верхний знак перед корнем в (5) и (6) соответствует пересжатому режиму, а нижний знак – недосжатому режиму детонации. Последняя формула в (7) приведена, чтобы подчеркнуть изотермичное поведение ПД.

Соотношение (1) позволяет отказаться при расчетах параметров ПД от уравнения детонационной адиабаты, которое является следствием закона сохранения энергии на фронте ДВ. В общем случае уравнение равновесной детонационной адиабаты определяет неявную функцию давления p от удельного объема $1/\rho$. Исходя из представлений [1,2] о ПД как идеальном инертном газе с постоянными значениями параметров γ и Q, эта функция может быть преобразована к следующему виду:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1} - \frac{\rho_0}{\rho} + 2\frac{Q\rho_0}{p_0}}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}\frac{\rho_0}{\rho} - 1}$$
(8)

Как и (1), это уравнение является приближенным аналогом равновесной детонационной адиабаты для моделирования ДВ.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ

Точность приближенных моделей, прежде всего, зависит от степени аппроксимации равновесной детонационной адиабаты с помощью аналитических зависимостей (1) или (8). Поскольку другие уравнения (2), описывающие ДВ, для всех рассмотренных выше моделей совпадают.



Рис. 1. Равновесная детонационная адиабата (сплошная линия) и ее приближенные аналоги (итриховые линии) в смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ при начальных стандартных условиях: 1 – уравнение (1), 2 – уравнение (8)

На рис. 1 представлены расчеты равновесной детонационной адиабаты (сплошная линия), выполненные по методике [3] для стехиометрической ацетиленокислородной смеси $C_2H_2 + 2.5O_2$ при начальных стандартных условиях ($p_0 = 1$ атм и $T_0 = 298.15$ K) с $\gamma_0 = 1.326$. Точка $A(p_{CI}, 1/\rho_{CI})$, соответствующая состоянию ПД на

фронте детонации Чепмена-Жуге, является точкой касания адиабаты и прямой Михельсона [2], проведенной из точки начального состояния $O(p_0, 1/\rho_0)$. Точка $V(p_v, 1/\rho_0)$ на адиабате определяет давление ПД p_v при сгорании исходной смеси в замкнутом объеме. Участок кривой выше точки А соответствует пересжатым режимам детонации, а ниже (участок AV) – недосжатым режимам. Здесь же изображены приближенные аналоги равновесной детонационной адиабаты (штриховые линии), соответствующие уравнениям (1) и (8). Для их построения полагали $D_{CI} = 2424$ м/с [3], $\gamma = 1.16$ и Q = 11.8 МДж/кг. Оценки (согласно [1]) значений параметров γ и *O* в уравнении (8) получены для химической реакции $C_2H_2 + 2.5O_2 \rightarrow 2CO_2 + H_2O$, протекающей на фронте ДВ. Видно, что зависимость (1) значительно лучше аппроксимирует результаты расчета равновесной детонационной адиабаты, чем (8).

Продемонстрировать возможности изотермической модели можно на примере расчета параметров ПД в особых точках детонационной адиабаты A и V с помощью формул (1-3). Результаты таких расчетов для ряда взрывчатых смесей при начальных стандартных условиях приведены в таблице (см. приложение), где в скобках указано отклонение от точного значения [3].

Видно, что погрешность приближенных расчетов составляет 6-8 %. Это примерно в 2 раза меньше, чем в работе [4], где оценки параметров газовой детонации проводились без учета начального давления исходной взрывчатой смеси p_0 . Отметим, что при варьировании p_0 в диапазоне 0.1÷10 атм величина такой погрешности также не превышает указанного выше значения.

Равновесные детонационные адиабаты обладают подобием. Если давление и плотность за фронтом ДВ отнести к соответствующим параметрам Чепмена-Жуге, то для всех смесей, для которых проводился расчет, равновесные адиабаты хорошо укладываются на единую кривую (рис. 2). Согласно [3], такая особенность характерна для очень широкого спектра взрывчатых газовых смесей с учетом варьирования начальных p_0 и T_0 .



Рис. 2. Единая равновесная детонационная адиабата для различных газовых смесей: $1 - C_2H_2 + 2.5O_2$; $2 - 2H_2 + O_2$; $3 - 2CO + O_2$; $4 - CH_4 + 2O_2$; пунктирная линия – уравнение (1).

При анализе расчетных данных установлена следующая закономерность, которая ранее никак не обсуждалась. Оказывается, что в логарифмическом масштабе единая равновесная детонационная адиабата представляет собой почти прямую линию, которую можно описать следующей степенной функцией $p/p_{CJ} = (\rho/\rho_{CJ})^{\beta}$, где β – некоторая константа. При β = 1 эта функция совпадает с уравнением (2), представленном на рис. 2 в виде пунктирной прямой линии. Видно, что ее наклон незначительно отличается от наклона единой равновесной детонационной адиабаты. Поэтому можно предположить, что при использовании безразмерных переменных ($\tilde{p} = p/p_{CJ}$, $\tilde{u} = u/u_{CJ}$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_{CJ}$, $\tilde{T} = T/T_{CJ}$) изотермическая модель будет лучше соответствовать равновесным расчетам как пересжатой, так и недосжатой детонации [3].





б

Рис. 3. Зависимости безразмерных значений газодинамических параметров на детонационном фронте от α для пересжатой (а) и недосжатой (б) ДВ: сплошные линии – уравнения (5)-(7); пунктирная линия – уравнение (9); точки – результаты точных равновесных расчетов согласно [3].

Результаты такого сопоставления представлены на рис. 3, где можно выделить несколько особенностей. Обращает на себя внимание слабая зависимость температуры \tilde{T} от α , что согласуется с ранее выдвинутым предположением о квазиизотермичности ПД. Отметим также почти идеальное совпадение (до 1 %) точных и

приближенных зависимостей, описывающих изменение давления $\tilde{\rho}$ и массовой скорости \tilde{u} от степени превышения скорости для пересжатой детонации (рис 3, *a*). Для недосжатой детонации (рис 3, *б*) точность формул (5) и (6) также вполне приемлемая, так при $\alpha < 1.5$ она не хуже 3 %. Однако погрешность аппроксимации плотности $\tilde{\rho}$ с помощью (7) при $\alpha > 1.2$ достаточно большая. Прежде всего, это относится к пересжатой детонации. Чтобы минимизировать данную погрешность, предлагается следующий способ без применения формул (7) для вычисления $\tilde{\rho}$.

Если соотношение для закона сохранения массы из (2) разделить на естественное равенство

$$\rho_0 D_{CJ} = \rho_{CJ} (D_{CJ} - u_{CJ}),$$

то получим уравнение, которое с учетом (5) можно привести к следующему виду

$$\widetilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho_{CI}} = \frac{\alpha \left(\frac{D_{CI}}{u_{CI}} - 1\right)}{\alpha \frac{D_{CI}}{u_{CI}} - \frac{u}{u_{CI}}} =$$

$$= \frac{\alpha \left(\frac{D_{CI}}{u_{CI}} - 1\right)}{\alpha \frac{D_{CI}}{u_{CI}} - \frac{\alpha - \delta/\alpha}{1 - \delta} \pm \sqrt{(\alpha^2 - 1)(1 + \delta^2/\alpha^2)}}.$$
(9)

Если использовать в (9) приближенные значения параметров (3), то это не позволяет существенно уменьшить погрешность оценок $\tilde{\rho}$ в зависимости от α . Поэтому предлагается воспользоваться точными значениями u_{CJ} , p_{CJ} и ρ_{CJ} для детонации Чепмена-Жуге. Тогда погрешность приближенной зависимости (9), которая на рис. 3 представлена пунктирной линией, будет не хуже, чем у формул (5) и (6).

Таким образом, зная расчеты параметров только для одной точки равновесной адиабаты (точки Чепмена-Жуге), возможно с помощью полученных соотношений (5), (6) и (9) описывать (с точностью 1-3 %) изменения массовой скорости $u = \tilde{u} \cdot u_{CJ}$, давления $p = \tilde{p} \cdot p_{CJ}$ и плотности $\rho = \tilde{\rho} \cdot \rho_{CJ}$ на фронте пересжатой или недосжатой ДВ в зависимости от ее скорости $D = \alpha D_{CJ}$. Точность таких приближенных расчетов u, p и ρ примерно в 2 раза выше, чем в [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для упрощенного аналитического описания газодинамики детонационного процесса, сформулирована модель, основанная на предположении об изотермичности продуктов детонации. Получены приближенные уравнения, позволяющие с приемлемой для практики точностью оценивать параметры детонационной волны в зависимости от ее скорости фронта. Благодаря учету начального давления исходной взрывчатой смеси в представленной модели, удалось в несколько раз снизить погрешность подобных оценок.

- Физика взрыва / Ф.А. Баум, Л.П Орленко., К.П Станюкович и др.; Под ред. К.П Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.
- Теоретическая физика: Том VI. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М.: Наука, 1986. 736 с.

- 3. Николаев Ю.А., Топчиян М.Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // ФГВ. 1977. Т. 13, № 3. С. 393-404.
- Прохоров Е.С. Приближенный расчет пересжатой газовой детонации в сужающихся каналах // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2011. Т. 6, Вып. 2. С. 4-9.
- Николаев Ю.А., Фомин П.А. О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 1. С. 66-72.

приложение

Таблица. Параметры газовой детонации при стандартных начальных условиях

| Смесь | $D_{\scriptscriptstyle CJ}$, м/с | $p_{\scriptscriptstyle CJ}$, атм | $ ho_{_{CJ}}$, кг/м 3 | <i>и_{сл}</i> , м/с | <i>с_{сл}</i> , м/с | $p_{\scriptscriptstyle V}$, атм |
|-------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|---------------------------|-----------------------------|-----------------------------|----------------------------------|
| $C_2H_2 + 2.5O_2$ | 2424 | 36.40 | 2.442 | 1195 | 1229 | 18.44 |
| | | (+7.6 %) | (+7.1 %) | (+7.9 %) | (-7.1 %) | (+8.0 %) |
| $2H_2 + O_2$ | 2837 | 20.00 | 0.9572 | 1382 | 1455 | 10.26 |
| | | (+6.4 %) | (+6.0 %) | (+6.8 %) | (-6.0 %) | (+6.9 %) |
| $2CO + O_2$ | 1798 | 19.63 | 2.337 | 875.5 | 922.5 | 10.07 |
| | | (+6.2 %) | (+5.9 %) | (+6.7 %) | (-5.9 %) | (+6.6 %) |
| $CH_4 + 2O_2$ | 2391 | 31.25 | 2.145 | 1176 | 1215 | 10.36 |
| | | (+6.5 %) | (+6.1 %) | (+6.7 %) | (-6.1 %) | (+7.9 %) |



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-2-19

УДК 621.436 МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В НССІ-ДВИГАТЕЛЕ

Сеначин А.П.¹, Сеначин П.К.^{1, 2}

¹ Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, 656038, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 46

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В последнее время разработчиков и исследователей привлекает новая технология организации рабочего процесса поршневого двигателя – НССІ-процесс (технология гомогенного заряда с воспламенением от сжатия) [1-4]. Зарубежными авторами предпринимаются попытки численного моделирования рабочего процесса НССІ-двигателя на основе приближений детального кинетического механизма (ДКМ) [5-7]. Однако неэмпирические ДКМ окисления углеводородов содержат тысячи элементарных реакций и сотни частиц, что препятствует их применению при моделировании горения в ДВС.

Рассматривается процесс воспламенения и горения гомогенной смеси метана (природного газа) с воздухом в HCCI-двигателе в рабочем объёме, ограниченном цилиндром, поршнем и крышкой камеры сгорания (Рис. 1).

В связи с тем, что, как правило, в момент начала численного счета отсутствуют предварительные экспериментальные данные о полях скоростей газа, как в объёме цилиндра, так и на его границах, примем тождественно скорости равными нулю во всех рассматриваемых точках V = 0. Это предполагает совмещение начала процесса с моментом остановки поршня, то есть с верхней мёртвой точкой (BMT).

Поскольку рабочий процесс в двигателе является циклическим, то численное моделирование для начального (нулевого по счёту цикла двигателя) с нулевыми по скорости начальными условиями в объёме и на границах (за исключением сечения впускного клапана) приведёт к тому, что в последующих циклах (первом, втором и т.д.) скорости в начале цикла уже не будут нулевыми. Процесс достаточно быстро должен выйти на стационарный режим (в смысле идентичности скоростей в соответствующих точках в начале двух любых последовательных циклов).

За начало счёта примем момент прохождения поршнем ВМТ (полагаем, что впускной клапан открыт, а выпускной клапан закрыт). Аналогом времени *t* является угол поворота $\varphi = 2\pi n_0 t$, где n_0 - частота вращения коленчатого вала. Динамика рабочего объёма приведена на рисунке 2.

Уравнения движения сжимаемой сплошной среды. Обычно используются уравнения Эйлера или уравнения Навье-Стокса. На этом этапе примем за основу нестационарную систему дифференциальных уравнений Эйлера для течения идеальной сжимаемой жидкости, в том числе уравнения:

- неразрывности (сохранения массы)

$$2\pi n_0 \frac{\partial \rho}{\partial \varphi} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad ; \tag{1}$$

- сохранения импульса по осям координат

$$2\pi n_0 \frac{\partial(\rho u)}{\partial \varphi} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 , \qquad (2)$$

$$2\pi n_0 \frac{\partial(\rho v)}{\partial \varphi} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 ,$$

$$2\pi n_0 \frac{\partial(\rho w)}{\partial \varphi} + \operatorname{div}(\rho w \mathbf{V}) + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 ;$$

- объёмной плотности полной энергии

$$2\pi n_0 \frac{\partial(\rho E)}{\partial \varphi} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p \mathbf{V}) = \Phi , \qquad (3)$$

где $h = \varepsilon + p/\rho = E - V^2/2 + p/\rho$ - удельная энтальпия; ε - удельная внутренняя энергия; E- удельная полная энергия; $\Phi = q_{chim} + q_{\alpha}$ - функция истоков в результате химической реакции и стоки тепла в результате теплообмена со стенкой. Для замыкания системы использовано уравнение состояния идеального газа в виде

$$\frac{p}{\rho} = \frac{RT}{\mu} = \frac{R}{C_p - R} \left(E - \frac{\mathbf{V}^2}{2} \right). \tag{4}$$

Для пространственного моделирования процессов в ДВС, то есть решения системы (1)-(4), в настоящее время используются методы:

- распада произвольного разрыва (метод С.К. Годунова) [8];

- контрольных (локальных) объёмов, например, в постановке Р.З. Кавтарадзе [11];

- крупных частиц (метод Ю.М. Давыдова) [12-14].



Рис. 2. Динамика рабочего объёма с моментами переключения клапанов для нулевого и первого расчетных циклов: закрытия впускного (темный диск) и открытия выпускного (светлый квадрат) клапанов вблизи НМТ;

открытия впускного (светлый диск) и закрытия выпускного (тёмный квадрат) клапанов вблизи ВМТ

По мнению Н.В. Лобова [9] и других исследователей, в настоящее время наиболее удобным и универсальным методом для решения задач подобного типа является метод Ю.М. Давыдова [12, 13].

Разностная схема МКЧ решается путём расщепления исходной системы дифференциальных уравнений по физическим процессам. Среда моделируется системой из газообразных элементов – крупных частиц, по форме совпадающих в данный момент времени с ячейкой эйлеровой сетки. Решение задачи получается в процессе многократного циклического повторения шагов во времени. Расчет каждого временного шага (вычислительного цикла) в свою очередь разбивается на три этапа: эйлерова, лагранжева и заключительного.

На эйлеровом этапе жидкость предполагается моментально замороженной. В уравнениях (1)-(3) конвективные члены вида

$$div(\rho V)$$
, $div(\rho EV)$, $div(\rho u V)$, $div(\rho v V)$, $div(\rho w V)$,
соответствующие эффектам перемещения, опускают

$$2\pi n_0 \rho \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 ,$$

$$2\pi n_0 \rho \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 ,$$

$$2\pi n_0 \rho \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 ,$$

$$2\pi n_0 \rho \frac{\partial E}{\partial \varphi} + p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) +$$

$$+ u \frac{\partial p}{\partial x} + u \frac{\partial p}{\partial y} + u \frac{\partial p}{\partial z} = \Phi ,$$

в простейшем случае аппроксимируется разностной схемой.

На лагранжевом этапе находятся потоки массы через границы ячеек в момент времени (при угле ПКВ) $\varphi^n + \Delta \varphi$. При этом полагают, что масса крупной частицы переносится за счёт нормальной к границе составляющей скорости.

На заключительном этапе находятся окончательные значения параметров потока сплошной среды (поля эйлеровых параметров) в момент времени соответствующий углу ПКВ $\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta \varphi^m$ на фиксированной сетке.

Уравнения этого этапа есть уравнения (1)-(3) сохранения массы M, импульса P и полной удельной энергии E, которые записаны для данной ячейки (крупной частицы) в разностном виде

$$M^{n+1} = M^n + \sum \Delta M^n ,$$

$$P^{n+1} = P^n + \sum \Delta P^n ,$$

$$E^{n+1} = E^n + \sum \Delta E^n .$$

Консервативность и полная дивергентность данной разностной схемы обеспечивается использованием уравнения для полной удельной энергии *E* и уравнения состояния газа в каждой ячейке (4).

Расчетная схема рабочего объёма HCCI-двигателя представлена на рисунке 3.



Рис. 3. Представление расчетной схемы рабочего объёма HCCI-двигателя (элементарные ячейки-объёмы показаны в разрезах в плоскостях x0z и x0y)

Вся область внутри рабочего объёма покрывается неподвижной в направлении осей 0x и 0y и подвижной (растягиваемой и сжимаемой вдоль оси 0zдвижущимся поршнем) эйлеровой расчётной сеткой, состоящей из прямоугольных элементарных ячеекобъёмов (крупных частиц) со сторонами Δx , Δy , Δz и объёмом $\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. Размеры Δx и Δy этих ячеек-объёмов фиксированы во времени и равны

$$\Delta x = \Delta y = D/N_{xy}, \qquad (5)$$

а размер Δz зависит от текущей координаты поршня $\Delta z = z_p / N_z$, (6)

где N_{xy} , N_z - количество ячеек вдоль осей 0x, 0y и оси 0z соответственно.

Все ячейки правильной формы (параллелепипеда с квадратным основанием) относятся к расчетной области. Для обеспечения единообразия вычислений, вдоль всей расчётной области, вне зависимости от типа границы, введём одиночный пограничный слой ячеек, которые на рисунке 3 затенены. Исходя из представленной расчетной схемы (Рисунок 3), аналогично [9], можно выделить следующие типы граничных условий: а) непроницаемая, неподвижная граница; б) непроницаемая, подвижная граница; в) проницаемая, неподвижная (открытая) граница.

В процессе численного моделирования для каждой элементарной ячейки производится определение молекулярного состава газа (блок уравнений химических процессов глобальной или детальной химической кинетики), массы и плотности газа, скорости движения по трем координатам, полной удельной энергии, температуры и давления.

Уравнения химического блока. Химический блок может включать уравнения приближённого ДКМ, например [15]. Однако на этом этапе ограничимся макрокинетикой и запишем уравнение реакции горения метана в воздухе средней влажности [16]

$$a_{f}CH_{4} + (1 - a_{f})(0.20642O_{2} + 0.76952N_{2} + (7) + 0.0145H_{2}O + 0.00923Ar + 0.00033CO_{2}) = \sum_{k} a_{k}F_{k}.$$

Здесь F_k - химическая формула *k*-го компонента продуктов сгорания; $a_f = 1/[1 + \alpha_0(1/a_f^\circ - 1)]$ - объёмная доля горючего компонента; $a_f^\circ = 0,009355$ - стехиометрическая мольная доля топлива (метана); α_0 - заданный коэффициент избытка воздуха. Тогда для *j*го компонента смеси в смесителе $a_{0j} = (1 - a_f)a_{jaтм}$.

Полагаем, что состав смеси в рабочем объёме двигателя в момент начала счёта при полностью идентичен составу смеси в смесителе и уравнение состояния смеси запишется $p_0V_c = v_0RT_0$, где $v_0 = \sum v_{0j}$. Учитываем следующие 6 компонентов смеси на входе во впускной клапан:

$$O_2(1), N_2(2), H_2O(3), Ar(4), CO_2(5), CH_4(6)$$
. (8)

Эти же компоненты смеси присутствуют в продуктах сгорания (выбрасываемых через выпускной клапан).

Химический блок включает уравнения:

- скорости химической реакции для макрокинетики метана (брутто-реакции первого порядка) [17]

$$W = k_0 \frac{RT}{p} A_6^{-0.5} A_1^{1.5} \exp\left(-\frac{E_0}{RT}\right); \qquad T \qquad (9)$$

- скоростей реакции по компонентам смеси [18] $W_1 = -2W, W_2 = W_4 = 0, W_3 = 2W$,

$$W_5 = W, W_6 = -W;$$
 (10)

 скоростей изменения числа молей компонентов смеси в ячейках (с учетом химических процессов и конвективного массообмена с соседними ячейками)

$$2\pi n_0 \frac{d\nu_j}{d\varphi} = W_j \Delta V + \sum \frac{d\nu_{jin}}{d\varphi} - \sum \frac{d\nu_{jout}}{d\varphi} ; \qquad (11)$$

- концентрации компонентов смеси (для 6 частиц) $A_i = v_i / \Delta V$. (12)

Контроль числа атомов в молекулах компонентов смеси в ячейках проводится на каждом шаге расчета. Исходное число этих атомов в топливно-воздушном заряде в единицах числа Авогадро:

- для кислорода $\sum O = 2a_{01} + a_{03} + 2a_{05}$; - для водорода $\sum H = 2a_{03} + 4a_{06}$; - для углерода $\sum C = a_{05} + a_{06}$; - для азота $\sum N = 2a_{02}$;
- для аргона $\sum Ar = a_{04}$.

В процессе этой проверки в любой ячейке в любой момент времени число атомов в одном моле в единицах числа Авогадро должно соответствовать исходным значениям, с учётом принятой погрешности.

<u>Начальные и граничные условия.</u> Начало расчёта $\varphi = \varphi_0 = 0$ (нулевого цикла двигателя) совпадает с прохождением поршнем ВМТ и началом наполнения цилиндра. Принимаем следующие допущения:

1) скорости среды в рабочем объёме равны нулю во всех рассматриваемых точках V = 0 (включая не-

подвижные и подвижные границы, как проницаемые так и непроницаемые);

2) давление смеси в ресивере $p_p = 101325$ Па постоянно и равно начальному давлению в рабочем объёме $p_0 = p_p$ (только для нулевого цикла);

3) температура смеси в ресивере $T_p = 300$ К постоянна и равна начальной температуре смеси в рабочем объёме $T_0 = T_p$ (только для нулевого цикла);

4) температура всех стенок, ограничивающих рабочий объём, постоянна и равна $T_s = 400$ K;

5) теплообменом излучением пренебрегаем.

- Yokota, H. New Concept for Low Emission Diesel Combustion / H. Yokota, Y. Kudo, H. Nakajima, T. Kakegawa and T.A. Suzuki // SAE paper.- 1997.- 97-0891.
- Glewen, William J. Analysis of cyclic variability in spark-assisted HCCI combustion using adouble Wiebe function / William J. Glewen, Robert M. Wagner, K. Dean Edwards, C. Stuart Daw // Proceeding of the Comb. Institute.- 2009.- Vol. 32.- P. 2885-2892.
- Камалтдинов, В.Г. Моделирование процесса сгорания в двигателях внутреннего сгорания с воспламенением гомогенного заряда от сжатия / В.Г. Камалтдинов, Е.В. Абелиович, А.С. Теребов // Вестник ЮУрГУ. Серия «Машиностроение». – 2007. – Вып. 10.- № 25(97).- С. 44–47.
- Камалтдинов, В.Г. Управление рабочим процессом в НССІ двигателе / В.Г. Камалтдинов, С.С. Никифоров // Двигателестроение.- 2010.- № 3 (241).- С. 3–9.
- Tsurushima, T. A new skeletal PRF kinetic model for HCCI combustion / T. Tsurushima // Proceeding of the Combustion Institute.-2009.- Vol. 32.- P. 2835-2841.
- Mehl, Margo. Experimental and kinetic modeling study of the effect of fuel composition in HCCI engines / Margo Mehl, Tiziano Faravelli, Eliseo Ranzi, David Miller, Nicholas Cernansky // Proceeding of the Combustion Institute.- 2009.- Vol. 32.- P. 2843-2850.
- Piperel, A. Impact of Ethylene and NO Addition on Fuel Oxidation Under Simulated HCCI conditions / A. Piperel, P. Dagant, and X. Montagne // Combustion Science and Technology.- 2010.- Vol. 182.- P. 422-435.
- Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский.- М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973.- Изд. 4-е, перераб. и доп.- 848 с.
- Лобов М.В. Моделирование рабочего процесса в двухтактном одноцилиндровом двигателе внутреннего сгорания / М.В. Лобов.- Пермь: Изд-во ПермГТУ, 2003.- 82 с.
- Ландау, Л.Д. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.- М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986.- 3-е изд., перераб.- 736 с.
- Кавтарадзе, Р.З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы: Учебник для вузов / Р.З. Кавтарадзе.- М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008.- 720 с.
- Давыдов, Ю.М. Крупных частиц метод // Математический энциклопедический словарь / Гл. ред. Ю.В. Прохоров.- М.: Сов. энциклопедия, 1988.- С. 303-304.
- Белоцерковский, О.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент / О.М. Белоцерковский, Ю.М. Давыдов.- М.: Наука. ГР ФМЛ, 1982.-. 392 с.
- Марчук, Г.И. Методы вычислительной математики / Г.И. Марчук. 2-е изд. М.: Наука. ГР ФМЛ, 1977. 456 с.
- Сеначин, А.П. Математическая модель горения метана с образованием вредных веществ в НССІ двигателе / А.П. Сеначин, А.А. Коржавин // Ползуновский вестник.- 2013.- № 4/3.-С. 81-85.
- Миртов, Б.А. Газовый состав атмосферы Земли и методы его анализа / Б.А. Миртов.- М.: Изд-во АН СССР, 1961.- 262 с.
- Щетинков, Е.С. Физика горения газов / Е.С. Щетинков.- М.: Наука. ГР ФМЛ, 1965.- 740 с.
- Сеначин, П.К. Задержка воспламенения топлива в дизеле с системой топливоподачи повышенного давления / П.К. Сеначин, А.П. Сеначин // Известия Самарского научного центра РАН.- 2011.- Том 13, № 1(2).- С. 479-486.



УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-2-18

ИНТЕГРАЦИЯ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ И ПИРОЛИЗА ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА: ГОРЕНИЕ ТЕРМОПЛАСТИКОВ

Снегирёв А.Ю., Коковина Е.С., Цой А.С., Талалов В.А., Степанов В.В.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

АННОТАЦИЯ

Для современного состояния теории и методов моделирования динамики пожара характерно раздельное рассмотрение процессов в газофазном пламени и горючем материале. Несмотря на значительный опыт теоретического анализа и численного моделирования как турбулентного диффузионного горения, так и пиролиза горючих материалов, их совместное рассмотрение применительно к практически важным материалам в условиях пожара остаётся нерешённой задачей. Цель данной работы – интеграция существующего опыта моделирования каждого из перечисленных процессов в рамках комбинированной модели и отработка методических аспектов совместного моделирования. В работе рассматривается нагрев, пиролиз, воспламенение и горение полностью газифицирующегося термопластика (полиметиметакрилат). Результаты совместного численного моделирования сравниваются с опубликованными экспериментальными данными. На основании результатов расчётов делается заключение о точности расчётов самоподдерживающегося горения материала с учётом тепловой обратной связи.

введение

Актуальность данной работы определяется внедрением количественной оценки рисков для обеспечения требуемого уровня пожарной безопасности. Ключевым инструментом количественной оценки риска является математическое моделирование опасных факторов пожара, опирающееся на фундаментальные законы сохранения и переноса массы, импульса и энергии и учитывающее физико-химические свойства горючих материалов.

Горение конденсированных (твёрдых и жидких) материалов предполагает протекание двух процессов существенно разной природы: газификация конденсированного (пиролиз твёрдого материала или испарение жидкости) и турбулентное газофазное горение летучих в атмосфере, содержащей окислитель. Тесное взаимодействие указанных процессов обеспечивает существование критических условий зажигания и погасания пламени (рис. 1).

Имеют место две стратегии моделирования динамики пожара.

1. Априорное задание скорости испарения жидкости или скорости газификации твёрдого материала. Это эквивалентно заданию мощности тепловыделения, соответствующей единице площади поверхности очага.

2. Совместное моделирование процесса газификации и горения в газовой фазе. В этом случае скорость гази-

фикации определяется тепловым потоком, полученным горючим материалом от газофазного пламени, диффузией пара (летучих) в газе и процессами в слое горючего материала.



Puc. 1. Тепловая обратная связь и критические явления при горении твёрдых и жидких материалов.

Специфика совместного моделирования заключается в следующем.

 Процессы в конденсированной и газовой фазе имеют существенно разную природу и описываются разными математическими моделями. Методы моделирования газификации жидкостей и твёрдых материалов также существенно отличаются друг от друга.

2. Сопряжение указанных моделей накладывает высокие требования на точность расчёта теплового потока на границе раздела фаз. В практически важных случаях (размеры очага порядка 0.2 – 1 м и более) указанный тепловой поток в значительной степени или в основном определяется излучением пламени. Для малых размеров очага повышаются требования к пространственному разрешению пограничного слоя у поверхности очага, где доминирует конвективный теплоперенос.

3. Существует положительная тепловая обратная связь, имеют место критические условия воспламенения (зажигания) и погасания пламени.

Многообразие физических явлений разной природы и значительная вычислительная сложность проблемы моделирования пожара привели к широкому использованию упрощённых подходов. Важным упрощением является раздельное моделирование газификации горючих материалов и турбулентного горение в газовой фазе. Именно этот подход традиционно применяется в инженерной практике, несмотря на то, что независимое решение каждой из задач приводят к потере значительной части информации о динамике реального пожара [1]. В самом деле, примеры совместного моделирования пиролиза горючего материала и турбулентного горения немногочисленны.

Численное и экспериментальное исследование воспламенения пластины полиметилметакрилата (ПММА) в коническом калориметре под действием внешнего теплового потока представлено в работе [2]. В численных расчётах использована двумерная осесимметричная модель. Приближённо учитывается поглощение лучистого теплового потока газовой фазой (мономер ПММА). В результате калибровки кинетических параметров одностадийной реакции окисления мономера в газовой фазе, а также модели пиролиза ПММА удалось получить хорошее согласие измеренных и расчётных значений температуры поверхности и времени задержки зажигания как для случая самовоспламенения, так и для зажигания пилотным пламенем. Как экспериментальные, так и численные результаты показывают, что процесс самовоспламенения зависит не только от пиролиза ПММА, но и от реакции в газовой фазе, особенно при низких тепловых потоках. Важно отметить, что результаты работы [2] охватывают только процессы нагрева и воспламенения образца и не содержат данных о его установившемся горении.

В работе [3] предпринята попытка совместного моделирования пиролиза и горения при распространении пламени по вертикальной поверхности пластины ПММА. В расчётах используется модель и код FDS 4.0. Оказалось, что расчётные зависимости мощности тепловыделения и скорости пиролиза от времени, не совпадают с результатами эксперимента. Завышенная высота пламени приводит к искажению распределения удельной мощности тепловыделения и, как следствие, распределения теплового потока, падающего на поверхность материала.

Для численного моделирования распространения пламени по поверхности слоя пенополиуретана в работе [4] использованы модель и код FDS. Авторам не удалось добиться количественного согласия измеренных и расчётных характеристик процесса (тепловых потоков от пламени в частности).

Попытка совместного моделирования пиролиза пластины пенополиуретана и турбулентного горения летучих предпринята в работе [5]. При этом рассматривались очаги больших размеров (1.8х1.8 м), для которых несмотря на очень грубую расчётную сетку удалось получить удовлетворительное согласие расчётной и измеренной скоростей выгорания материала на нагреваемой поверхности.

В недавно опубликованной работе [6] для совместного моделирования горения твёрдого материала под действием внешнего теплового потока авторы используют более позднюю версию FDS 5.5.3. В работе исследовано влияние следующих факторов: давление окружающей среды, появление перемешанного пламени около пилотного источника, его распространение сквозь горючую смесь над поверхностью твёрдого тела, а также последующее достижение условий самоподдерживающегося горения. Показано, что при надлежащей калибровке модели пиролиза вычисленные значения время задержки зажигания и скорости потери массы при зажигании качественно согласуются с экспериментальными данными. Поскольку в работе [6] рассматривалось ламинарное пламя, использовался режим DNS (модель подсеточной турбулентности не активировалась), а скорость реакции определялась по закону Аррениуса. Учёт зависимости скорости реакции от температуры и концентрации компонентов позволяет моделировать процесс самовоспламенения. Тепловой поток, падающий на поверхность горючего материала, определяется теплопроводностью в газе. Источник инфракрасного излучения, нагревающий твёрдый образец, моделируется как чёрное тело с постоянной температурой. С учётом рассматриваемого сценария, результаты работы [6] трудно использовать в случае турбулентного горения над поверхностью материала.

Изначально одномерная модель пиролиза горючих материалов GPyro обобщена в работе [7] на трёхмерный случай и использована совместно с расчётным кодом FDS. Полученная комбинированная модель апробирована на примере выгорании деревянных брусков под действием внешнего теплового потока. Это позволило выполнить совместное моделирование пиролиза древесины и турбулентного горения летучих над штабелем из большого количества брусков. Работа носит демонстрационный характер и показывает принципиальную возможность численного решения данного типа задач.

Наиболее развитой и апробированной в настоящее время является технология совместного моделирования, разрабатываемая в FM Global Research (см., например, [8]). Указанная технология базируется на возможностях открытого кода FireFOAM и модели пиролиза, предложенной в [9] и к настоящему времени дополненной новыми компонентами (окисления углистого остатка, учёт спектральных свойств поверхности горючего материала). Для расчёта скорости выгорания используется баланс тепла на поверхности горючего с учётом влияния вдува на коэффициент теплоотдачи. В перспективе такой подход позволяет не только предсказывать нарастание мощности тепловыделения с течением времени, но и прогнозировать затухание пожара под действием огнетушащих средств.

Можно заключить, что до настоящего времени не существует достаточно надёжной, экспериментально апробированной методики совместного моделирования пиролиза горючего материла и турбулентного газофазного горения. Это сдерживает использование существующих компьютерных кодов, в том числе FDS, для моделирования проектных и реальных пожаров в инженерной практике и стимулирует новые исследования. Опубликованные результаты применения FDS для совместного моделирования не позволяют сделать вывод об ожидаемой точности расчёта характеристик зажигания и горения. В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть зажигание и горение материала с хорошо изученными свойствами (ПММА) в условиях контролируемого нагрева внешним тепловым потоком.

Модель и код FDS [10] содержит как гидродинамический решатель для полевого моделирования в газовой фазе, так и процедуры для расчёта теплопередачи и пиролиза в твёрдом материале. Несмотря на это, в известной авторам литературе отсутствуют примеры совместного моделирования установившегося самоподдерживающегося горения с помощью FDS. Данная работа содержит результаты численного моделирования зажигания и горения твёрдого горючего материала под действием внешнего теплового потока, а также самоподдерживающегося горения в отсутствие внешнего теплового потока.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается турбулентное диффузионное горение над горизонтальной поверхностью квадратной пластины горючего материала. Нагрев поверхности пластины осуществляется внешним радиационным тепловым потоком. По мере нагрева материала происходит его термическое разложение с образованием горючего газа. Ширина пластины D принимает значения от 0.1 до 2 м. Толщина пластины выбрана достаточно большой, чтобы исключить влияние теплообмена на тыльной поверхности. Нагреваемая поверхность пластины находится в центре нижней грани кубической расчётной области. Нижняя грань расчётной области представляет непроницаемую твёрдую поверхность, температура которой остаётся равной начальному значению T_0 . Остальные грани расчётной области открыты для движения газа.

С учётом имеющихся экспериментальных данных, в работе представлены результаты моделирования следующих сценариев.

1. Турбулентное диффузионное пламя над поверхностью горючего материала с фиксированным расходом горючего газа. В данной серии вычислений исследуется влияние размера очага на расчётные распределения осреднённой по времени температуры вдоль оси пламени и на расчётные значения теплового потока, падающего на поверхность горючего материала. Кроме того, выполняется апробация модели переноса теплового излучения, оценка чувствительности результатов расчётов к размерности расчётной сетки, дискретизации телесного угла, способу расчёта спектральных свойств продуктов сгорания.

2. Моделирование условий натурных испытаний квадратной пластины горючего материала в коническом калориметре. При этом выполняется расчёт зависимости времени задержки зажигания, температуры нагреваемой поверхности в момент зажигания и скорости выгорания от внешнего теплового потока в диапазоне 20 – 100 кВт/м². Исследуется чувствительность результатов расчётов к кинетическим параметрам модели пиролиза и численному значению теплоты реакции.

3. Моделирование самоподдерживающегося горения в отсутствие внешнего теплового потока. Анализируется зависимость установившейся скорости выгорания от размера очага, и выполняется сравнение с данными измерений.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В данной работе используется программа FDS 5.5 [10], в которой реализована полевая модель, включающая модели турбулентного горения и переноса теплового излучения в газовой фазе, а также модель нагрева и пиролиза твёрдого горючего материала.

2.1. Моделирование газофазного пламени

Для расчёта трёхмерных турбулентных течений, возникающих при горении и распространении дыма, в FDS численно решается система уравнений Навье-Стокса, записанная в существенно дозвуковом приближении. В основе численного алгоритма лежит процедура расчёта поля модифицированного давления, обеспечивающего выполнение уравнения неразрывности. Для моделирования турбулентности применяется метод крупных вихрей, с использованием статической модели Смагоринского.

Скорость расходования реагентов и локальная мощность тепловыделения в турбулентном пламени вычисляется с использованием подсеточной версии модели диссипации вихрей. При этом локальные концентрации горючего, окислителя и продуктов сгорания по численному значению смесевой доли с помощью соотношений, полученных в предположении бесконечно быстрой реакции. Поле отфильтрованной (средней по объёму ячейки сетки) смесевой доли определяется путём численного решения уравнения переноса без источников. Рассматривается одностадийная необратимая реакция окисления горючего газа, в которой задаются доли атомов углерода, переходящие в сажу и монооксид углерода.

Для расчёта переноса теплового излучения решается уравнение переноса излучения в серой среде. Для более точного описания спектральных свойств продуктов сгорания имеется возможность использования метода широкой полосы. Дискретизация телесного угла выполняется методом контрольных объёмов с использованием более 100 дискретных угловых направлений. Модель учитывает поглощение, но не рассматривает рассеяние излучения.

2.2. Моделирование твёрдого горючего материала

В слое горючего материала решается уравнение теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \dot{q}_g^{\prime\prime\prime} + \dot{q}_r^{\prime\prime\prime} \,. \tag{1}$$

Учитывается перенос тепла в слое материала только по нормали к нагреваемой поверхности. Граничное условие на нагреваемой поверхности учитывает теплопередачу вглубь материала, конвективный и лучистый тепловые потоки из газовой фазы.

В модели приближённо (с помощью двухпотокового метода) учитывается прозрачность материала для падающего теплового излучения, его перенос и поглощение в слое. Источник тепла, обусловленный поглощением лучистого потока в объёме материала, представлен слагаемым $\dot{q}_r^{\prime\prime\prime}$ в правой части уравнения (1).

Поглощение тепла в реакциях термического разложения (газификации) материала учитывается объёмным источником

$$\dot{q}_{g}^{m} = \rho \Delta h_{g} \dot{r} , \qquad (2)$$

где ρ – плотность и Δh_g – теплота газификации материала. Модель пиролиза горючего материала учитывает конечную скорость реакции термического разложения,

$$\dot{r} = A(1-\alpha)^n \exp\left(-E_a/\mathscr{P}T\right) \tag{3}$$

зависящую от глубины превращения α по степенному закону и от температуры – по закону Аррениуса.

В данной работе в качестве исследуемого материала выбран полностью газифицирующийся термопластик – полиметилметакрилат (ПММА). Это обусловлено наличием значительного количества экспериментальных данных о пиролизе, зажигании и установившемся горении данного полимера. В расчётах использовали следующие значения теплофизических свойств ПММА: коэффициент теплопроводности $\lambda = 0.21$ Вт/(м·К), плотность $\rho = 1190$ кг/м³, теплоёмкость $c_p = 1.377$ кДж/(кг·К), степень черноты нагреваемой поверхности $\varepsilon = 0.9$.

В данной работе использованы два набора кинетических параметров реакции разложения материала (3): n = 1, $A = 8.5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $E_a = 188 \text{ кДж/моль}$ [10] и n = 1.25, $A = 1.143 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $E_a = 213 \text{ кДж/моль}$ (данные СПбПУ [11], полученные методом, изложенным в работах [12–13]). При этом получены практически неразличимые результаты.

Опубликованные данные для теплоты газификации ПММА существенно различаются. В расчётах использовали значения $\Delta h_{e} = 870$ и 1500 кДж/кг.

2.3. Дискретизация расчётной области

Геометрические параметры расчётной области (куб со стороной 0.7, 2.2, 3.6 и 5.8 м для очагов 0.1, 0.5, 1.0 и 2.0 м соответственно) подбирались с учётом характерных размеров очага и высоты пламени. Использовалась расчётная сетка, содержащая 80³ = 512 тысяч ячеек.

Разрешающая способность сетки, необходимая для численного расчёта естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени, обусловлена пространственным масштабом $D^* = \left(\dot{Q}/(\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g})\right)^{2/5}$, зависящим от тепловой мощности пламени \dot{Q} . С учётом имеющегося опыта численных расчётов принято считать

[10], что размер ячейки сетки должен удовлетворять условию $D^*/\Delta x > 10$. В данной работе указанное отношение изменяется от 13 до 18 для очагов разных размеров.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

3.1. Фиксированная скорость выгорания

Предполагается, что скорость выгорания материала постоянна и соответствует удельной тепловой мощности 500 кВт/м², что согласуется с литературными данными для установившегося горения достаточно больших оча-гов ПММА. Фиксация постоянного расхода горючего означает разрыв тепловой обратной связи между тепловыделением в пламенем и скоростью газификации материала.



Расчётная высота пламени, визуализированного на рис. 2 изоповерхностью мощности тепловыделения 200 кВт/м², согласуется со значениями 0.34, 1.1, 1.8 и 2.9 м, полученными с помощью эмпирической формулы Хес-

кестада $L_f = 0.235 \dot{Q}^{2/5} - 1.02D$ [14] (\dot{Q} – тепловая мощность пламени в кВт).

Расчётные распределения средней температуры и скорости на оси пламени сравниваются с результатами измерений [15, 16] на рис. 3. Видно, что распределения осреднённой по времени температуры в зоне пламени и вблизи поверхности очага лежат намного ниже измеренных значений, полученных после коррекции показаний термопар с учётом излучения. Указанное рассогласование нарастает при уменьшении размеров очага. В частности, максимальное расчётное значение средней температуры в пламени над очагом 0.1x0.1 м составляет порядка 400 °C, в то время как экспериментальные значения [16] лежат в диапазоне 1200-1400 °C.



Рис. 3. Осреднённые по времени температура (а) и вертикальная скорость (б) на оси пламени. Пунктирные линии – экспериментальные данные [15, 16], сплошные линии – численный расчёт с помощью FDS.

Полученные результаты указывают на большую погрешность численного прогноза температуры в пламени и вблизи поверхности очага, полученного с помощью FDS. Заниженные значения расчётной температуры вблизи поверхности очага приводят к тому, что тепловой поток, полученный поверхностью очага, также оказывается недооцененным. Зависимость результирующего теплового потока, полученного поверхностью очага, от его размеров представлена на рис. 4. Видно, что при малых размерах очага расчётное значение теплового потока падает ниже предела, соответствующего экспериментальной скорости выгорания. Это означает, что данная модель не позволяет воспроизводить наблюдающееся в реальности самоподдерживающееся горение образцов ПММА малых размеров.



Рис. 4. Зависимость расчётного теплового потока на поверхности от размеров очага.

3.2. Зажигание и горение ПММА под действием внешнего теплового потока

В приведённых выше расчётах не учитывалось термическое разложение горючего материала, скорость протекания которого определяется тепловым потоком, воспринятым материалом. Ниже исследуется нагрев, воспламенение и горение квадратной пластины ПММА с учётом конечной скорости пиролиза материала. Ширина пластины составляет D = 0.1 м. Нагреваемая поверхность пластины равномерно облучается внешним тепловым потоком, не изменяющимся во времени. Пример сравнения расчётной и измеренной зависимостей скорости выгорания от времени при нагреве внешним тепловым потоком 50 кВт/м² приведён на рис. 5.



Рис. 5. Зависимость массовой скорости выгорания пластины ПММА (0.1х0.1 м) от времени. Символы – измерения в коническом калориметре при тепловом потоке 50 кВт/м² [23]. Линия – результат расчёта в FDS.

Результаты данной серии расчётов включают в себя временные зависимости для скорости потери массы (рис. 6, *a*) и температуры поверхности (рис. 6, *б*), значения времени задержки зажигания (рис. 7, *б*) и температуры поверхности в момент зажигания (рис. 7, *a*), а так же оценку скорости выгорания в стационарном режиме (рис. 8). Все перечисленные характеристики вычислены при значениях внешнего теплового потока от 20 до 100 кВт/м², что соответствует условиям реального пожара и стандартных испытаний материалов на горючесть в коническом калориметре.

Динамика скорости газификации ПММА в условиях нагрева внешним тепловым потоком представлена на рис. 6 *a*, где также показано определение момента зажигания и скорости выгорания в стационарном режиме. Зажигание определяется как момент времени, в который достигается критическая скорость потери массы горючего материала, равная 5 г/($m^2 \cdot c$). Для ПММА это значение соответствует удельной мощности тепловыделения 12.6 кВт/ m^2 . Отметим, что эта величина близка к измеренному значению критического теплового потока 11 кВт/ m^2 [17], ниже которого зажигание ПММА не происходит.



Рис. 6. Расчётные зависимости скорости выгорания (а) и температуры поверхности (б) пластины ПММА от времени при внешнем тепловом потоке 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 и 100 кВт/м². Вертикальной стрелкой показано определение времени зажигания (критическая скорость выгорания 5 г/(м² с)). Горизонтальной стрелкой показано определение стационарной скорости выгорания.

На рис. 6, б видно, что после зажигания температура поверхности стремится к своему стационарному значению, слабо зависящему от внешнего теплового потока.

3.2.1. Зажигание внешним тепловым потоком

Результаты расчёта характеристик зажигания представлены на рис. 7. Как показано на рис. 7, а, температура поверхности в момент зажигания практически не зависит от падающего теплового потока. Это позволяет использовать для приближённого расчёта времени задержки зажигания t_{ign} упрощённую тепловую теорию, основным допущением которой является предположение о том, что зажигание происходит в момент достижения поверхностью характерного для данного материала значения – температуры зажигания T_{ign}. Кроме того, в тепловой теории считается постоянным тепловой поток $q_{net}'' = \epsilon q_{ext}'' - q_{conv}'' - q_{rr}''$, полученный материалом на нагреваемой поверхности (q''_{ext} , q''_{conv} , q''_{rr} – абсолютные значения потоков: падающего, конвективного и собственного излучения поверхности). С учётом того, что толщина прогретого слоя меньше толщины пластины, решение уравнения теплопроводности в полубесконечном слое (в предположении о постоянстве q''_{net}) приводит к следующему выражению для t_{ign} :

$$\frac{1}{\sqrt{t_{ign}}} = \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{1}{\lambda c \rho}} \frac{q_{net}''}{T_{ign} - T_0} = \frac{q_{ext}'' - q_{ext,cr}''}{TRP}$$
(4)

где

$$q_{ext,cr}'' = \frac{1}{\varepsilon} (q_{rr}'' + q_{conv}'') \approx \frac{1}{\varepsilon} q_{rr}'' = \sigma T_{ign}^4$$
(5)

– критический тепловой поток (такой, что при q''_{ext} <

 $q''_{ext,cr}$ зажигание не происходит) и

$$TRP = \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\pi}{4} \lambda c \rho} \left(T_{ign} - T_0 \right)$$
(6)

 – параметр, характеризующий свойства материала (thermal response parameter [17]).



Рис. 7. Зависимости температуры поверхности в момент зажигания (а) и время задержки зажигания (б) от внешнего теплового потока. Экспериментальные данные из [18]-[22].

Зависимость $t_{ign}^{-1/2}$ от q''_{ext} , вычисленная по формуле (4), представлена штрих-пунктирной линией на рис. 7, б. Видно, что расчёт по тепловой теории и численный расчёт совпадают при малых значениях внешнего теплового потока. Однако при больших значениях q'_{ext} имеет место существенное различие. Это объясняется частичной прозрачностью материала для падающего излучения, которая не учитывается в тепловой теории, но учитывается в модели FDS. Аналогичный результат получен в работе [22].

Поскольку до момента зажигания скорость пиролиза невелика, время задержки зажигания и температура поверхности слабо зависят от теплоты газификации. Значения температуры поверхности в момент зажигания, осреднённые по рассмотренному интервалу значений внешнего теплового потока q''_{ext} , составляют $T_{ign} =$ 396°С для $\Delta h_g = 870$ кДж/кг и $T_{ign} = 389$ °С для $\Delta h_g =$ 1500 кДж/кг. Отметим, что для критического теплового потока это даёт $q''_{ext,cr} \approx \sigma T_{ign}^4 \approx 11.1$ кВт/м², что согласуется с экспериментальными данными [17].

Можно заключить, что расчётные характеристики зажигания слоя материала падающим тепловым потоком удовлетворительно согласуются с результатами измерений. При этом следует иметь ввиду, что до момента зажигания отсутствует тепловое воздействие пламени на поверхность материала.

3.2.2. Установившееся горение под действием внешнего теплового потока

Результаты измерений установившейся скорости выгорания ПММА, выполненных в коническом калориметре, приведены в работах [23–25]. На рис. 8 эти экспериментальные данные сравниваются с результатами расчётов с помощью FDS, выполненными в данной работе при двух значениях теплоты газификации Δh_g . Хорошо видно, что угол наклона зависимости $\ddot{m}''_{fuel}(q''_{ext})$ увеличивается с ростом теплоты газификации. Это объясняется тем, что в стационарном режиме на поверхности выполняется баланс тепла $q''_{net} = \dot{m}''_{fuel}\Delta h_g$, из которого следует, что $\dot{m}''_{fuel} = q''_{net}/\Delta h_g$.



Рис. 8. Массовая скорость выгорания ПММА в зависимости от внешнего теплового потока.

Удельное тепловыделение при установившемся горении под действием внешнего теплового потока $q_{ext}^{"}$ равно

$$\dot{Q}'' = \chi \Delta h_c \dot{m}''_{fuel} = \chi \Delta h_c \left(\frac{q''_{net}}{\Delta h_g}\right) =$$

$$= \underbrace{\frac{\chi \Delta h_c}{\Delta h_g}}_{Q_0^r} \left(q''_{flame} - q''_{rr}\right) + \underbrace{\frac{\chi \Delta h_c}{\Delta h_g}}_{HRP} \varepsilon q''_{ext} = \dot{Q}_0'' + \varepsilon q''_{ext} HRP , (7)$$

где Δh_c – теплота сгорания 1 кг летучих, χ – полнота сгорания, $\dot{Q}_0^{"}$ обозначает удельное тепловыделение при $q''_{ext} = 0$, т.е. при самоподдерживающемся горении, $HRP = \chi \Delta h_c / \Delta h_g$ – отношение теплоты сгорания к теп-

лоте испарения, также называемое параметром тепловыделения (heat release parameter [17]).

Результаты численных расчётов, представленные на рис. 8, показывают, что при экстраполяции численного решения в $q''_{ext} = 0$, получаются отрицательные значения скорости выгорания и, следовательно \dot{Q}''_0 . Это говорит о том, что для образца рассматриваемого размера (0.1x0.1 м) модель и код FDS не позволяет воспроизвести самоподдерживающееся горение в отсутствие внешнего теплового потока. Очевидно, это противоречит тому, что наблюдается на практике.

Основной причиной такого рассогласования являются заниженные значения теплового потока на поверхности горючего материала при малых размерах очага. Отметим, что этот дефект модели уже наблюдался в расчётах установившегося горения с фиксированной скоростью выгорания (см. раздел 3.1).

3.2.3. Самоподдерживающееся горение

Возможность моделирования самоподдерживающегося горения можно считать ключевым в разработке методики совместного моделирования пиролиза горючих материалов и турбулентного горения летучих. Отключение внешнего теплового потока позволяет выявить влияние положительной обратной связи между горением в газовой фазе и пиролизом в твёрдом материале.

В данной серии расчётов рассматривали сценарий, в котором имеет место нагрев образца внешним тепловым потоком 50 кВт/м². После выхода горения на стационарный режим, который определяли по стабилизации скорости выгорания материала, внешний тепловой поток отключается. Зависимости массовой скорости выгорания от времени для пластин разной ширины представлены на рис. 9.



Рис. 9. Массовая скорость выгорания пластин ПММА разной ширины (D = 0.5 м, 1 м, 2 м) при моделировании самоподдерживающегося горения в FDS.

Расчёты показали, что рассматриваемая модель не воспроизводит самоподдерживающееся горение образцов ПММА малых размеров. В то же время, в расчётах для более крупных пластин (например, при D = 2 м) имело место самоподдерживающееся горение, причём расчётное значение средней массовой скорости выгорания ($\dot{m}''_{fuel} = 55$ г/(м²·с)) оказалось значительно выше экспериментальных данных.

Указанные результаты согласуются с выводами, сделанными при анализе скорости выгорания под действием внешнего теплового потока. Основной причиной невозможности воспроизведения самоподдерживающегося горения образцов малых размеров и завышенных значений средней массовой скорости выгорания для больших образцов является неточный расчёт тепловых потоков вблизи поверхности горючего материала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам данной работы можно сделать следующие выводы.

Результаты расчётов турбулентного горения газа, поступающего с поверхности с фиксированным расходом, удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными (распределения осреднённых по времени температуры и скорости вдоль), если размер очага и его тепловая мощность достаточно велики. Однако в случае малых размеров очага (например 0.1х0.1 м, что является характерным размером для стандартных испытаний материалов на горючесть) и малых мощностей (менее 10 кВт) расчёты приводят к сильно заниженной температуре пламени в приповерхностной области. В свою очередь, это приводит к заниженным значениям результирующего теплового потока, получаемого поверхностью очага.

При моделировании зажигания ПММА внешним тепловым потоком установлено, что рассчитанные значения температуры поверхности пластины и времени задержки зажигания удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Наилучшее согласие расчётных и измеренных скоростей выгорания ПММА под действием внешнего теплового потока получено при теплоте газификации $\Delta h_g =$ 870 кДж/кг. В этом случае, несмотря на достаточно точное воспроизведение значения скорости выгорания ПММА при установившемся горении под действием внешнего теплового потока в области средних значений теплового потока (40-60 кВт/м²), скорость выгорания занижена при малых тепловых потоках (менее 40 кВт/м²) и завышена при больших (более 60 кВт/м²).

Рассматриваемая модель не воспроизводит самоподдерживающееся горение образцов ПММА малых размеров (0.1 м) и предсказывает завышенное по сравнению с экспериментом значение скорости выгорания больших очагов (более 1 м).

Основной причиной рассогласования является трудность моделирования пламени в приповерхностной области. В этой области пламя не является полностью турбулентным, а основным механизмом теплопередачи из оптически тонкого пламени к поверхности очага является теплопроводность. В связи с этим в приповерхностной области требуется высокое пространственное разрешение тонкой зоны реакции, где достигается максимальная температура. В свою очередь, разрешение внутренней структуры диффузионного пламени требует учесть конечную скорость реакций, протекающих при горении.

Требования к пространственному разрешению зоны реакции ламинарного диффузионного пламени значительно превышают те, которые позволяют воспроизводить осреднённые характеристики турбулентного пламени и теплового факела вдали от горящей поверхности. Это значит, что существующие рекомендации по пространственной дискретизации расчётной области (см., например, [10]) недостаточны для совместного моделирования турбулентного горения и пиролиза горючего материала.

- McGrattan K., McDermott R., Floyd J., Hostikka S., Forney G., Baum H. Computational fluid dynamics modelling of fire // International Journal of Computational Fluid Dynamics. 2012. V. 26. P. 349-361.
- Tsai T.-H., Li M.-J., Shih I-Y., Jih R., Wong S.-C. Experimental and Numerical Study of Autoignition and Pilot Ignition of PMMA Plates in a Cone Calorimeter// Combustion and Flame. 2001. Vol. 124, No 3. P. 466-480.
- Kwon J.-W. Evaluation of FDS V.4: Upward Flame Spread. MSc Thesis in Fire Protection Engineering, Worcester Polytechnic Institute, 2006. 118 P.
- Prasad K.R., Kramer R., Marsh N., Nyden M.R. Numerical Simulation of Fire Spread on Polyurethane Foam Slabs // Fire and Materials 2009. 11th International Conference. Conference Papers. Proceedings. January 26-28, 2009, San Francisco, CA, Interscience Communications Limited, London, England, 697-708 pp.
- Yuan S., Zhang J. Large eddy simulation of compartment fire with solid combustibles // Fire Safety Journal. 2009. Vol. 44, No 3. P. 349-362.
- Fereres S., Lautenberger C., Fernandez-Pello A.C., Urban D.L., Ruff. G.A. Understanding ambient pressure effects on piloted ignition through numerical modeling // Combustion and Flame. 2012. Vol. 159, No 10. P. 3544-3553.
- Lautenberger. C. Gpyro3D: A Three Dimensional Generalized Pyrolysis Model / Fire Safety Science – Proceedings of the Eleventh International Symposium, IAFSS, 2014.
- Wang Y., Meredith K.V., Zhou X., Chatterjee P., Xin Y., Chaos M., Ren N., Dorofeev S.B. Numerical Simulation of Sprinkler Suppression of Rack Storage Fires / Fire Safety Science – Proceedings of the Eleventh International Symposium, IAFSS, 2014.
- Chaos M., Khan M.M., Krishnamoorthy N., J.L. de Ris, Dorofeev S.B. Evaluation of optimization schemes and determination of solid fuel properties for CFD fire models using bench-scale pyrolysis tests // Proceedings of the Combustion Institute. 2011. Vol. 33, No 2. P. 2599-2606.
- McDermott R., McGrattan K., Hostikka S., Floyd J. Fire Dynamics Simulator (Version 5). Technical Reference Guide. Vol. 1-3. NIST Special Publication 1018-5, 2010.

- Snegirev A.Yu. Generalized approach to model pyrolysis of flammable materials. Thermochimica Acta. 2014. Vol. 590. P. 242-250.
- Snegirev A., Talalov V., Stepanov V., Harris J. A new model to predict pyrolysis, ignition and burning of flammable materials in fire tests // Fire Safety Journal. 2013. Vol. 59. P. 132-150.
- Snegirev A.Yu., Talalov V.V., Stepanov V.V., Harris J.N. Formal kinetics of polystyrene pyrolysis in non-oxidizing atmosphere // Thermochimica Acta. 2012. Vol. 548, P. 17-26.
- Heskestad G. Fire Plumes, Flame Height, and Air Entrainment // SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 3rd ed. Quincy MA: NFPA, 2002. P. 2-1–2-17.
- McCaffrey, B. J. Purely buoyant diffusion flames: some experimental results, NBSIR 79-1910, National Bureau of Standards, Washington D.C. 49 P.
- Wong W.C.-K., Dembsey N.A., Alston J., Lautenberger C. A multicomponent dataset framework for validation of CFD flame spread models // Journal of Fire Protection Engineering. 2013. Vol. 23, No 2. P. 85-134.
- Tewarson A. Flammability. In: Physical Properties of Polymers Handbook. 2nd Edition, Ed. by J.E. Mark, Springer, 2007, pp. 889-925.
- Tewarson A., Ogden S.D. Fire behavior of polymethylmethacrylate // Combustion and Flame. 1992. Vol. 89, No 3-4. P. 237-259.
- Hopkins D. Jr., Quintiere J.G.. Material fire properties and predictions for thermoplastics // Fire Safety Journal. 1996. Vol. 26, No 3. P. 241-268.
- Cordova J.L., Walther D.C., Torero J.L., Fernandez-Pello C. Oxidizer Flow Effect on the Flammability of Solid Combustibles //Combustion Science and Technology. 2001. Vol. 164, No 1. P. 253-278.
- Lautenberger C., Fernandez-Pello C.A. Approximate Analytical Solutions for the Transient Mass Loss Rate and Piloted Ignition Time of a Radiatively Heated Solid in the High Heat Flux Limit / Proceedings of the 8th International Symposium on Fire Safety Science, IAFSS, 2005, pp. 445-456.
- Bal N., Rein G. Numerical investigation of the Ignition delay time of a translucent solid at high radiant heat fluxes // Combustion and Flame. 2011. Vol. 158. P. 1109-1116.
- Rhodes B.T., Quintiere J. G. Burning Rate and Flame Heat Flux for PMMA in a Cone Calorimeter // Fire Safety Journal. 1996. Vol. 26, No 3. P. 221-240.
- Luche J., Rogaume T., Richard F., Guillaume E., Characterization of thermal properties and analysis of combustion behavior of PMMA in a cone calorimeter. Fire Safety Journal. 2011. Vol. 46, No 7. P. 451-461.
- Magee R. S., Reitz R. D.. Extinguishment of Radiation Augmented Plastic Fires by Water Sprays // Proceedings of the Combustion Institute. 1975. Vol. 15, No 1. P. 337-347.



УДК 536.71

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 2-12

ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ СИЛЫ И ВИХРЕВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ СЖИГАНИИ ГАЗА В ВОДЕ

Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований гидродинамических процессов, происходящих при сжигании газа в затопленном в воду цилиндрическом стволе, с измерениями импульсов силы на тяговую стенку. Показано, что за один цикл сжигания стехиометрической пропан-кислородной смеси генерируется два-три импульса силы с удельным импульсом $10^4 - 10^5$ сек.

введение

В настоящее время в водном транспорте преимущественно применяются двигатели внутреннего сгорания (ДВС), бензиновые и дизельные, с винтовыми движителями. В последнее время в качестве топлива для ДВС стали использовать природный газ. Помимо уменьшения ресурса ДВС при использовании газового топлива, главными недостатками энергетических установок водного транспорта является наличие значительного количества трущихся механических деталей в цепи передачи механической энергии от камеры сгорания к гребному винту. В этих устройствах заложены технологическая сложность и высокая стоимость изготовления, эксплуатационные расходы на их обслуживание.

Применительно для водного транспорта предлагается к разработке принципиально новый метод импульсноциклического сжигания природного газа непосредственно в воде на тяговой стенке с заданным профилем.

В данной работе представлены результаты исследований гидродинамических процессов, происходящих при сжигании газов в воде на границе с твердой стенкой в виде цилиндрического ствола. Постановка работы является развитием ранее предложенных подходов [1,2] применительно к разработке принципиально новых технологий для создания энерго-эффективных тепловых генераторов, подводных движителей, средств для очистки подводных частей судов и т.д.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На Рис. 1 представлена принципиальная схема постановки экспериментов. Прозрачный цилиндрический ствол (1), расположенный вертикально в воде (2), заполнялся горючей газовой смесью в торце ствола (3). Газовые заряды поджигались высоковольтной искрой. Сжиганием заданных порций газовой смеси обеспечивалось выталкивание столба воды из ствола, что обеспечивало генерацию импульсов силы на ствол, с передачей силы на динамометр (4). Динамометр крепился на горизонтальной жесткой балке (5). Регистрация импульсов силы на стенку осуществлялась на цифровом осциллографе TDS-210 с помощью динамометра (4) на базе пьезокерамики из цирконат-титаната свинца с диаметром 40 мм и высотой 15 мм и эммиттерного повторителя с постоянной составляющей времени $\theta \approx 10$ сек. Киносъёмка гидродинамических процессов осуществлялась при помощи цифровой камеры MotionXtra HG-LE. Дополнительно ставились эксперименты без упора, со свободным перемещением ствола. Регистрация поля скоростей в жидкости осуществлялась по трекам частиц из полистирола диаметром 100 мкм, с плотностью 1,05 г/см³.

Эксперименты проводились для газовых зарядов из стехиометрической пропан-кислородной смеси (C_3H_8 + 5· O_2) с объемами $V_0 = 0.5 - 3$ мл для стволов с внутренними диаметрами d = 20, 29 и 40 мм, с варьируемой длиной стволов h = 27 - 108 мм.

Для различных начальных объемов газовых зарядов измерялось поле скоростей жидкости вдоль оси и по сечению на срезе ствола.



Рис. 1. Схема постановки экспериментов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На Рис. 2 представлен пример одной из осциллограмм импульсов силы, полученных при сжигании 3 мл стехиометрической пропан-кислородной смеси в стволе с внутренним диаметром 29 мм, длиной 108 мм.

На Рис. 3 представлен пример теневой киносъемки гидродинамических процессов происходящих при сжигании газа ($V_0 = 1$ мл) в цилиндрическом стволе длиной h = 47 мм, с внутренним диаметром d = 29 мм и внешним диаметром D = 31,3 мм. Данная кинограмма представлена для варианта со свободным перемещением ствола, что и отслеживается на представленных кинокадрах.



Рис. 2. Импульсы силы на тяговую стенку при сжигании 3 мл пропан-кислородной смеси в трубе; диаметр трубы равен 29 мм, длина – 108 мм.



Рис. 3. Теневая кинограмма динамики процессов в стволе и вне ствола для газового зарядаV = 1,0 мл, d = 29 мм, h = 47 мм.

Из результатов киносъемок и измерения импульсов силы на тяговую стенку следует, что для различных объемов сжигаемого пузыря с горючим газом на тяговой стенке генерируется несколько импульсов силы (Рис.2) за один цикл сжигания газовой смеси. Первый импульс соответствует расширению пузыря после сгорания газа в пузыре, а последующие импульсы соответствуют гидродинамическим процессам при пульсациях образованного пузыря в стволе.

Отметим основные особенности гидродинамических процессов для данной постановки экспериментов. Так для малых зарядов фронт пузыря в стволе овальный, как на Рис 3. При захлопывании такого пузыря наблюдается образование кумулятивной струи (Рис. 3, 6,5 мс). Можно предполагать, что овальность фронта пузыря связана с трением на стенке. С увеличением газового заряда фронт расширяющегося пузыря более плоский. При захлопывании пузыря в стволе вблизи среза возникает кавитация. Например, для Рис. 3 это соответствует временам 9,8 -12,3 мс.

Из представленной кинограммы наглядно следует, что в процессе истечения столба жидкости из ствола наблюдается генерация кавитационных вихревых колец (КВК). Скорость потока воды на срезе ствола, при которой начинали обнаруживаться кавитационные процессы в виде колец была в интервале 2-3 м/сек. Этот порог соответствовал числам Рейнольдса Re₁= $v_0 \cdot d/v > 2 \cdot 10^4$ (здесь v_0 – скорость водяного поршня на срезе цилиндра, v – вязкость воды при температуре 25⁰ C). С увеличением скорости метания водяного поршня, т.е. с увеличением газового заряда, регистрировались КВК в виде пульсирующего тора. Подобные процессы наблюдались и для последующих пульсаций пузыря в стволе (на Рис.3 это 13,4 и 17, 5 мс), т.е. при каждом коллапсе пузыря на торце ствола.

Особенности наличия второго и третьего импульсов силы обеспечивают повышение суммарной удельной тяги за один цикл сжигания газа в стволе.

Важным параметром для оценки различных движителей является параметр удельной тяги:

$$P_{y\partial} = \int F dt /m,$$

где *F* – величина силы, *m* – масса топлива.

Обработки импульсов и расчеты удельных импульсов для данной серии экспериментов показали, что, с учетом используемых и измеряемых параметров, суммарный удельный импульс находится в интервале $P_{yo} = 10^4 - 10^5$ сек. Диапазон значений удельных импульсов зависит от выбора соотношений высоты газового заряда и длины ствола.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Постановка задачи показана на рис. 4. Толстыми линиями изображена труба с закрытым торцом, который являлся тяговой стенкой. R и h – радиус и высота трубы соответственно (R=d/2), l – длина цилиндрического пузыря. Толщина трубы предполагалась пренебрежимо малой по сравнению с радиусом. Жидкость предполагалась идеальной и несжимаемой, течение предполагалось потенциальным.



Рис. 4. Математическая постановка задачи о пульсации пузыря в трубе.

Численным моделированием было найдено поле скоростей в жидкости. Для этого численно решалось уравнение Лапласа для потенциала скорости в цилиндрической геометрии с осевой симметрией относительно оси z (r – расстояние от оси z). Далее находили кинетическую энергию жидкости внутри трубы и во всем объеме.

Результаты показали, что в постановке длинной трубы (длина трубы много больше длины пузыря) основная доля кинетической энергии принадлежит столбу жидкости внутри трубы. Таким образом, для приближенных расчетов объем жидкости снаружи трубы можно не учитывать. С учетом этого можно записать закон сохранения энергии:

$$E = K + A + W = const$$
 (1)

где К – кинетическая энергия жидкости (в нашем при-

ближении
$$K \approx \frac{\pi \rho R^2 l^2 (h-l)}{2}$$
, $A = P_a \cdot \pi R^2 (l-l_0)$

работа по расширению пузырька, W – внутренняя энергия пузырька (в случае идеального газа $W = \frac{P \pi R^2 l}{\gamma - 1}$).

Здесь l_0 – начальный размер пузыря, P_0 – начальное давление внутри пузыря, P_a – давление в окружающей жидкости ($P_0 > P_a$), ρ – плотность жидкости, γ – показатель адиабаты газа в пузырьке. Будем предполагать, что тепломассообмен на границе пузыря отсутствует. Тогда давление в пузырьке будет определяться выражением

$$P = P_0 \left(l_0 / l \right)^{\gamma} \tag{2}$$

В начальный момент времени *K* и *A* равны нулю, таким $- P_0 \pi R^2 l_0$

образом $E = \frac{P_0 \pi R^2 l_0}{\gamma - 1}$ (вся энергия сосредоточена во

внутренней энергии пузырька). Подставляя это выражение в (1), выражая давление по формуле (2) и сокращая площадь сечения трубы πR^2 , получаем следующее соотношение:

$$\frac{P_0 l_0}{\gamma - 1} = \frac{\rho(h - l)\dot{l}^2}{2} + (l - l_0)P_a + \frac{P_0 l}{\gamma - 1} \left(\frac{l_0}{l}\right)^{\gamma}$$
(3)

(считаем, что γ не изменяется заметным образом при расширении пузыря). Выражая из соотношения (3) скорость роста пузырька, получаем:

$$\frac{dl}{dt} = \sqrt{\frac{2}{\rho(h-l)}} \left(\frac{P_0 l_0}{\gamma - 1} - \frac{P_0}{\gamma - 1} \frac{l_0^{\gamma}}{l^{\gamma - 1}} - (l - l_0) P_a \right).$$
(4)

Из этого выражения можно найти период пульсации пузыря, перенося *dt* в правую часть и интегрируя:

$$T = \sqrt{2\rho} \int_{l_0}^{l_{\text{max}}} \frac{\sqrt{h-l}}{\sqrt{\frac{P_0 l_0}{\gamma-1} - \frac{P_0}{\gamma-1} \frac{l_0^{\gamma}}{l^{\gamma-1}} - (l-l_0)P_a}} dl,$$
(5) где

 l_{\max} – максимальный размер пузыря (должно выполняться $l_{\max} < h$).



Рис. 5. Зависимость экспериментальных и расчетных значений периода пульсаций пузыря T от длины ствола h для различных начальных газовых зарядов, V=1 – 3 мл.

Интеграл в (5) не находится аналитически. Численное интегрирование показывает, что период примерно пропорционален длине трубы *h*.

Рассчитанные значения первого периода пульсаций хорошо согласуются с экспериментальными измерениями периодов пульсаций пузыря в стволе (Рис. 5).

Оценим импульс *p*, приобретаемый трубой при росте пузыря. Он будет равен $p = \pi R^2 \int (P - P_a) dt$. Видно, что интеграл имеет максимум в момент времени, когда *P*

=
$$P_a$$
. В этот момент $l = l_a = l_0 \left(\frac{P_0}{P_a}\right)^{-1}$. Выражая время

по формуле (4) и давление из (2), подставляя в качестве верхнего предела интегрирования l_a , получим выражение для максимального импульса:

$$p_{\max} = \pi R^2 l_0 \sqrt{\frac{P_a \rho}{2}} \int_{1}^{\tilde{l}_a} \left(\tilde{P}_0 \tilde{l}^{-\gamma} - 1 \right) \sqrt{\frac{\tilde{h} - \tilde{l}}{\frac{\tilde{P}_0}{\gamma - 1} \left(1 - \tilde{l}^{1-\gamma} \right) - \tilde{l} + 1}} d\tilde{l}^{\gamma, (8)}$$

где $\tilde{P}_0 = \frac{P_0}{P_a}$, $\tilde{l} = \frac{l}{l_0}$, $\tilde{h} = \frac{h}{l_0}$. Интеграл в (8) не имеет

аналитическую первообразную, его можно приближенно аппроксимировать зависимостью $\sqrt{\tilde{h}} (3, 2\sqrt{\tilde{P_0}} - 3, 6)$. Таким образом:

$$p_{\max} \approx R_{\sqrt{\frac{\pi P_a \rho h V_0}{2}}} \left(3, 2\sqrt{\tilde{P}_0} - 3, 6\right), \tag{9}$$

где $V_0 = \pi R^2 l_0$ – объем выдуваемого газа.

Сравнение полученного выражения для импульса (9) с экспериментальными результатами (Рис. 2-3) показывает хорошее соответствие при $\tilde{P}_0 = 20 - 25$, что соответствует режиму дефлаграционного горения при постоянном объеме, исходя из данных, приведенных в [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты указывают на перспективы разработки недорогих и высоко эффективных подводных движителей на основе сжигания углеводородов непосредственно в воде на тяговой стенке.

Устройства подобного типа, с генерацией кавитационных вихревых колец (КВК), могут быть использованы для очистки подводных частей судов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, граты № № 13-08-00838, 14-08-00226.

- 1. Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н.. Сжигание горючих газов в воде в кольцевых пузырях // СОВРЕМЕННАЯ НАУКА: исследования, идеи, результаты, технологии, Киев, 2013г. № 1(12), с. 302-305.
- Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н., Батраев И.С. Сжигание газов в воде в линейных и кольцевых пузырях // Теплофизика и аэромеханика, 2014. Т. 21. № 4. С. 497-507
- 3. Васильев А.А. Энергетические аспекты инициирования бытовых газов // Физика горения и взрыва, 2008. Т. 45. № 1. С. 96-101.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №2-05

УДК 536.46 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАЖИГАНИЯ ГАЗА В ПОРИСТОМ РАБОЧЕМ ТЕЛЕ ГОРЕЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА

Чумаков Ю.А.¹, Князева А.Г.²

¹ ИФПМ СО РАН, 634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

² ТПУ, 634034, Россия, Томск, пр. Ленина, 30,

АННОТАЦИЯ

Предложена и теоретически исследуется двухтемпературная модель фильтрационного горения газа в цилиндрической пористой горелке. Проанализировано распределение температур газовой смеси и каркаса, давления и скорости газа на различных стадиях работы горелочного устройства.

введение

Изучение процессов фильтрационного горения газов началось (горение газа в пористой среде) еще в 80-х годах прошлого века [1] и до сих пор является актуальной задачей, как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях.

В настоящее время известны многочисленные оригинальные теоретические работы и обзоры в области фильтрационного горения газов, основанные на различных приближениях и отличающиеся полнотой учета разных физических явлений, сопутствующих фильтрации газа и горению [2]. Исследование режимов фильтрационного горения газов часто сводиться к анализу стационарных волн на бесконечном интервале при $t \rightarrow \infty$ [3]. Так в [4] исследованы стационарные гибридные волны горения, выявлены нестационарные эффекты, такие как инициирование высокотемпературной волны горения низкотемпературным тепловым источником, переходные процессы при пространственно-временном изменении параметров.

С практические точки зрения интерес представляют модели, адекватно описывающие эксперимент, либо процесс работы реальных горелок. Авторами в работе [5] было установлено, что подавляющую часть времени реально существующие горелки работают в стационарном режиме, не имеющем ничего общего со стационарным режимом распространения фронта горения. Поэтому далее будет проведена попытка разработать и исследовать модель, адекватно описывающий все стадии работы реального горелочного устройства от инициирования процесса горения до выхода на режим.

Занимаясь проблемой горения газа в пористой среде, изучая большое количество работ по моделированию и экспериментальным исследованиям, мы не нашли в литературе работы, в которых бы были проведены изучения таких в процессов в комплексном подходе, а именно, исследовался процесс горения в пористой среде начиная от стадии нагрева смеси реагента (газовоздушной смеси), воспламенения (зажигания), установления процесса горения, либо выхода на стационарный режим, либо на режим неустойчивого горения переходящего во

взрыв. В большинстве работ посвященных теоретическому исследованию горения газа в пористой среде используется подход - связанное решение уравнений теплопереноса и химической кинетики [6] и, обычно, не уделяют вниманию гидродинамики процесса течения газа сквозь пористую среду, полагая, что перепад давления незначителен, поэтому скорость движения газа можно считать постоянной [5]. Часто в моделях использует предположение, что подаваемая реакционная газовоздушная смесь является несжимаемой и при рассматриваемых скоростях потока вязкостью можно пренебречь, поэтому вместо уравнения движения для определения скорости газовоздушной смеси использует закон Дарси [7]. В основном авторы подобных работ изучают отдельные стадии процессов горения в пористой среде [8], либо отдельные режимы горения применимые к идеализированным модельным объектам и чаще всего не подходящим для изучения процессов происходящих в реальных горелочных устройствах [9]. В нашей работе мы попробуем "исправить" такую ситуацию и рассмотрим горение газа в пористой среде на конкретном модельном объекте (пористой цилиндрической горелке). Несомненно, комплексно описать процесс горения газа в пористой среде, учитывая все тонкости процесса фильтрационного горения газа, физику и кинетику невозможно, но мы попытаемся разработать модель, которая будет учитывать основный факторы и непротиворечащую современным представлениям теории фильтрационному горению газа.

Для изучения процесса фильтрационного сжигания газа в цилиндрической пористой горелке далее будет разработана и исследована модель, которая будет описывать сразу несколько стадий процесса работы горелочного устройства: поступление газовоздушной смеси, инициирование реакции потоком тепла, воспламенение и выход на режим процесса горения, либо переход к тепловому взрыву.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим горелку, представляющую собой полый цилиндр (рис. 1), изготовленный из материала с заданной пористостью m. Внутренний R_1 и внешний R_2 радиусы пористого тела горелки заданы. Во внутреннюю область цилиндра поступает горючий газ, который затем перераспределяется с помощью специальных устройств так, чтобы скорость его поступления V_g в пористое тело по всей длине горелки (вдоль цилиндра) была приблизительно одинаковой.

Тепло по пористому слою распространяется за счет теплопроводности твердого каркаса и газа, а также вследствие конвективного переноса тепла движущимся газом. Дополнительный вклад в теплообмен между твердым каркасом и газом вносит лучистый теплообмен, что приводит к эффективных теплофизических свойств. изменению Вследствие высокой теплопроводности твердого каркаса газ на входе в пористое тело имеет температуру, отличную от температуры холодной топливной смеси, что можно учесть, принимая, что между поступающим газом и внутренней стенкой происходит теплообмен по закону Ньютона. Считаем, что, химические превращения в газе соответствуют суммарной реакционной схеме «реагент - продукт реакции». Полагаем, что зажигание метано-воздушной смеси происходит под действием теплового потока на внешней границе горелки.



Рис. 1. Внешний вид горелки. 1 – газораспределительное устройство;2. – пористое тело.

С учетом принятых предположений общая математическая постановка задачи в цилиндрической системе координат включает уравнения теплопроводности для газа и каркаса, уравнение диффузии в газовой фазе, уравнение неразрывности и уравнение движения

$$c_{g}\rho_{g}\left(\frac{\partial T_{g}}{\partial t}+V_{g}\frac{\partial T_{g}}{\partial r}\right)=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{g}r\frac{\partial T_{g}}{\partial r}\right)-,\quad(1)$$
$$-\frac{\alpha}{m}\left(T_{g}-T_{s}\right)+\rho_{g}Q\phi(\eta,T_{g})$$
$$c_{s}\rho_{s}\frac{\partial T_{s}}{\partial r}=\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{s}r\frac{\partial T_{s}}{\partial r}\right)+\frac{\alpha}{r}\left(T_{g}-T_{s}\right),\quad(2)$$

$$c_s p_s \frac{\partial t}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \left(\lambda_s r \frac{\partial r}{\partial r} \right) + \frac{1}{1 - m} \left(l_s - l_s \right), (2)$$

$$\rho_{g}\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_{g}\frac{\partial \eta}{\partial r}\right) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(D\rho_{g}r\frac{\partial \eta}{\partial r}\right) + \rho_{g}\phi(\eta, T_{g}), (3)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + V_g \frac{\partial \rho_g}{\partial r} + \frac{\rho_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r V_g \right) = 0, \qquad (4)$$

$$\rho_{g}\left(\frac{\partial V_{g}}{\partial t}+V_{g}\frac{\partial V_{g}}{\partial r}\right)=-\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{\mu s}{k}V_{g}.$$
(5)

Давление газа в порах и его температуру считаем связанными уравнением состояния идеального газа:

$$\rho = \frac{\rho_s R T_s}{m_r \eta + (1 - \eta) m_p} \tag{6}$$

В (1)–(6) приняты следующие обозначения: T_g , T_s – температура газа и твердого каркаса; η – доля реагента; t – время; r – пространственная координата; p – давление газа; λ_g , λ_s – коэффициенты теплопроводности газа и твердого тела; c_g , c_s – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме и теплоемкость твердого каркаса; ρ_g , ρ_s – плотность газа и твердого каркаса; V_g – скорость газа; s – просветность; k - коэффициент проницаемости, μ - коэффициент динамической вязкости; Q_0 – тепловой эффект суммарной реакции в газовой фазе; k_0 – константа скорости химической реакции; m – пористость; E_a – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная; D – эффективный коэффициент диффузии в газовой фазе ($D\rho_g \approx \text{const}$); $\phi(\eta, T) = k_0(1-\eta)^n \exp(-E_a/(RT))$ – кинетическая функция; n – порядок реакции; α – коэффициент межфазного теплообмена.

С учетом сказанного граничные условия для системы (1)-(5) будут иметь вид

$$r = R_{2}:, -D\frac{\partial \eta}{\partial r} = \alpha_{m}(\eta - \eta_{b}) \rho_{g} = \rho_{i}(p, T_{g})$$

$$-\lambda_{g}\frac{\partial T_{g}}{\partial r} = \begin{cases} q_{0}, & t \leq t_{i} \\ \alpha_{e,g}(T_{g} - T_{b}), & t > t_{i} \end{cases};$$

$$-\lambda_{s}\frac{\partial T_{s}}{\partial r} = \begin{cases} q_{0}, & t \leq t_{i} \\ \alpha_{e,g}(T_{s} - T_{b}) + \varepsilon_{0}\sigma(T_{s}^{4} - T_{b}^{4}), & t > t_{i} \end{cases}$$

$$(7)$$

На внутренней поверхности проницаемой стенки при подаче газа с начальной температурой T_0 по нормали к поверхности из уравнений теплового баланса выполняется условия

$$r = R_{1} : \lambda_{g} \frac{\partial T_{g}}{\partial r} = c_{g} \rho_{g} V_{g} (T_{g} - T_{0}), \quad \eta = 0, \rho_{g} = \rho_{i} (R_{2})$$

$$\lambda_{s} \frac{\partial T_{s}}{\partial r} = \alpha_{i,s} (T_{s} - T_{0}),$$
(8)

где $\alpha_{i,s}$ – коэффициент теплоотдачи при движении газа сквозь пористую стенку на входе в горелочное устройство; $\alpha_{e,g}$, $\alpha_{e,s}$ - коэффициент внешнего теплообмена между газом в горелке и продуктами сгорания, каркасом и продуктами сгорания соответственно; η_b - доля реагента, оставшаяся неизрасходованной; ε_0 – показатель черноты; σ – постоянная Стефана–Больцмана; T_h – температура теплообменника, p_e – избыточное давление газа; t_i – время действия теплового потока.

Начальные условия имеют вид:

 $t=0: T_g=T_s=T_0, \ \eta=1, \ V_g=0, \ \rho_g=\rho_i(r), (R_1 \le r \le R_2)$ (9)

В расчетах использовали теплофизические свойства материалов аналогичные [5]: твердый каркас изготовлен из Al₂O₃+Fe+Cr (в соотношении Al₂O₃ – 55 %, Fe+Cr – 45 %): c_s =1250 Дж/(кг·K); ρ_s =3750 кг/м³; ε_0 =0.7; λ_s =8 BT/(м·K); R_1 =0,15 м; R_2 =0,18 м.

В качестве топлива горелки используется газ, смесь метана с воздухом с коэффициентом избытка воздуха от 1.05 до 1.2. (от 5 до 15 % – СН₄ и от 95 до 85 % – воздуха): c_g =2600 Дж/(кг·К); ρ_g =0.717 кг/м³; λ_g =0.8 Вт/(м·К); E_a =226 кДж/моль; Q_0 =35.9 МДж/кг; k_f =10⁻⁵м³·с/кг; k=3·10⁻¹¹ c⁻¹; ρ_g =0.717 кг/м³; σ =5.67·10⁻¹² Вт/(см²·К⁴).

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Задача решалась численно с использованием различных явно-неявных конечно-разностных схем и метода прогонки.

Поскольку общая система описывает разномасштабные процессы (теплопроводности, химической кинетики и гидродинамики), то для ее решения был разработан специальный алгоритм, который заключается в следующим: сначала во внутреннюю область горелки поступает газ, который начинает фильтрационное течение сквозь пористый каркас от $r=R_1$ до внешней поверхности $r=R_2$ и в системе (1)-(9) мы решаем только уравнения гидродинамики (4)-(6) до тех пор, пока волна скорости реагента не дойдет до границы $r=R_2$, т.е. не выполнится условие $V_{e}(R_{2}) \geq \varepsilon$ (где ε – заданная точность). Далее решаем полную систему уравнений (1)-(9). После инициирования реакции отключаем внешний тепловой поток q₀ и учитываем в граничных условиях теплообмен по закону Ньютона и тепловое излучение каркаса. Расчет продолжаем до тех пор, пока скорость газа, температуры газа и каркаса либо выйдут, либо не выйдут на стационарный режим (т.е. значение этих величин в $r=R_2$ перестанут меняться по времени с определенной заданной точностью).

Как уже говорилось выше, рассматриваем процесс фильтрационного горения газа в пористой среде в так называемом "многостадийном подходе", а именно: поступление реагента (газовоздушной смеси) во внутреннюю область горелки, фильтрационное течение смеси вдоль ее радиуса, инициирование реакции потоком тепла, установление режима горения – переход на стационарный или нестационарному режиму работы (тепловому взрыву, пульсационному режиму и т.п.). Далее каждая стадия процесс будет описано более подробно.

Первая стадия – подача реагента во внутреннюю область горелочного устройства и движение через пористый каркас. На этой стадии решается только гидродинамическая часть математической постановки полной задачи, т.е. уравнения (4)-(6) с ГУ и НУ для скорости и плотности реагента. Задается избыточное давление нагнетаемого газа p_0 , и начальная температура газа T_0 . Из уравнения состояния (6) присчитываем начальную плотность ρ_{g0} и плотность газа на внутренней границе горелки $\rho_g(R_1)$. Плотность газа на внешней поверхности в $r=R_2$ также определяем из (6) и условия, что давление газа равно атмосферному. Скорость газа непосредственно определяем из решения системы уравнений (4)-(6). Таким образом, для системы двух ДУ первого порядка по координате мы имеем 2 граничных условия в $r=R_1$ и $r = R_2$ (ГУ для скорости неявно находим через плотность). ДУ входящие в систему (4), (5) аппроксимируем неявной разностной схемой по методу Лакса [10] в результате решения определяли скорость, плотность и давления газа в каждой расчетной точки пока не выполнится условия V_g(R₂)>є (где є=10⁻⁴) рис.2, затем "добавляем" оставшиеся ДУ системы (1)-(6) и переходим ко второй стадии.



Рис.2. Плотность (a) и скорость (б) газовоздушной смеси вдоль пространственной координаты в различные моменты времени $p_0=101 \ \kappa \Pi a \ 1. \ t=0.1 \ mc; \ 2. \ t=0.3 \ mc; \ 3. \ t=0.5 \ mc; \ 4. \ t=0.75 \ mc; (t_{i0}- \ момент \ подключения \ внеш$ него теплового источника нагрева)

Вторая стадия – подключение теплового источника нагрева. Решаем полную систему ДУ (1)-(6). Для интегрирования системы ДУ (1)-(3) использовали метод прогонки. В течение времени t_i происходит нагрев системы до инициирования реакции, что отслеживаем по профилю температуры газа, математически это условие выглядит так

$$\left| \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{\max} > \varepsilon_2 \left(\varepsilon_2 > 10^5 \right)$$

Третья стадия – инициирование реакции. После отключение внешнего теплового источника и инициирования реакции отслеживаем профиль температуры газа до выхода на режим.

Четвертая стадия – выход на режим. На этой стадии возможно два варианта развития событий, либо система переходит на стационарный режим работы, т.е., например, температура газа в конкретных точках перестает значительно меняться во времени, математический можно представить это следующим образом (если отслеживаем температуры на внешней поверхности горелки, т.е. $r=R_2$)

$$\left|\frac{T_g(R_2) - \breve{T}_g(R_2)}{\breve{T}_g(R_2)}\right| < \varepsilon_3 (\varepsilon_3 = 10^{-5})$$

Либо при данном наборе параметров стационарный режим работы горелочного устройства не возможен и переходит в нестационарный режим (тепловой взрыв, пульсационный режим). По сравнению с предыдущими стадиями эта стадия занимает более длительное время, поэтому здесь мы использовали алгоритм с переменным шагом по времени, что позволило сократить время счета и избежать накопления ошибки вычисления. Алгоритм решения сводился к следующему: в точке $r=R_2$ рассчитывали относительную скорость роста температуры по формуле

$$S = \left| \frac{\left(T_g - \breve{T}_g \right)}{\breve{T}_g} \right|$$

Ограничиваем S некоторой заданной величиной ε_4 : если S< ε_4 , то увеличивали шаг по времени dt= $A \cdot dt$ и переходили к следующему слою по времени; если S> ε то уменьшали шаг dt= $B \cdot dt$ и пересчитывали температуру, концентрацию, скорость и плотность на текущем слое по времени. Из литературы известно [10], что A \ge 0.7, $B \le 1.3$ (или 0.7 $\cdot dt$ <dt<1.3 $\cdot dt$) обеспечивают устойчивость.

Для тестирования алгоритма с переменным шагом и определения конкретных значений параметров є, A, B была рассмотрена упрощенная задача (в предположении, что все свойства материалов и скорость реагента постоянные, химические реакции отсутствуют). В результате было найдено, для $\varepsilon = 10^{-6}$ решение задачи по алгоритму с переменным шагом лучше всего согласуется с точным решением упрощенной задачи при A=0.9, B=1.1. Практически для обеспечения устойчивости алгоритма достаточно $\varepsilon = 10^{-2}$.

В данной работе мы не будем приводить полного параметрического исследования модели, а остановимся только на изучение режимов работы горелочного устройства: стационарный, переходный и тепловой взрыв. При варьировании коэффициента межфазного теплообмена попробуем "поймать" эти режимы.

В зависимости от условий (давления нагнетаемого газа p_0 , мощности потока тепла q_0 и времени воздействия t_i), физико-химических характеристик реагента и характера межфазного теплообмена, а также теплообмена с окружающей средой на внешней и внутренней поверхности горелки возможно несколько вариантов развития событий. Далее более подробно проанализируем каждую этап работы горелочного устройства.

На первом этапе смесь реагента и воздуха подается во внутреннюю область горелочного устройства с избыточным давлением нагнетаемого газа p_0 , как только газ достигает внешней поверхности горелки (рис.2) начинаем процесс нагрева тепловым потоком (q₀).

Пример распределения температуры газа, каркаса, давления и скорости представлен на рисунке 3. Как видно из рисунка, режим работы горелочного устройства – перешел в стационарный в момент времени приблизительно 60 секунд (рис.3,а). Максимум температуры газа расположен вне рабочей зоны горелки, но близок к внешней поверхности (рис.3, б). при данном наборе параметров градиент температуры газовой смеси гораздо выше, чем – каркаса. Расчеты показали, что в том случае, если процесс горения в устройстве выходит на стационарный режим работы, распределение температуры газа и каркаса вдоль радиуса горелки отличается от профиля температуры типичного для стационарной волны горения в бесконечных трубах, с характерным максимум в температуре газа, узкой зоны реакции и прогрева. В рамках предположений, используемых в данной модели, стационарные профили температуры газа и каркаса в реальном горелочной устройстве являются подобными точному стационарному решению уравнений теплопроводности (1),(2) с граничными условиями (7)-(8) без учета межфазного теплообмена и тепловыделения от химических реакций и с постоянными теплофизическими параметрами.

Давление газовой смеси вызванной градиентом температуры имеет максимум внутри рабочей области и в разы превышает начальное давление нагнетаемого газа внутри горелки, что приводит к значительным градиентам скорости газа вблизи внешней поверхности горелки





Рис.3. Температура газа и каркаса на внешней поверхности горелки (а), температура газа (б), каркаса (в) и давление (г) газовоздушной смеси вдоль пространственной координаты в различные моменты времени

 $P_{0}=102\kappa\Pi a, \ m=0.6, \ \alpha=10^{5} \ Bm/(m^{3}K); \ \alpha_{i,s}=10^{4} \ Bm/(m^{2}K); \\ \alpha_{e,s}=10^{3} \ Bm/(m^{2}K); \ \alpha_{e,g}=200 \ Bm/(m^{2}K); \ \alpha_{m}=1 \ m/c$

1. t=0.8 мс; 2. t=1 с; 3. t=10 с; 4. t=30 с; 5. t=50 с.

(рис.3,г). Стоит отметить, что большие градиенты давления взывают больше градиенты скорости газа в области горения и скорость газа в зоне реакции в разы может превышать скорость подающей смеси (рис.3, д) и поскольку газ движется по пути наименьшего сопротивления и в область меньшего давления, то волна переходит не во внутрь горелочного устройства, а во внешнюю (в область атмосферного давления) при данном наборе параметров, поэтому «классическое предположение» о постоянстве скорости течения газо-воздушной смеси, используемое авторами при моделировании процессов фильтрационного горения газа, не является корректным. При другом наборе параметров, возможна обратная ситуация, которая может привести к срыву фильтрационного горения, тепловому взрыву, либо к каком-либо другому нестационарному режиму горения (например, к пульсационному).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена двухтемпературная модель фильтрационного горения газа в цилиндрической порис-

той горелке и теоретически исследовано горения газа в пористой среде от стадии подачи газо-воздушной смеси до выхода на стационарный режим работы горелочного устройства. Проанализировано распределение температур газовой смеси и каркаса, давления и скорости газа на различных стадиях работы горелочного устройства.

- Babkin V.S., Laevskii Yu.M. Seepage gas combustion// Combustion, Explosion and Shock Waves .- 1987, Volume 23, Issue 5, pp 531-547
- Mujeebua M. A., Abdullaha M. Z., Mohamadb A.A., Bakarc M.Z.A. Trends in modeling of porous media combustion//Progress in Energy and Combustion Science Volume 36, Issue 6, December 2010, Pages 627–650
- Fernando M. Pereira, Amir A.M. Oliveira, Fernando F. Fachini Asymptotic analysis of stationary adiabatic premixed flames in porous inert media// Combustion and Flame, Volume 156, Issue 1, January 2009, Pages 152-165
- Laevsky Yu.M., Babkin V.S. On theory of Travelling Hybrid Wave // Comb. Sci. and Technology. 2001. V.164. № 1. P. 129 – 144.
- Chumakov Yu.A., Knyazeva A.G. Regimes of gas combustion in a porous body of a cylindrical heat generator // Combustion, explosion, and shock waves. 2009. V. 45. № 1. c. 14-24.
- Kakutkina N. A. Rychkov A. D. Modeling of Unsteady Filtration Gas Combustion // Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2010. V. 46.,No.3, pp. 279–285
- Pereira F.M., Oliveira A.A.M, Fachini F.F. Maximum superadiabatic temperature for stabilized flames within porous inert media // Combustion and Flame Volume 158, Issue 11, November 2011, Pages 2283– 2288.
- Kagan L., Sivashinsky G. A high-porosity limit for the transition from conductive to convective burning in gas-permeable explosives // Combustion and Flame, Volume 157, Issue 2, February 2010, Pages 357-362
- Zhdanok S. A., Dobrego K. V., Futko S. I. Flame localization inside axis symmetric cylindrical and spherical porous media burners// International Journal of Heat and Mass Transfer. 1998. V. 41. № 22. P. 3647–3655.
- Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Едиториал УРСС, 2004, 480
- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др Физические величины: Справочник, под ред. И.С Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергатомиздат, 1991.- 1232 С.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №2-14

УДК 66.021:536.248.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ АБСОРБЦИОННОГО МАССООБМЕНА В ПЕННОМ АППАРАТЕ

Шиляев М.И., Толстых А.В.

Томский государственный архитектурно-строительный университет 634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

АННОТАЦИЯ

Разработана физико-математическая модель абсорбционного массообмена жидкости и парогазовой смеси в пенном аппарате (ПА), учитывающая изменение температуры и химического состава жидкой фазы пенного слоя в динамике и кинетике всего абсорбционного процесса. Проведены расчеты тепломассообмена воды и смеси влажного воздуха и углекислого газа, а также смеси влажного воздуха и углекислого газа, а также смеси влажного воздуха и сернистого газа. Результаты расчетов, проведенных на основе предложенной модели, показывают рост эффективности извлечения углекислого газа на воду с увеличением его начальной концентрации и хорошо согласуются с известными опытными данными.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для того, чтобы оценить реальную эффективность барботажных аппаратов применительно к абсорбции газов, необходимо поставить и решить задачу тепломассообмена, предусматривающую изменение температуры и химического состава жидкой фазы пенного слоя в динамике и кинетике всего абсорбционного процесса. Будем полагать, что как и в одноконцентрационной и однотемпературной постановке задачи [1], суммарный тепломассообмен определяется преимущественно процессами, протекающими при формировании пузырей на отверстиях газораспределительных решеток аппаратов.

При барботировании газа в пенных аппаратах (ПА) на отверстиях газораспределительной решетки возникают и развиваются пузыри сферической формы (рис. 1), время пребывания которых на отверстии τ_k определяется их частотой отрыва *f*.



Рис. 1. Динамика роста пузыря во времени на отверстии газораспределительной решетки пенного annaрата.

При формировании пузыря за счет резкого торможения парогазового потока о его поверхность внутри пузыря развивается интенсивное циркуляционное движение, при котором тепломассообмен определяется в основном конвекцией и протекает на вогнутой растущей во времени сферической поверхности. Скорость парогазовой смеси вблизи внутренней поверхности пузыря Vs, определяющая интенсивность конвективного тепломассопереноса, может быть принята в первом приближении пропорциональной скорости парогазового потока в отверстии газораспределительной решетки V_0 [1]:

V

$$V_s = k_v V_0$$

где k_v – коэффициент пропорциональности, интегрально учитывающий торможение парогазовой смеси о поверхность пузыря и расширение потока.

При определении коэффициентов конвективного тепло- и массообмена воспользуемся гипотезой квазистационарности и их расчет будем производить, применяя известные обобщенные эмпирические зависимости для плоских поверхностей [2], с поправками на усиление тепломассообменных процессов на вогнутых криволинейных поверхностях [3].

В качестве условия равновесия абсорбируемых компонентов в жидкости и газе на границе раздела фаз будем использовать закон Генри [4], что допустимо в случае, когда концентрации растворенных газов в поглощающей жидкости невелики.

Процесс тепломассообмена парогазовой смеси с жидкостью через поверхность пузыря, включающий в себя абсорбцию (десорбцию) газовых компонентов, как и в [1], опишем системой, объединяющей уравнение баланса тепла и уравнения баланса массы пара жидкости и абсорбируемых газов:

$$\left| \frac{dT_{z}}{d\tau} = \frac{k_{g} \frac{\alpha}{\rho_{z}} (T_{nog} - T_{z}) - (T_{z} - 273) \left(c_{n} \frac{dy_{n}}{d\tau} + \sum_{i=1}^{n} c_{i} \frac{dy_{i}}{d\tau} \right)}{\left(c_{z} + \overline{y}_{n} \frac{dr_{n}}{dT_{z}} + \sum_{i=1}^{n} \overline{y}_{i} \frac{dr_{i}}{dT_{z}} \right)}; \right| \\
\left| \frac{d\overline{y}_{n}}{d\tau} = k_{g} \beta_{n} \left(\overline{y}_{n,nog} - \overline{y}_{n} \right); \\
\frac{d\overline{y}_{i}}{d\tau} = k_{g} \beta_{i} \left(\overline{y}_{i,nog} - \overline{y}_{i} \right), \qquad i = 1, 2, ..., n;$$
(1)

при $\tau = 0$ $T_z = T_{z0}$; $\overline{y}_n = \overline{y}_{n0}$; $\overline{y}_i = \overline{y}_{i0}$, i = 1, 2, ..., n. (2) Здесь: T_z , \overline{y}_n , \overline{y}_i – текущие среднеобъемные температура парогазового потока, массовые доли пара и абсорбируемых газовых компонентов в парогазовой смеси внутри пузыря, растущего на отверстии газораспределительной решетки ПА; τ – время; $k_g = \frac{3}{r_w}$ – геометрический параметр, представляющий собой отношение площади по-

верхности сферического пузыря к его объему (r_w – радиус пузыря, растущего на отверстии газораспределительной решетки); $\rho_{e} = \rho_{c.e} + \rho_n + \sum_{i=1}^{n} \rho_i$ – плотность парогазо-

вой смеси; $\rho_{c.6}$, ρ_n , ρ_i – парциальные плотности сухого воздуха, пара жидкости и *i*-го абсорбируемого газа соот-

ветственно; $T_{c,nos}$, $\overline{y}_{n,nos}$, $\overline{y}_{i,nos}$ – температура, массовые доли пара и абсорбируемых газовых компонентов в парогазовой смеси у поверхности пузыря, определяемые в соответствии с законом Генри; c_n , c_i – теплоемкости пара и абсорбируемых газов; $c_c = \overline{y}_{c,s}c_{c,s} + \overline{y}_nc_n + \sum_{i=1}^n \overline{y}_ic_i$ – теплоемкость парогазовой смеси; r_n , r_i – удельные теплоты конденсации пара жидкости и абсорбции поглощаемых газовых компонентов; T_{c0} , \overline{y}_{n0} , \overline{y}_{i0} – температура, массовые доли пара и абсорбируемых газовых компонентов в парогазовой смеси перед отверстием в газораспределительной решетке; α , β_n , β_i – коэффициенты конвективно-

сти пузыря. Среднеобъемная температура жидкости T_{f_5} по которой определяется температура на поверхности пузыря T_{nog} , в рассматриваемом случае является переменной, зависящей от времени, величиной. Для ее определения, как и в [5], для ПА используем уравнение теплового баланса слоя жидкости на решетке при условии, что среднестатистическое газосодержание в пенном слое $\phi = \text{const:}$

го теплообмена и массообмена на внутренней поверхно-

$$\frac{\partial T_f}{\partial \tau} = \frac{S_z}{h_0} \left(T_{f0} - T_f \right) q V_0 + \frac{1}{\rho_f c_f} \left(4\alpha \overline{r_w}^2 \frac{S_z}{h_0} \left(T_z - T_{noe} \right) + \frac{\phi}{(1 - \phi)} \rho_e \left(r_n \frac{d \overline{y}_n}{d \tau} + \sum_{i=1}^n r_i \frac{d \overline{y}_i}{d \tau} \right) \right);$$
(3)
при $\tau = 0$ $T_f = T_{f0}$, (4)

при $\tau = 0$ $T_f = T_{f0}$, (4) где T_{f0} – начальная температура жидкости; ρ_f , c_f – плотность и теплоемкость жидкости; S_z – относительная площадь живого сечения газораспределительной решетки; h_0 – высота светлого столба жидкости над решеткой; φ – газосодержание в пенном слое; $q = Q_f/Q_c$ – коэффициент орошения, Q_c – объемный расход газа, Q_f – объемный расход жидкости, $V_0 = W_c/S_z$ – скорость парогазового потока в отверстиях решетки с диаметром d_0 , $\bar{r}_w = r_w/r_0$ – безразмерный радиус пузыря.

Изменение концентрации абсорбируемого газа в жидкости определяется поступлением этого вещества и его уносом, связанными с конвективным массообменом внутри пузырей и с потоком чистой жидкости. Уравнения массового баланса, отражающие изменения относительных среднеобъемных массовых концентраций абсорбируемых газов в жидкости пенного слоя, имеют вид:

$$\frac{\partial \overline{x}_i}{\partial \tau} = \frac{S_z}{h_0} \left(q V_0(\overline{x}_{i0} - \overline{x}_i) - \frac{4}{3} r_w^3 r_0 \frac{\rho_z}{\rho_f} \frac{\partial y_i}{\partial \tau} \right), \quad i = 1, 2, ..., n; \quad (5)$$

при
$$\tau = 0$$
 $x_i = x_{i0}$, $i = 1, 2, ..., n$, (6)

где x_i – относительная массовая доля *i*-го абсорбируемого газа в жидкости пенного слоя по отношению к общему количеству раствора, x_{i0} – относительная массовая доля *i*-го абсорбируемого газа в жидкости, поступающей в рабочий объем ПА.

Таким образом, процесс тепломассообмена парогазовой смеси с жидкостью в ПА можно описать системой, включающей в себя уравнения баланса тепла, уравнения массового баланса для абсорбируемых компонентов и соответствующие начальные условия как для газовой (1), (2), так и для жидкой фазы пенного слоя (3) – (6).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Система уравнений (1) – (6) была численно решена для смеси водяного пара, воздуха и углекислого газа, а также для смеси водяного пара, воздуха и сернистого газа. При проведении расчетов температура парогазовой смеси, поступающей в ПА, изменялась в пределах 20– 40°С, а начальная температура воды от 9 до 11°С. Диаметр отверстий в газораспределительной решетке $d_0 = 4$ мм. Остальные параметры, влияющие на тепломассообмен принимались следующими: $W_c = 1-3 \text{ м/с}$; $S_z = 0,06-0,2$; $\varphi = 0,7$; $q = 5,2 \cdot 10^{-4} - 6,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{м}^3$; $h_0 = 0,076-0,22 \text{ м}$; $k_v = 0,08$. Начальное влагосодержание подаваемой парогазовой смеси принималось $d_{n0} = 0,005 \text{ кг/кг с.в.}$

Для выяснения закономерностей процесса абсорбции при взаимодействии в пенном аппарате воды и парогазовой смеси, содержащей абсорбируемые газовые примеси, были проведены расчеты зависимости эффективности извлечения газовых компонентов

$$\eta_i = 1 - \frac{d_i}{d_{i0}}$$

от времени, среднерасходной скорости газа перед решеткой аппарата, расхода воды и начальной концентрации абсорбируемого компонента (d_{i0} , d_i – относительные концентрации *i*-го абсорбируемого газового компонента (в кг/кг с.в.) в парогазовой смеси до и после ее обработки в ПА).

Расчетные зависимости эффективности извлечения CO₂ и SO₂ от времени приведены на рис. 2, а, из которого видно, что при абсорбции плохо растворимого углекислого газа эффективность извлечения быстро падает до значений порядка 0,004. Такие же результаты были получены в [6], где представлены экспериментальные данные по абсорбции двуокиси углерода в барботажной колонне при малых начальных концентрациях CO₂. В исследованиях [6] к.п.д. абсорбции (по газовой фазе)

$$\eta_{\text{CO}_2 a \delta} = \frac{d_{\text{CO}_2 0} - d_{\text{CO}_2}}{d_{\text{CO}_2 0} - d_{\text{CO}_2 c p. p.}}$$

 $(d_{CO_2 cp. p.} -$ равновесная концентрация CO₂ в парогазовой смеси при среднеобъемной температуре воды) изменялся от 0,005 до 0,05, а соответствующие значения эффективности извлечения CO₂ не превосходили 0,006 – 0,005.

Эффективность извлечения SO_2 также снижается с течением времени, но при достижении стационарных условий ее значение $\eta_{SO_2} = 0,47$ на два порядка выше, чем эффективность извлечения CO_2 . Следует отметить также, что процесс выхода на стационарный режим при абсорбции сернистого газа занимает намного более длительный временной промежуток по сравнению с несколькими секундами, по истечении которых реализуется стационарный режим при барботировании газовоздушной смеси, содержащей двуокись углерода.

Абсорбционные процессы, протекающие в пузырях, лимитируются концентрацией примесей, абсорбируемых из парогазовой смеси, в поглощающей жидкости. Это подтверждает график рис. 2, б, отражающий рост относительных мольных концентраций CO₂ и SO₂ в воде, образующей пенный слой в рабочей камере ПА.



Рис. 2. Расчет эффективности извлечения η_i абсорбируемых газов (a) и их относительной мольной концентрации в воде (б) ($t_{z0} = 40^{\circ}$ C, $t_{f0} = 10^{\circ}$ C, $d_0 = 4$ мм, $S_z = 0,06$, $q = 6,112 \cdot 10^{-3}$ м³/м³, $W_z = 2$ м/с, $h_0 = 0,054$ м): 1 – барботирование парогазовой смеси, содержащей углекислый газ ($d_{CO,0} = 0,2$ кг/кг с. в.); 2 –

барботирование парогазовой смеси, содержащей сернистый газ ($d_{_{SO,0}} = 0,2$ кг/кг с. в.).

Зависимости эффективности извлечения абсорбируемых компонентов от среднерасходной скорости газа перед газораспределительной решеткой представлены кривыми, изображенными на рис. 3, а. При повышении скорости газа W₂ в полном сечении аппарата перед газораспределительной решеткой эффективности извлечения η_{SO_2} , η_{CO_2} снижаются, как и в экспериментах [7], в которых исследовалась абсорбция в ПА при высоких начальных концентрациях двуокиси углерода. Для хорошо растворимого SO₂ уменьшение эффективности извлечения в рассмотренных пределах составляет 17 % от значения η_{SO_2} при $W_2 = 1$ м/с. При абсорбции двуокиси углерода в условиях, когда $W_{c} > 2$ м/с ($Q_{f} = 0,0024$ м3/с), эффективность извлечения $\eta_{SO_2} \approx 0$, и при дальнейшем увеличении скорости газа, сопровождающемся ростом концентрации СО₂ в воде (рис. 3, в), начинаются десорбционные процессы, обусловленные превышением парциального давления газовой примеси у поверхности пузыря над среднеобъемным парциальным давлением. Темп роста относительной мольной концентрации сернистого газа в воде над газораспределительной решеткой ПА существенно превосходит аналогичный показатель поглощения углекислого газа (рис. 3, б, в). При изменении скорости W_c от 1 до 3 м/с концентрация χ_{SO_2} увеличивается более чем в 2 раза.

Авторы [7] полагают, что ухудшение абсорбции при увеличении среднерасходной скорости газа, несмотря на усиление турбулизации газо-жидкостной системы, связано с уменьшением длительности контакта фаз при больших скоростях газа.



Рис. 3. Зависимость эффективности извлечения η_i абсорбируемых газов (a) и их относительной мольной концентрации в воде (б, в) от среднерасходной скорости парогазовой смеси $(t_{z0} = 40^{\circ}C, t_{f0} = 10^{\circ}C, d_0 = 4 \text{ мм}, S_z = 0.06, h_0 = 0.054 \text{ м}, d_{CO_20} = 0.2 \text{ кг/кг с. в.}, d_{SO_20} = 0.2 \text{ кг/кг с. в.}$):

 Барботирование парогазовой смеси, содержащей углекислый газ; 2 – барботирование парогазовой смеси, содержащей сернистый газ.

Однако результаты расчетов по модели (1) - (6), приведенные на рис. 3, показывают, что уменьшение степени извлечения с ростом скорости газа перед решеткой барботажного аппарата объясняется влиянием увеличения концентрации абсорбируемого компонента в жидкости, образующей пенный слой, на снижение интенсивности абсорбции, что особенно заметно для плохо растворимых газов.



Рис. 4. Зависимость эффективности извлечения η_i абсорбируемых газов от расхода воды Q_f , поступающей в ПА ($t_{e0} = 40^{\circ}$ C, $t_{f0} = 10^{\circ}$ C, $d_0 = 4$ мм, $S_z = 0.06$, $W_e = 2$ м/с, $h_0 = 0.021-0.07$ м):

1 – барботирование парогазовой смеси, содержащей углекислый газ ($d_{CO_20} = 0,2$ кг/кг с. в.); 2 – барботирование парогазо-

вой смеси, содержащей сернистый газ ($d_{SO,0} = 0,2$ кг/кг с. в.).



Рис. 5. Зависимость относительной мольной концентрации углекислого газа в воде x_{CO_2} от расхода воды Q_{β} поступающей в ПА ($t_{z0} = 40^{\circ}$ C, $t_{f0} = 10^{\circ}$ C, $d_0 = 4$ мм, $S_z = 0,06$, $W_e = 2$ м/с, $d_{CO_2,0} = 0,2$ кг/кг с. в., $h_0 = 0,021-0,07$ м).

Зависимости эффективности извлечения CO₂ и SO₂ от расхода воды Q_f в диапазоне его значений, обеспечивающих устойчивую работу ПА, показаны на рис. 4. В условиях проведенных расчетов, результаты которых представлены на рис. 4, при расходах $Q_f < 0,0022 \text{ м}^3/\text{с}$ концентрация x_{CO_2} достигает достаточно высоких значений (рис. 5), вызывающих вследствие увеличения парциального давления CO₂ около поверхности пузыря переход от абсорбции к десорбции, сопровождающейся дальнейшим увеличением концентрации абсорбируемого углекислого газа в жидкой фазе пенного слоя барботажного аппарата.

При повышении расхода воды от $Q_f = 0,0022 \text{ м}^3/\text{с}$ до $Q_f = 0,0048 \text{ м}^3/\text{с}$ эффективность извлечения абсорбируемых газовых компонентов возрастает, причем довольно быстро не только при абсорбции хорошо растворимого SO₂, но и при поглощении водой углекислого газа, когда

 η_{CO_2} увеличивается на порядок от 0,0014 до 0,04. При предельно высокой интенсивности потока жидкости $(Q_f = 0,0048 \text{ m}^3/\text{c})$, когда возможно нарушение пенного режима работы барботажного аппарата, степень очистки парогазовой смеси от SO₂ достигает 58 %. При невысоких интенсивностях потока воды на решетке ПА $(Q_f \div 0,0012-0,0018 \text{ m}^3/\text{c})$ степень очистки от SO₂, определенная расчетом, составляет 35–40%, что не противоречит результатам лабораторных исследований [8], в которых степень очистки воздуха от сернистого газа водой при $W_e = 0,5 \div 2,5$ м/с находилась в пределах 25–40%.



Рис. 6. Сопоставление расчетов и экспериментальных данных $(t_{z0} = 21-27^{\circ}C, t_{f0} = 15-18^{\circ}C, d_0 = 2 \text{ мм}, S_z = 0,125, h_0 = 0,054 \text{ м}):$ а) зависимости эффективности извлечения η_{CO_2} от начальной концентрации CO_2 , $1 - W_z = 1,5 \text{ м/c}, Q_f = 0,00243 \text{ м}^3/c, q = 3,44\cdot10^{-2} \text{ м}^3/\text{м}^3; 2 - W_z = 2 \text{ м/c}, Q_f = 0,00234 \text{ M}^3/c$,

 $q = 2,48 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{м}^3$; 3 – W₂ = 2,5 м/с, $Q_f = 0,00222 \text{ M}^3/c$, $q = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ M}^3/\text{m}^3$; б) зависимости степени насыщения абсорбента $\eta_{CO,f}$ от начальной концентрации CO₂: W₂ = 2,5 м/c,

 $Q_f = 0,00222 \ \text{m}^3/c, \ q = 1,8 \cdot 10^{-2} \ \text{m}^3/\text{m}^3.$

Модель (1) - (6) обеспечивает достаточную для практики точность расчета и при высоких начальных концентрациях углекислого газа в парогазовой смеси, поступающей в барботажный аппарат. Это видно из сопоставления результатов расчетов и данных, полученных С.А. Богатых [7] при экспериментальном исследовании поглощения двуокиси углерода водой из воздуха в однополочном пенном аппарате (рис. 6). Результаты расчета по модели (1) – (6), показывающие рост эффективности извлечения CO_2 с увеличением его начальной концентрации, хорошо согласуются с соответствующими опытными данными, отклонение от которых не превышает 5-10%.

На рис 6 б) приведены результаты расчетов по модели (1) – (6) и данные экспериментов [7], показывающие как увеличивается степень насыщения абсорбента $\eta_{CO_2} = x_{CO_2} / x_{CO_2 p}$, характеризующая полноту насыщения жидкости абсорбируемым газом по степени приближения к равновесному состоянию системы ($x_{CO_2 p}$ – равновесная относительная мольная концентрация CO₂ в воде), с ростом начальной концентрации CO₂.

Результаты расчетов располагаются ниже экспериментально определенных значений η_{CO_2f} на 15–20%, что, вероятно, связано с влиянием горизонтального переноса поглощенного CO_2 потоком жидкости по газораспределительной решетке ПА, которое не учтено в предложенной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам расчетов, проведенных на основе предложенной физико-математической модели, установлено, что уменьшение степени извлечения абсорбируемых газов из парогазовой смеси обусловлено соответствующим ростом концентраций этих компонентов в поглощающей жидкости, что особенно заметно для плохо растворимых газов. Физико-математическая модель абсорбционного тепломассообмена может быть использована для оптимизации режимно-геометрических параметров барботажных аппаратов в направлении обеспечения высокоэффективной очистки газовых выбросов от промышленных газовых загрязнений.

- Шиляев М.И., Толстых А.В. Моделирование процессов абсорбции газов в барботажных аппаратах // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т.20. № 5. С. 575–587.
- Нестеренко А.В. Основы термодинамических расчетов вентиляции и кондиционирования воздуха. Изд. 3-е / М.: Высшая школа, 1971. 460 с.
- Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках /. Новосибирск, 1987. 282 с.
- Рамм, В.М. Абсорбция газов. Изд. 2-ое, переработ. и доп / М.: Химия, 1976. 656 с.
- Шиляев М.И., Толстых А.В., Хромова Е.М. Двухтемпературная модель тепломассообмена при формировании пузырей на отверстиях газораспределительных решеток барботажных аппаратов // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11. № 1. С. 127.
- Агарев Л.Н., Шабалин Н.И. Интенсивность абсорбции хорошо и мало растворимых газов в условиях массового барботажа // Химическая промышленность. 1952. № 5. С. 136–140.
- Богатых С.А. Комплексная обработка воздуха в пенных аппаратах / Л.: Судостроение, 1964. 310 с.
- Позин Е.М., Мухленов И.П., Тарат Э.Я. Пенные газоочистители, теплообменники и абсорберы / Л.: Госхимиздат, 1959. 120 с.



СЕКЦИЯ 3 Тепломассообмен при фазовых превращениях и низкотемпературная теплофизика





УДК 536.24/423

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-3-06

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭМУЛЬСИИ С НИЗКОКИПЯЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ И КРИЗИСЕ КИПЕНИЯ ЭМУЛЬСИИ

Гасанов Б.М.¹, Буланов Н.В²

¹Институт теплофизики УрО РАН 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

²Уральский государственный университет путей сообщения 620034, Екатеринбург, ул. Колмогорова, 66

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи от тонких платиновых проволок к эмульсиям, у которых дисперсная фаза является низкокипящей по сравнению с ее дисперсионной средой. Рассмотрена зависимость задержки начала кипения от концентрации эмульсии. С использованием микроскопа, проведена визуализация процесса пузырькового кипения различных эмульсий. Исследовано влияние концентрации эмульсии на кризис кипения эмульсии.

введение

Кипение эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой сопровождается рядом особенностей [1-4], таких, как высокие перегревы капелек дисперсной фазы, широкие по сравнению с чистыми жидкостями интервалы пузырькового кипения, высокие значения коэффициентов теплоотдачи. На величину задержки начала кипения оказывает влияние концентрация эмульсии и диаметр капелек дисперсной фазы. Задержку начала кипения можно регулировать путем введения в эмульсию различных поверхностно-активных веществ и адсорбентов (цеолитов, опок, полимеров и др.). Настоящая работа посвящена исследованию влияния концентрации эмульсии на теплообмен при пузырьковом кипении и кризисе кипения эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой на поверхности проволочного нагревателя. Нами исследовались эмульсии с малым количеством (до 5.0 об. %) низкокипящей жидкости в высококипящей. Исследовались эмульсии вода/полиоргансилоксановая жидкость ПМС-300, вода/вакуумное масло ВМ-1С, фреон-11/вода и нпентан/вода. Исследования проведены на экспериментальной установке, представленной в работе [1], при горизонтальном и вертикальном положении нагревателя.

1. ЗАВИСИМОТСЬ ЗАДЕРЖКИ НАЧАЛА КИПЕНИЯ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭМУЛЬСИИ

В проведенных опытах вскипанию эмульсии предшествовал перегрев слоя жидкости, прилегающего к проволочному нагревателю. Явление перегрева низкокипящей (дисперсной) жидкости на теплоотдающей поверхности мы называем задержкой начала кипения. Теплообмен при задержке кипения осуществляется за счет теплопроводности и конвекции в слое жидкости. Наблюдаемый конвективный теплообмен в условиях задержки кипения является не устойчивым, так как жидкость в перегретом состоянии не может существовать бесконечно долго. Рано или поздно в слое перегретой жидкости появляется центр парообразования и эмульсия вскипает. Эти центры парообразования могут находиться в объеме или на поверхности нагревателя.

На величину задержки начала кипения оказывает влияние концентрация эмульсии. На рис. 1 приведены характерные зависимости коэффициента теплоотдачи α от вертикально расположенной платиновой проволоки диаметром 0.10 мм к чистой ПМС-300 и к эмульсии вода/ПМС-300 в зависимости от температуры *T* нагреваемой проволоки. При концентрации 0.10 об.% вскипание дисперсной фазы происходит при температуре 182 °C, задержка начала кипения $\Delta T_{заd}$ составляет 82°C, $\Delta T_{зад} = T$ – T_s , где T_s – температура насыщения воды. С увеличением концентрации эмульсии величина задержки начала кипения снижается, а при концентрациях от 1.0 до 2.0 об. % наблюдается слабое различие в $\Delta T_{зad}$.



Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на вертикальной платиновой проволоке, T_o = 22 °C: 1- чистая полиоргансилоксановая жидкость ПМС-300, 2-7 – эмульсии вода/ПМС-300 с концентрациями 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0 и 2.0 об.% соответственно. T_o – температура жидкости вдали от нагревателя.

Для зависимости величины задержки начала кипения от концентрации эмульсии получено соотношение [2]

$$\Delta T_{c\dot{a}\ddot{a}} = \frac{k}{\sqrt[3]{C}}$$

где *С* – концентрация эмульсии, *k* – коэффициент равный 11 К для эмульсии вода/ПМС-300.

2. ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ ЭМУЛЬСИЙ С НИЗКОКИПЯЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ

Визуализация процесса пузырькового кипения эмульсий затруднена из-за их непрозрачности. В настоящей работе процесс кипения на горизонтально и вертикально расположенной платиновой проволоке диаметром 0.10 мм эмульсий н-пентан/вода и фреон-11/вода исследован при помощи микросъемки. Микросъемка проведена с использованием цифрового стереомикроскопа с увеличением от 4 до 200 крат.



Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя T при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на вертикальной платиновой проволоке, T_o = 16 °C: 1- вода, 2-3 – эмульсии н-пентан/вода с концентрациями 0.10 и 2.0 об.% Буквы a_{0.1}, a_{2.0} и т.д. являются так же обозначениями фигур на рис.3.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные при конвективном теплообмене и пузырьковом кипения воды и эмульсии н-пентан/вода на поверхности горизонтально расположенной платиновой проволоки. Микросъемка показала, что перегретые капельки дисперсной фазы вскипают на готовых центрах кипения рис. 2 (точки $a_{0,1}$ и $a_{2,0}$), расположенных на поверхности нагревателя рис. З (фотографии *a*_{0.1} и *a*_{2.0}). На поверхности нагрева образуются пузырьки пара, которые под действием конвективных потоков хаотически передвигаются по поверхности нагрева. С увеличением концентрации эмульсии, растет число способных вскипеть капелек дисперсной фазы. Этим и объясняется, что с увеличением концентрации эмульсии происходит уменьшение температурной задержки начала кипения. С ростом плотности теплового потока растет, и число способных вскипеть капелек дисперсной фазы рис. 3 (фотографии b_{0.1} и b_{2.0}). На поверхности нагрева образуются большее количество пузырьков пара, но из-за того, что температура эмульсии $(T_o = 16 \, ^{\circ}\mathrm{C})$ вне теплового пограничного слоя меньше температуры насыщенных паров $(T_s = 36.0 \, ^{\circ}\mathrm{C})$ дисперсной фазы такие пузырьки пара не вырастают до критического размера, не отрываются от проволоки и не всплывают. Крупные пузырьки пара остаются прилипшими к поверхности проволочки, в них около проволочки происходит испарение жидкости (н-пентана), перенос пара к вершине пузырька, конденсация и стекание образовавшейся жидкости по паровой поверхности пузырька к его основанию, где н-пентан вновь испаряется. Такой механизм испарения приводит к увеличению отрывного (критического) диаметра парового пузырька и к существенной интенсификации теплоотдачи от греющей поверхности.



Рис. 3. Микросъемка процесса пузырькового кипения эмульсии н-пентан/вода. Индекс _{0.1} относится к эмульсиям с концентрацией 0.10 об. %, а индекс _{2.0} к эмульсиям с концентрацией 2.0 об. %.

При больших плотностях теплового потока рис. 2 (участок кривой $b_{01}c_{01}$ и $b_{2.0}c_{2.0}$) проявляется еще и механизм взрывного вскипания перегретых капелек дисперсной фазы эмульсии, как на поверхности нагревателя, так и в тепловом пограничном слое. Взрывное вскипание перегретых капелек дисперсной фазы можно определить по возникающим характерным звуковым щелчкам. Взрывообразно вскипающие капельки дисперсной фазы турбулизируют пристеночный слой, в результате чего можно наблюдать движение пузырька пара не только вверх, а но и вниз рис. 3. (такое движение пузырька пара на фотографиях c₀₁ b c_{2.0} указано стрелкой). Вклад в интенсивность теплоотдачи вносят большие пузырьки пара, которые отрываясь от поверхности нагрева, увлекают за собой нагретый пограничный слой эмульсии, место которой занимает новая порция эмульсии, с новыми, еще не вскипевшими капельками дисперсной фазы. Эти капельки нагреваются и вскипают. Такой характер теплообмена наблюдается вплоть до появления кризиса кипения эмульсии.


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от температуры нагревателя Т при конвективном теплообмене и пузырьковом кипении на вертикальной платиновой проволоке, T_o = 16 °C: 1- вода, 2-3 – эмульсия фреон-11/вода с концентрацией 0.10 и 1.0 об. %. Буквы a_{0.1}, a_{1.0} и т.д. являются так же обозначениями фигур на рис.5.



Рис. 5. Микросъемка процесса пузырькового кипения эмульсии фреон-11/вода. Индекс _{0.1} относится к эмульсии с концентрацией 0.10 об. %, индекс _{1.0} к эмульсии с концентрацией 1.0 об. %.

На рис.4 представлена зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры нагрева для воды и эмульсии фреон-11/вода для вертикальной платиновой проволоки. Перегретые капельки дисперсной фазы вскипают на готовых центрах кипения рис. 4 (точки $a_{0.1}$ и $a_{1.0}$) расположенных на поверхности проволочки рис. 5 (фотографии $a_{0.1}$ и $a_{1.0}$). При интенсивном кипении рис. 4 (участок кривой $b_{01}c_{01}$ и $b_{1.0}c_{1.0}$), как при кипении на горизонтальной платиновой проволоке, наблюдаются пузырьки пара больших размеров прилипших к проволоке рис. 5. Отрыв и всплытие этих пузырьков способствует отрыву других пузырьков пара, не достигших критических размеров. Такой характер теплообмена наблюдается вплоть до появления кризиса кипения эмульсии. На вертикальном нагревателе, так же как и на горизонтальном, увеличение концентрации эмульсии приводит к уменьшению величины задержки начала кипения.

3. КРИЗИС КИПЕНИЯ ЭМУЛЬСИЙ С НИЗКОКИПЯЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗОЙ

Кризис кипения эмульсий возможен как при образовании пленки пара состоящей преимущественно из вещества, образующего дисперсную фазу, так и при образовании пленки пара состоящей из смеси веществ дисперсной фазы и дисперсионной среды. Для исследования условий возникновения кризиса кипения, были поставлены опыты на платиновой проволоке диаметром 0,10 мм и длиной 25 мм. Опыты проведены на экспериментальной установке, представленной в работах [1]. Исследования проведены с вакуумным маслом BM-1C, полиоргансилоксановой жидкостью ПМС-300, водой, эмульсиями вода/масло BM-1C и вода/ПМС-300. Через платиновую проволоку пропускался постоянный электрический ток. В эксперименте регистрировали значения напряжения U и тока I.



Рис. 6. Вольт-амперная характеристика проволочного нагревателя:

а): 1 – ПМС-300, 2 – вода, 3-8 –эмульсия вода/ПМС-300 с концентрацией 0.05, 0.1, 0.3, 0.6, 2.0, и 5.0 об.% соответственно б): 1 – масло ВМ-1С, 2 – вода, 3-8 –эмульсия вода/масло ВМ-1С с концентрацией 0.1, 0.2, 0.3, 1.0, и 2.0 об.% соответственно

Опыты проводились при температурах жидкости в объеме равной 98–99 °С, т.е. близких к температуре кипения воды. При увеличении тепловой нагрузки на поверхности платиновой проволоки появлялись очаги пленочного кипения, а на вольт-амперной характеристике наблюдался скачок. На рис. 6 представлены результаты исследования кризиса кипения масел BM-1C, ПМС-300, воды, эмульсии вода/ПМС-300 и вода/масло BM-1C с разными концентрациями дисперсной фазы эмульсий.

При кризисе кипения эмульсий вода/ПМС-300 и вода/масло ВМ-1С пленка пара состоит преимущественно из вещества дисперсной фазы, т.е. воды. С ростом концентрации дисперсной фазы эмульсии кризис кипения наступает при меньших мощностях нагрева.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что концентрация эмульсии влияет на величину температуры задержки начала кипения. Установлено, что капельки дисперсной фазы вскипают на готовых центрах кипения находящихся на поверхности нагревателя. При повышении интенсивности кипении, вскипающие капельки на готовых центах кипения инициируют взрывообразное вскипание перегретых капелек в тепловом пограничном слое, что приводит к дальнейшей интенсификации теплообмена. В проведенных исследованиях кризиса кипения эмульсии, пленка пара состоит из пара дисперсной фазы. На кризис кипения оказывает влияние концентрация эмульсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы совместных исследований УрО – ДВО РАН (проект 12-C-2-1013)

Список литературы:

- Буланов Н.В., Гасанов Б.М., Турчанинова Е.А. Результаты экспериментального исследования теплообмена эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой// ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 268-284.
- Буланов Н.В., Гасанов Б.М. Зависимость начала цепной активации центров кипения от перегрева капелек дисперсной фазы эмульсии// ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 221-224.
- Roesle M.L., Kulacki F.A. An experimental study of boiling in dilute emulsions, part A// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. Iss. 7-8. P. 2160-2165.
- Roesle M.L., Kulacki F.A. An experimental study of boiling in dilute emulsions, part B// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. Iss. 7-8. P. 2166-217.



УДК.536.248.4

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №3-03

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА НА СТРУЕ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

М.А. Готовский, И.Г.Сухоруков

ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И.Ползунова » Россия, 193167, Санкт-Петербург, Атаманская ул., 3/6

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе показано, что более физически достоверную структуру зависимостей для теплоотдачи можно получить, учитывая влияние поверхностного натяжения на фазовой границе и нестационарный характер протекающих на ней процессов. В настоящее время отсутствует не только количественная теория теплообмена при пленочном кипении сильно недогретой жидкости, но и убедительное качественное объяснение высокой интенсивности переноса тепла между перегретой твердой поверхностью и недогретой жидкостью, в условиях, когда прямой контакт жидкость-стенка невозможен. Для случая конденсации перегретого пара на струе сильно недогретой жидкости рассматриваются аналогии с процессами закризисного теплообмена и закалки. Известно, что в опытах коэффициенты теплоотдачи при пленочном кипении недогретой воды на 1-2 порядка превосходят величины, наблюдающиеся при пленочном кипении насыщенной жидкости. До сих пор разумного объяснения такого сильного эффекта не было. найдено

Показано, что учет волнового характера процесса позволяет получить для коэффициентов теплоотдачи количественные значения, более или менее согласующиеся с опытными данными.

введение

Конденсация перегретого пара на струях сильно недогретой жидкости до последнего времени практически не изучалась, но сейчас появляются проекты, для которых необходимы расчетные рекомендации и для этого случая. В частности, в проекте, инициировавшем появление данной работы, давление в аппарате составляет 16 МПа, а перегрев пара – порядка 150°С. Можно предполагать, что в результате появятся предпосылки, а практическая потребность приведет к оживлению изучения данной проблемы, которая оказывается более сложной.

Основным недостатком работ, посвященных конденсации на струях, является использование при описании теплопередачи характеристик турбулентности при течении в трубе вдали от стенки без учета влияния взаимодействия с газом. В этих работах (например, [1-3]) граница эта по умолчанию упрощенно принималась гладкой, что позволяло не учитывать влияния поверхностного натяжения. Однако, с другой стороны, эмпирические зависимости для коэффициента теплоотдачи при конденсации на струях показывают существенное влияние поверхностного натяжения через число Вебера (We). Этот вопрос был рассмотрен в нашей статье [1].

Для рассмотрения проблемы учета влияния поверхностного натяжения в ней был использован подход, предложенный в свое время В.Г.Левичем [5]. Суть его состоит в следующем. В окрестности границы жидкостного потока режим турбулентного течения меняется. Силы поверхностного натяжения, препятствующие деформации поверхности оказывают тормозящее действие на турбулентное движение. В отличие от твердой поверхности средняя скорость на свободной поверхности не обращается в нуль, однако должна иметь практически постоянное значение по глубине, поскольку касательное напряжение здесь близко к нулю.

Если предположить, что тормозящее действие поверхности, связанное с действием поверхностного натяжения обеспечивает некоторую стабильность поверхности, то в некоторой области толщиной порядка *b*, движение будет иметь особый характер. Использование этого подхода позволило объяснить структуру эмпирических формул для теплоотдачи при конденсации наыщенного пара на струях.

1. ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАННОГО ПОДХОДА ДЛЯ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА НА НЕДОГРЕТЫХ ЖИДКИХ СТРУЯХ

Что касается конденсации перегретого пара на струях, то для нее в работах С.С.Кутателадзе [1-2] предлагалось использовать решения для насыщенного пара, заменяя теплоту фазового перехода на разность энтальпии перегретого пара и энтальпии насыщения жидкости. Однако, для интенсивных процессов нельзя игнорировать эффекты взаимодействия пара и жидкости, которые, в частности, выражаются в форме влияния поверхностного натяжения и учету нестационарности поверхности раздела фаз. Этим сторонам процесса в основном посвящена данная работа.

Важно отметить следующее обстоятельство. В некоторых работах указывается на то, что выполненное там решение задачи для турбулентных струй учитывает влияние поверхностного натяжения. В качестве примера можно указать на весьма интересную в целом монографию Л.П.Холпанова и В.Я. Шкадова [6]. Но учет, рассмотренный здесь, кардинальным образом отличается от выполненного в монографии [5]. В ней рассматривается макроскопическая кривизна поверхности, связанная с расширением (или сжатием) струи. В приведенных выше зависимостях речь идет о нестационарных движениях границы и они могут быть учтены при решении задачи лишь в рамках изменения характеристик турбулентности. Такой учет является существенно более сложной задачей, чем сформулированная в монографии [6]. Поэтому сделанный в ней вывод о весьма слабом влиянии числа Вебера является некорректным и противоречит большинству эмпирических формул.

Очень интересные результаты по взаимодействию потока газа с поверхностью жидкой пленки представлены в работе [7]. В ней представлены результаты экспериментального и теоретического исследования десорбщии газа с поверхности жидкой пленки. Сопоставление экспериментальных корреляций с расчетами массообмена для условия, что турбулентный пограничный слой формируется в жидкости и в газе при наличии гладкой межфазной границы показывает, что интенсивность массоотдачи возрастает на порядок по сравнению со стандартными величинами. Столь интенсивный массообмен обусловлен прежде всего волновым характером течения и воздействием спутного потока, который генерирует вихревое течение вблизи границы фаз. Надо заметить, что такое объяснение хорошо соответствует изложенной выше модели, предложенной в работе [5],



Рис.1. Сопоставление расчетных и опытных данных работы [10].

При конденсации чистого насыщенного пара температура на границе с жидкостью (в виде струй или в виде пленки) остается равной температуре пара. Чем же определяется величина потока пара к поверхности конденсации? Она определяется термическим сопротивлением, которое определяет возможность отвода тепла от поверхности внутрь жидкой фазы. Ну, а что заставляет пар двигаться к поверхности? Никакой другой силы кроме градиента давления здесь нет. Количественные оценки показывают, что при разумных значениях теплового потока и реальных давлениях эта величина весьма мала и ей можно пренебречь. Но надо также обеспечить снижение температуры пара до Ts, при которой будет происходить конденсация. Теперь рассмотрим в качестве примера уравнение конвективного теплообмена для пара в условиях чистой теплопроводности при атмосферном давлении и перегреве пара на 100°С.

$$v \frac{dT}{dy} = a \frac{d^2 T}{dy^2}$$

где a – температуропрводность. Пусть dT/dy = Z. Тогда имеем Z' = vZ/a, откуда Z=exp(my), где m =v/a.

Так как скорость v отрицательна, то получаем m = -3400. Если ограничиться теплопроводностью пара, то получим при у близком к нулю значении у

 $q = \lambda dT/dy = 0.026 \cdot 340000 = 8840 \text{ Bt/m}^2$

Но на самом деле полученное решение не пригодно для практического применения. Действительно, численное значение градиента температуры пара около границы фаз составляет 340000°С/м. Если предположить, что весь перегрев реализуется на линейном участке вблизи фазовой границы, то мы получим, что толщина этого участка равна примерно 0,3 мм, что конечно нереально, учитывая наличие существенных колебаний на фазовой границе. Вопрос лишь в том, как количественно определить реальную картину передачи тепла. Опытные данные для подобных условий практически отсутствуют.

Соответственно рассмотрение вопроса будет проводиться в двух направлениях. Во первых, возникает мысль попытаться сопоставить процесс конденсации перегретого пара на недогретой струе с некоторыми достаточно близкими процессами, которые в большей степени экспериментально исследованы. В качестве таких процессов могут быть использованы пленочное кипение недогретой жидкости и закризисный теплообмен в условиях, близких к обращенному кольцевому течению.. Количество опытных исследований этих проблемы достаточно велико, поскольку имеется целый ряд практических вопросов, где эти данные необходимы. Достаточно упомянуть закалку, вторичный залив активной зоны, температурный режим в закризисной области и т.д.

Во вторых, можно продолжить анализ, проделанный в работе [4] для попытки определить порядок количественных характеристик волновой поверхности.



Стенка с T>>Ts

Рис.2. Пленочное кипение недогретой жидкости

Для упомянутых процессов мы имеем следующую картину, которая иллюстрируется рис.2.

В данном случае пар движется с некоторой скоростью вдоль твердой поверхности, находящейся при весьма высокой температуре. А на границе фаз возникает колебательное движение. Традиционные формулы для теплоотдачи при пленочном кипении для такой системы не работают. Схема теплообмена в этих условиях рассматривалась в работах [8-10]. Для процесса теплопередачи с низкой интенсивностью тепловой поток определяется термическим сопротивлением паровой пленки. При этом простейшей формой учета волнового характера межфазной поверхности является расчет кондуктивного теплообмена с учетом переменной толщины пленки в пределах длины волны, что и было реализовано в [11,12]. В работе [13] было показано, что такой прием для большого недогрева и высокого уровня тепловой нагрузки не приводит к успеху. Более реальной представляется другая схема процесса, которая сводится к испарению жидкости на гребнях волн и конденсации на подошвах. Главной чертой данного механизма является его некоторое сближение с механизмом пузырькового кипения с при высоких недогревах жидкости. Не вдаваясь в дальнейшие подробности анализа, проведенного в работе [13], перейдем непосредственно к результатам опытного исследования теплоотдачи для упомянутых выше аналогичных процессов..

Наиболее удобные для использования в настоящем анализе данные можно получить из результатов исследования коэффициентов теплоотдачи при закалке [12, 13], представленных на рис.3. Правда, важно сразу отметить, что результаты этих исследований по понятным причинам относятся лишь к небольшим давлениям, но они ценны с точки зрения анализа процесса для широкого диапазона давлений. Из [12, 13] можно сделать вывод, что минимальное значение коэффициента теплоотдачи от пара к поверхности фазового перехода для атмосферного давления можно принять равным 1500-2000 Bт/м²К. Для этих условий решение уравнения (12) уже не имеет смысла. Распределение температуры пара можно при этом грубо представить в виде двух участков. При этом в приграничном слое, соответствующем приведенному значению теплоотдачи температура меняется от Т₀ до T_S, а далее практически постоянна.



Рис.3. Опытные величины коэффициента теплоотдачи при закалке [13].

Затем картина процесса выглядит так. В тонком слое, включающем в себя фазовую границу, температура равна T_s . В зависимости от температуры струи и внутреннего коэффициента теплоотдачи часть подведенной к поверхности теплоты аккумулируется струей. Остальная часть тепла идет на испарение наружного слоя струи. Можно ожидать, что эта часть может оказаться существенной лишь при малых недогревах струи.

Итак, мы имеем схему процесса, в которой параллельно протекают испарение и конденсация. Надо заметить, что приведенные выше значения коэффициента теплоотдачи относятся к атмосферному давлению. Это

приводит к необходимости оценить, в какой мере можно использовать результаты, полученные для атмосферного давления для хотя бы консервативной оценки ситуации для высоких давлений. С большой долей вероятности можно считать, что с ростом давления, если учитывать предложенную схему, коэффициенты теплоотдачи должны расти. В рамках консервативных оценок должно учитываться влияние давления и наличие конечной скорости обтекания. Как известно, коэффициент теплоотдачи при кипении растет с уровнем давления весьма быстро. Но это относится к пузырьковому кипению, которое в данном случае отсутствует. Для конденсации этот рост тоже имеет место, хотя он и значительно слабее. Учитывая, что, например, при охлаждении с помощью водяного спрея с температурой 21°С коэффициенты теплоотдачи достигают величин порядка 10³ кВт/м²К можно полагать, величина $\alpha \sim 10^4$ Вт/м²К не может рассматриваться как сильно преувеличенная оценка для теплоотдачи от пара к поверхности раздела фаз.

Для нашей задачи, особенно при небольших недогревах жидкости, генерация пара на границе может оказаться существенной и в этом случае малые вариации давления пара уже будут определяться его движением. Поскольку проведенные оценки не выглядят однозначно убедительными, обратимся еще к некоторым работам, в которых рассматривается пленочное кипение недогретой жидкости.

Большую работу по анализу пленочного кипения на поверхности сферы выполнили С.Liu и T.Theofanous [14]. В ней рассматриваются как результаты теоретических исследований, так и большой объем полученных авторами [14] экспериментальных данных. Очень важным ограничением для теоретического подхода является пренебрежение плотностью пара по сравнению с плотностью воды. Это предположение очевидным образом несправедливо для высоких давлений. Это приводит также при разумных значениях скорости к игнорированию динамического воздействия пара на межфазную границу. Также не способствует переносу на высокие давления результатов теоретического исследования процесса в работе [14] игнорирование конвективного теплообмена в паре и его замена добавлением к теплоте фазового перехода члена $0.5c_p \Delta T_{nep}$ Эта малая добавка в работе при высоких значениях ΔT_{nep} и высоких давлениях может оказаться сравнимой с самой теплотой фазового перехода r Как и большинстве других работ здесь игнорируются возможные особенности механизма снятия перегрева пара перед конденсацией. Термическое сопротивление, соответствующее этому процессу определяется по формуле Фурье. При этом толщина невозмущенного слоя перегретого пара имеет порядок 20-30 мк. В такую возможность поверить трудно

Тем не менее, рассмотрим результаты работы [14], которые носят достаточно интересный характер. Приведенные иллюстрации (Рис.4) иллюстрируют качественный характер процесса при низких давлениях. Использованные здесь безразмерные величины расшифровываются следующим образом.

$$C_{sub,F} = \frac{Nu \ \mu_{v} \ Sp'}{\operatorname{Re}_{l}^{1/2} \ \mu_{l} \ Sc'} \frac{1}{\operatorname{Pr}_{l}^{1/2}}; \ Sc' = (c_{pv} \Delta T_{sup})/(r \operatorname{Pr}_{v});$$

 $Sp' = (c_{pl}\Delta T_{sub})/(r \Pr_l);$ $Fr = U_l^2/(gd);$ μ - вязкость, подстрочные индексы *l*, *v* - жидкость и пар;

 c_{pl} , c_{pv} теплоемкости воды и пара; r – теплота фазового перехода.

Сделаем также замечание, которое будет полезно ниже. Легко показать что

$$\frac{\mu_v Sp'}{\mu_l Sc'} = \frac{\lambda_l \Delta T_{sub}}{\lambda_v \Delta T_{su}}$$

Учитывая, что величина $Pr^{0.5}$ для воды при рассматриваемом уровне температуры близка к 1(1,32 при 100°С), в выражении для $C_{sub, F}$ остаются лишь числа Nu и Re.

Как видно из рис.4, теплоотдача ведет себя следующим образом. При малых числах Фруда Fr, то есть, когда гравитационные силы преобладают, уровень теплоотдачи слабо зависит от скорости. При больших числах Fr имеет место его заметный рост. Попытаемся формально использовать результаты работы [14] для наших условий. Если диаметр струи ~ 1 см, а скорость порядка 5 м/с, то число Fr оказывается больше 10, Число Re_l для наших условий составляет порядка 400 000.

Если подставить в безразмерные координаты рис. 4 значения, соответствующие значению перегрева пара (~160 C), то получим для коэффициента теплоотдачи величину порядка 50 кВт/(м²К).



Рис.4. Опытные и расчетные результаты работы [14] в координатах, предложенных ее авторами для двух значений недогрева – 20°С и 30°С.

Скорее всего, эта величина избыточно велика, но она все же характеризует тенденцию роста α при изменении режимных параметров Аналогичные результаты были получены М.А.Лексиным и В.В.Яговым[15].

В работе [14] наряду с результатами экспериментальных исследований авторы также предлагают теоретическое описание процесса и теоретические зависимости для теплоотдачи. При их разработке использованы в какой-то степени подходы, которые упоминались выше со ссылкой на работу [15], то есть использование совместное описания кипения и конденсации. В этой части работы [15] упоминается и режим microbubble emission boiling, который исследовался рядом авторов в связи с анализом пузырькового кипения при высоких скоростях и недогревах. Описание этого режима также содержится в статье [16].

В результатах работы[14] просматривается четкая логика, при их применении к атмосферному давлению за исключением отмеченного выше вопроса о снятии перегрева. Однако, попытка их применения для высоких давлений не позволяет получить надежные результаты.

Учитывая то, что в настоящей работе ставилась задача расчетной оценки процесса для весьма высоких давлений, использование тех результатов, которые приводились выше, к сожалению, не могут обеспечить достаточно высокой точности. Попытки найти в литературе данные для высоких давлений для опытов, моделирующих процесс закалки вряд ли имеют смысл.

Теперь рассмотрим некоторые результаты работы [14], которые могут быть использованы при построении расчетной зависимости для высоких давлений

В работе [14] используется метод аддитивного учета различных факторов, влияющих на интенсивность теплообмена для построения расчетных формул. В построенные расчетные зависимости для числа Нуссельта Nu входят Nu_p , Nu_s и Nu_f , где три числа Нуссельта, которые соответствуют кипению в большом объеме, кипению при течении насыщенной жидкости и кипению при течении недогретой жидкости.

Учитывая, что вся теория в работе построена для атмосферного давления, то зависимость от давления в этих числах, естественно. отсутствует. Отсутствие опытных данных, о котором говорилось выше не позволяет использовать этот прием напрямую. Но существует следующая возможность. Данные для насыщенной жидкости можно получить из опытов по закризисному теплообмену и пленочному кипению для насыщенной жидкости. И далее заменить с их помощью Nu_p и Nu_s, а затем определить поправки, учитывающие недогрев и использовать их в новых зависимостях.

2.ОПЫТНЫЕ ДАННЫЕ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ЗАКРИЗИСНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Перед тем, как рассмотреть данные для закризисного теплообмена для высоких давлений, остановимся на результате, который был получен в экспериментах Я.Чена [17], и приведены на рис.5

В этой работе, посвященной, в частности, исследованию теплоотдачи при обращенном кольцевом течении, опыты проводились в лабораторных условиях, но при давлении до 0,55 МПа. Это отличает ее от большинства упомянутых выше работ. В ней были получены достаточно интересные результаты, касающиеся влияния давления на теплоотдачу. К сожалению, качество приведенного рисунка оставляет желать лучшего, однако, мы решили его все же привести, учитывая любопытный характер приведенных. данных, которые иллюстрируют возможность снижения теплоотдачи с ростом давления. Как указывает автор эффект снижения теплоотдачи проявляется при высоких недогревах.



Рис.5. Опытные данные работы [17], демонстрирующие ухудшение теплоотдачи с ростом давления.

К сожалению, имеется некоторая проблема в использовании данных по закризисному теплообмену. Дело в том, что практические исследования перехода к закризисному теплообмену в парогенерирующих каналах происходят при некотором положительном паросодержании потока. В этом случае жидкая фаза находится при температуре насыщения. Учитывая цель исследования ля нас желательно, чтобы процесс шел при минимальных паросодержаниях Х. Тщательное изучение корреляционных зависимостей, верифицированных на опытных данных показал, что минимальное значение Х в опытах составляло около 0,07. При этом для давления 15 МПа истинное объемное паросодержание составит величину порядка 0,3 или даже несколько меньше. Поэтому поток жидкости, взаимодействующий с паром, практически можно рассматривать как однофазный. В этой области имеется достаточно много данных для высоких давлений. Формулы, которые далее будут рассматриваться имеют следующую структуру [18],

или

$$Nu_{l} = a[\operatorname{Re}_{l} \{X + \frac{\rho_{l}}{\rho_{v}}(1-X)\}]^{b} \operatorname{Pr}_{w}^{c} Y^{d} q^{e} \left(\frac{\rho_{l}}{\rho_{f}}\right)^{b}$$

 $Nu_{\nu} = a[\operatorname{Re}_{\nu} \{X + \frac{\rho_{l}}{\rho_{\nu}}(1-X)\}]^{b} \operatorname{Pr}_{\nu}^{c} Y^{d} q^{e} \left(\frac{\rho_{l}}{\rho_{f}}\right)^{f}$

хотя, в принципе, они могут иметь и дополнительные сомножители. Их отличие состоит в том, что в первом случае числа Nu и Re определяются через физические свойства пара, а во втором через свойства жидкой фазы.

На следующем рисунке приведено сопоставление экспериментальных данных работы [10] с формулой из работы [20] для труб с двумя наборами значений коэффициентов.

Два варианта соответствуют разным интервалам изменения паросодержания. Для нас представляет интерес

лишь правая половина, где имеются точки для небольших паросодержаний,

Таблица 1. Значения коэффициентов в расчетных формул работы [20].

| а | b | с | d | e | f |
|-------------------------|-------|------|------|-------|---|
| 1.85 x 10 ⁻⁴ | 1.00 | 1.57 | 1.12 | 0.131 | 0 |
| 1.09 x 10 ⁻³ | 0.989 | 1.41 | 1.15 | 0 | 0 |

Но и здесь не удается «подобраться» к паросодержаниям, близким к нулю, поскольку критическая тепловая нагрузка, соответствующая этим условиям оказывается слишком большой.

Давление, при котором проводились эксперименты, результаты которых приведены на рис.5. равно приблизительно 9 МПа.



Рис.6. Сопоставление опытных данных работы [19] с формулой из работы [20].

Обратим внимание, что хотя скачок температуры стенки после возникновения кризиса теплоотдачи довольно велик, но, тем не менее не настолько, чтобы привести к катастрофическим разрушениям поверхности. Кстати, оценка величины α для экспериментальной точки с минимальным X дает величину ~ 7 кВт/(м²K)

Выше уже упоминалось о работах с минимальным значением паросодержания 0,07. Это работы А.А.Бишопа [21, 22]. Опытные данные и корреляционные зависимости в этих работах были получены в интервале давлений 4,08 – 21,9 МПа и массовых скоростей 700 – 3140 кг/м²с., что соответствует более или менее нашим условиям. В таком же интервале давлений и массовых расходов были проведены опыты 3.Л Миропольского [23]. Там, правда, не указан интервал паросодержаний.

Тем не менее оценки для теплоотдачи при давлении 15 МПа были проведены и по формуле Миропольского[28], и по формуле Бишопа и др. [21, 22].

| 1.0 | | | | | | | |
|-----|-------|-----|------|---|---|-------|------|
| | а | b | с | d | e | f | |
| | 0,033 | 0,8 | 1.25 | 0 | 0 | 0,192 | [21] |
| | 0.023 | 0.8 | 0.8 | 1 | 0 | 0 | [22] |

Таблица 2. Значения параметров в расчетных формулах Бишопа и Миропольского.

Оценки, проведенные по этим формулам для давления 15 МПа дали следующие приближенные результаты

 $\alpha \sim 20 \ \kappa Bt/(m^2 K)$ ([21, 22]); $\alpha \sim 12 \ \kappa Bt/(m^2 K)$ [23].

Поясним, что означает в данном случае термин «приближенные». Разумеется, сами формулы тоже не слишком точны, но дело тут не в этом. Как можно видеть в двух использованных формулах не фигурирует в явном виде величина перегрева поверхности нагрева, которую в нашем случае заменяет величина перегрева пара. В традиционной методике эта величина вошла в значение коэффициента теплоотдачи а. Значит, это влияние должно содержаться в изменении значений физических свойств пара по мере роста его температуры. Прикидочные оценки показывают, что таким образом действительно можно получить величины, соответствующие изменению α, например, близкие к кривой на правой половине рис.6. Заметим, что полученные величины превышают выбранную для прикидочного расчета величину α.

Обратим внимание на то обстоятельство, что полученные в работе [14] и ряде других работ зависимости показывают, что наиболее сильно влияет на теплоотдачу недогрев жидкой фазы. Для приближенной оценки в работе [14] предлагается мультипликативная поправка в форме $1 + 0.2\Delta T_{neo}$. Если выполнить с ее помощью оценку роста коэффициента теплоотдачи по сравнению со случем насыщенной жидкости, то для $\Delta T_{neo} = 10^{\circ}$ С она равна трем, а для $\Delta T_{hea} = 20^{\circ}$ С равна пяти, и.т.д.

Это наводит на мысль, что именно эту разность температур необходимо рассматривать как базовую для оценки теплопередачи при высоких недогревах. Такой подход использован в следующем разделе, где такая линейная зависимость входит в формулы.

3. ПРОСТЕЙШАЯ ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ ФАЗ

Учитывая предполагаемый масштаб волн на поверхности раздела фаз, для анализа использовалась модель капиллярных волн. Попытаемся теперь проанализировать влияние этих капиллярных волн на теплоотдачу пара к фазовой границе. Оценки, выполненные в работе [4] с помощью анализа размерностей касались теплоотдачи от фазовой границы к жидкости. Поскольку там рассматривалась конденсация насыщенного пара, то вопрос о теплоотдаче к пару в процессе конденсации, вообще не стоял. Как известно [4], капиллярные волны занимают спектр длин *l*, определяемый неравенством

$$l \ll 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g\rho}} = n 2\pi L_{\sigma};$$

где *п* заметно меньше единицы.

Вопрос состоит в том, какой интервал выбрать для длины волны. Для того, чтобы до некоторой степени устранить произвол в этом вопросе, были использованы реальные характеристики капиллярных волн, замеренные в работе [24] при оптических исследованиях капиллярных волн. Надо, однако, отметить, что вариации этого размера слабо влияют на конечный результат. Учитывая величину парового зазора, полученную выше для p = 0,1 МПа - 0,3 мм (3·10⁻⁴ м), выберем предварительно n = 0,1. Тогда l = 0,0016 м, а волновой вектор k

$$k = 2\pi/l = 4000 \ 1/M$$
$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma k^3}{\rho'}} = 2000 \ 1/c$$

Будем считать, что амплитуда колебаний А на порядок меньше длины волны. Тогда для атмосферного давления получим:

Полный период колебаний $\tau = 2\pi/\omega = 3,14 \ 10^{-3} \ c$; Средняя поперечная скорость $U = 2A/\tau \approx 0,3 \ M/c$

Учитывая достаточную грубость используемой модели ее можно скорее назвать эвристической. Как и для любой эвристической модели ее успешность определяется, в основном, близостью результатов расчетной оценки к опытным данным в рассматриваемом диапазоне параметров.

Дальнейшая модель протекания процесса в рамках выбранного способа описания выглядит приблизительно следующим образом. Имеют место две периодически повторяющиеся фазы:

1.Пучность волны, содержащая перегретый пар, попадает в объем недогретой воды. При этом на около границы паровой пучности возникает слой охлажденного пара, который начинает конденсироваться на поверхности воды, создавая слой воды, температура которого меняется по толщине от температуры насыщения до температуры недогретой воды. Этот процесс протекает в течение части полупериода колебаний.

2.В это же время со сдвигом в половину периода пучность волны, содержащая недогретую воду, попадает в объем перегретого пара и протекает противоположный процесс. То есть происходит испарение некоторого количества воды.

Важно отметить, что при этом предыдущая фаза периода подготавливает процесс в последующей фазе. После первой фазы некоторое не перемешавшееся количество воды ослабляет теплоотвод от границы, что способствует фазе испарения. А после фазы испарения излишек нагревшейся воды удаляется и фаза конденсации протекает более активно. Разумеется, что интенсивность конденсации существенно превышает интенсивность испарения, особенно при низких давлениях.

Необходимо подчеркнуть, что каждая фаза протекает в течение коротких промежутков времени, порядок численных значений которых приведен выше, и поэтому ее интенсивность определяется нестационарной теплопроводностью сред. Подробное рассмотрение указанной схемы является весьма сложным, а самое главное, что большую трудность представляет сама постановка задачи. Поэтому мы пренебрежем вкладом испарения в тепловой баланс. Ведь, в отличие от пленочного кипения на твердой поверхности, в нашем случае перегретый пар подается в рассматриваемую систему из внешнего источника. Очевидно, что используемый подход имеет смысл лишь для достаточно больших недогревов жидкости. Попытаемся теперь получить количественную оценку коэффициентов теплоотдачи

Считая, что теплоотдача лимитируется лишь нестационарной теплопроводностью в наружном слое жидкой фазы получим после некоторых преобразований

$$\frac{q}{\Delta T_{SUB}} = A\lambda_{l}g^{1/4}L_{\sigma}^{-1/4}a^{-1/2} = \alpha_{C}$$

где q - плотность теплового потока, которую жидкость может воспринять за периоды контакта, показанные выше, и осредненная по периоду колебаний и отнесенная к полной длине волны. Величина коэффициента А приблизительно равна 1.6.





Величину, стоящую справа, можно было бы назвать коэффициентом теплоотдачи, но обычно коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении относят к разности температур $T_w - T_s$ Поэтому он назван α_c . В нашем случае место этой разности займет перегрев пара ΔT_{nep} .

В этом случае получим

$$\frac{q}{\Delta T_{SUP}} = \alpha = A\lambda_l g^{1/4} L_{\sigma}^{-1/4} a^{-1/2} \frac{\Delta T_{SUB}}{\Delta T_{SUP}}$$

Это показывает линейность зависимости $\alpha(\Delta T_{ned})$. Приведем полученные оценки для значения коэффициентов теплоотдачи α_{C} .

Таблица 3. Значения α_{c} для различных давлений

| Р, МПа | 0,1 | 1 | 10 |
|-----------------------------------|-----|------|------|
| $\alpha_{c} \text{ kBt/(m^{2}K)}$ | 21 | 21,8 | 23,2 |

Главной особенностью полученной формулы является практическое отсутствие зависимости от давления.

Заметим, что в приведенной формуле отсутствует зависимость от массовой скорости. В принятом подходе используется модель нестационарной теплопроводности. Но модель обобщения данных для струи, взаимодействующей с насыщенным паром, включала по существу тот же подход на базе модели В.Г.Левича [5]. Поэтому возможность учета влияния скорости в ходе развития предлагаемой здесь модели представляется вполне возможной.

Физическая база для подобного учета выглядит следующим образом. В ходе описанных колебаний границы раздела отвод тепла в ядро струи должен обеспечивать поддержание заданного недогрева. Иначе в приграничном слое воды невозможно будет сохранение заданного недогрева. Как показывает сопоставление с экспериментальными данными работы [14], где опытные результаты представлены наиболее подробно, это условие удовлетворяется при скорости воды (скорости струи) 1-1,5 м/с.

Поскольку скорость струи обычно значительно больше, даваемые выведенной формулой значения теплоотдачи можно как минимальные. Для реальных значений скорости можно ввести поправку таким же образом, как это сделано в работе [14].

Приведем выведенное уравнение к безразмерной форме. Для этого умножим обе его части на диаметр и разделим на теплопроводность пара. Тогда получим

$$Nu = A \frac{d}{L_a^{3/4} L_{\sigma}^{1/4}} \frac{\lambda_l \Delta T_{sub}}{\lambda_v \Delta T_{sup}}$$

В этой формуле

d – характерный размер, которым в нашем случае является начальный диаметр струи.

$$L_a = \sqrt[3]{\frac{a^2}{g}}$$
. Его можно назвать тепловым размером.

Он аналогичен характерному размеру $L_{\nu} = \sqrt[3]{\frac{\nu^2}{g}}$ кото-

рый используется при обобщении опытных данных при пленочной конденсации. Последний член справа аналогичен введенному в работе [14] и, как было показано выше. заменяет в выражении для $C_{sub, F}$ Если считать, что при предельно больших скоростях Nu_c должен стремиться к предельной величине числа Nu_{nped} для конденсации насыщенного пара на струе, то можно выразить результат в форме

$$Nu = [Nu_{pacy}^{n} + (f Nu_{nped})^{n}]^{1/n}$$

Использование данной формулы возможно лишь при скоростях, обеспечивающих более высокий коэффициент теплоотдачи, чем рассмотренный здесь механизм. Сделанные оценки показывают, что для атмосферного давления это граница перехода к учету влияния скорости соответствует числу Re $\approx 10^5$.

Интересно также отметить, что значение динамической скорости v* для этих условий хорошо согласуется с величиной поперечной скорости колебаний поверхности 0,3 м/с, упомянутой выше.

Введем обозначение $y = Nu_{crp} / Nu_c$, причем, согласно принятому условию $y \ge 1$.

Функция $f(y) = 1 - \exp(1 - y^2)$ обеспечивает плавный переход между рассмотренным здесь режимом и предельной теплоотдачей к насыщенному пару. Для ве-

личины п можно принять значение, равное пяти.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная в работе приближенная схема процесса передачи тепла через границу раздела фаз, позволяет понять механизм существенной интенсификации теплоотдачи при пленочном кипении сильно недогретой жидкости. При этом удалось, используя простейший метод расчета на основе формул нестационарной теплопроводности, получить результаты достаточно близкие к опытным значения коэффициентов теплоотдачи.

Важное значение имеет также вывод об отсутствии существенного роста коэффициента теплоотдачи.с ростом давления.

Можно рассчитывать на то, что реальное описание процессов на межфазной границе с учетом ее нестационарности позволит существенно повысить уровень количественного описания теплообмена в рассматриваемом случае.

Список литературы:

- Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, Наука, СО, 1970. 659 с.
- 2. Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении, МЛ, Машгиз, 1949,164 с
- Celata G.P., Cumo M., Farello G.I., Focardi G. A comprehensive analysis of direct contact condensation of saturated steam on subcooled liquid jets, Int. J. Heal Mass Transfer. v. 32, 1989, No. 4, pp. 639-654,
- 4. Готовский М.А., Егоров П.В., Сухоруков Ю.Г. Анализ теплоотдачи при конденсации насыщенного пара на поверхности струй недогретой воды применительно к теплообменным аппаратам смешивающего типа для АЭС. Тр. XIV Минского международного Форума по тепломассообмену MIF-XIV, Тезисы т.2, с. 272-276.
- 5. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. ФМЛ, 1962, 650 с.

- Холпанов Л.П, Шкадов В.Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела.-М.: Наука.- 1990. 280 с.
- Терехов В.И., , Лебедев В.П., Шишкин Н.Е. Массообмен при десорбции газа с поверхности жидкой пленки при наличии спутного потока // ПМТФ, 2000. Т. 41. №4. С. 131- 138
- Wang B.X. et al. An Advance on the Theory for Forced-flow Turbulent Film Foiling Heat Transfer for Subcooled Liquid Flowing along a Horizontal Flat Plate. Int. J.Heat Mass Transfer, 1967, v.30, pp.137-141
- Нигматулин Б.И., Кузма-Кичта Ю.А. и др. Исследование границы колебаний раздела фаз при пленочном кипении., ч.1, ТВТ. 1994, т.32, с. 255-260.
- Кузма-Кичта Ю.А., Нигматулин Б.И. и др. Исследование колебаний границы раздела фаз при пленочном кипении., ч.2, ТВТ. 1995, т.33, с. 273-276.
- Готовский М.А. Разработка методов теплогидравлических расчетов применительно к объектам ядерной энергетики и технологии. Автореферат докторской диссертации СПб, 2000.
- 12. Paschkis V., Stolz G. Heat transfer coefficients in aqueous quenching media. Columbia Univercity> NY
- 13. Bamberger M., Prinz B. Mar.Sci. Tech. 2, 410-415, 1986 .
- Liu C., Theofanus T.G. Film boiling on spheres in single and two-phase flows DOE/ER – 12933-3, DOE/ID-10499, Santa Barbara, CA 93106, September 1996.
- Лексин М.А., Ягов В.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи. в условиях интенсивного охлаждения металлического шара Вестник МЭИ. – 2009. – №2. – С. 28-34.
- К.Suzuki. Introduction to microbubble emission boiling. Труды XVI Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева. – Т. 1. – с. 333-336.
- Chen, Y.; Cheng, P.; Wang, J. & Yang, M. Experimental Studies of Subcooled and Low Quality of Film Boiling Heat Transfer of Water in Vertical Tubes at Moderate Pressure, *Proc. 4th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics*, vol. 2, pp 1106 - 1110 (1989).
- Groeneveld D.C. Post-dryout heat transfer at reactor operation conditions. Chalk River Nuclear Laboratories., Chalk River, Ontario 1973.
- Bennett A.W. et al, "Heat Transfer to Steam Water Mixtures Flowing in Uniformly Heated Tubes in Which the Critical Heat Flux has been Exceeded," AERE-R5373 (1967).
- Groeneveld D.C., "The Thermal Behaviour of a Heated Surface25 at and Beyond Dryout," AECL-4309, 1972.
- Bishop A. A. et al. "Forced Convection Heat Transfer at High Pressure after the Critical Heat Flux,", ASME 65-HT-31 (1965).
- Bishop A.A, et al , "High Temperature Supercritical Pressure Water Loop. Part V: Forced Convection Heat Transfer to Water After the Critical Heat Flux at High Subcritical Pressures WCAP-2056 (Pt. 5) (1964).
- Миропольский З.Л. Теплоотдача при пленочном кипении пароводяной смеси в трубах,. Теплоэнергетика 1963, №5, с. 49-52.
- 24. Садовский И.Н., Кузьмин А.В., Поспелов М.Н., Лабораторный эксперимент по измерению угловых зависимостей параметров Стокса теплового радиоизлучения взволнованной водной поверхности. Препринт ИКИ, Институт космических исследований РАН, Москва, 2004.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-3-08

УДК 536.24:536.423.1: 533.563

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ КРИЗИСНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ТОНКИХ СЛОЯХ ЖИДКОСТИ ПРИ ИСПАРЕНИИ В УСЛОВИЯХ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЙ

Жуков В.И.¹, Павленко А.Н.²

¹ Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Рассматривается задача о теплообмене в тонком горизонтальном слое жидкости, испаряющейся при пониженных давлениях. В экспериментальных исследованиях, выполненных ранее, было показано, что на поверхности слоя вакуумного масла под действием реактивной силы фазового перехода образовывались структуры в форме "воронок" и "кратеров". "Воронки" представляют собой углубления с полусферическим днищем в тонком слое жидкости. "Кратеры", в отличие от "воронок", имеют в центре углубления протяженный плоский микрослой жидкости конечных размеров. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования теплоотдачи и критических тепловых потоков в широком диапазоне изменения высоты горизонтального слоя испаряющейся жидкости.

введение

Первое соотношение для расчета критической плотности теплового потока при кипении жидкости в большом объеме получено С.С. Кутателадзе в [1] методом анализа размерностей, исходя из гипотезы о гидродинамической природе кризиса кипения. Изменение режима кипения происходит вследствие изменения гидродинамического режима двухфазного граничного слоя и характеризуется определенными критическими значениями скорости парообразования. В дальнейших исследованиях уточнялась и обосновывалась полученная зависимость. Зубер в [2] получил аналогичную формулу на основе физической модели, опирающейся на результаты анализа неустойчивостей Рэлея-Тейлора и Гельмгольца. В модели Зубера рассматривается сформировавшаяся паровая пленка на горизонтальной поверхности. В вершинах квадратной решетки со стороной, соответствующей характерным длинам волн неустойчивости по Тейлору поднимаются вверх паровые струи. Критическая скорость пара в струях определяется неустойчивостью Гельмгольца. Позднее в своем классическом кинематографическом исследовании пузырькового кипения на горизонтальной поверхности нагрева Гертнер [3] представил детальную информацию о структуре двухфазной области в непосредственной близости от нагретой стенки. В его работе содержится подробное описание жидкой макропленки, которая образуется на поверхности нагрева под большими пузырями пара ("паровыми грибами"). "Паровые грибы" связаны с поверхностью нагрева нескольким "паровыми ножками", пронизывающими макропленку. По мнению Гертнера, главным ме-

ханизмом переноса тепла в этой области является испарение с межфазной поверхности "паровых ножек" в тепловом пограничном слое. Непосредственно перед кризисом, во второй переходной области, по классификации Гертнера, теплоотдача ухудшается, так как часть паровых ножек сливается в "сухие пятна" (vapor patches). В работе Haramura и Katto [4] кризис кипения связан с механизмом высыхания макропленки под "паровыми грибами". В их модели пар движется внутри "паровых ножек" вследствие взаимодействия потока пара и жидкости возникает неустойчивость Гельмгольца. Они приняли, что расстояние, на котором развивается неустойчивость равно четверти длины волны неустойчивости Гельмгольца, поэтому начальная толщина макропленки, высыхающей под "паровыми грибами", в их работе ограничена этой величиной. Немного позже, В.В. Ягов в [5] представил модель, в которой кризис кипения жидкости представлен как результат слияния и необратимого роста "сухих пятен" на поверхности нагрева. Расчетная зависимость получена на основе физических оценок процесса испарения менисков тонкой пленки жидкости, примыкающих к "сухим пятнам" на поверхности нагрева. Основные положения модели, расчетные формулы и сравнения с экспериментальными данными содержатся в недавно опубликованной работе [6]. Расчетные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными по критическим тепловым потокам для кипения жидкости в области низких, умеренных и высоких приведенных давлений. Расчетные зависимости для критических тепловых потоков в стекающих пленках жидкости в основном были получены на основе модели неустойчивости Гельмгольца, фактически также с применением гидродинамической модели. В [7, 8] исследовались интенсивно испаряющиеся и кипящие пленки жидкого азота, стекающие по вертикальным равномерно обогреваемым поверхностям. Показано, что в зависимости от длины обогреваемой поверхности, наблюдаются различные сценарии развития кризисных явлений. Обнаружен ранее не исследованный режим развития кризиса осушения теплоотдающей поверхности, характеризующийся вытеснением пузырькового кипения с обогреваемой поверхности вверх по потоку и развивающийся в определенных диапазонах режимных параметров течения и длины обогреваемой поверхности. При достижении критической плотности теплового потока в нижней части течения из-за слияния локальных "сухих пятен" формируется температурное возмущение, распространяющееся в дальнейшем на всю поверхность теплоотдачи и приводящее к ее осушению. При этом критический тепловой поток перестает описываться известными расчетными зависимостями, полученными на основе гидродинамических моделей, и характеризуется существенно меньшими, относительно расчетных, значениями. Подобное явление наблюдалось в горизонтальной пленке жидкости, образующейся на нагревателе небольших размеров (диск диаметром 8 мм) при натекании на него сверху по центру свободно падающей струи жидкости [9]. В некоторых режимах течения также наблюдалось снижение критического теплового потока относительно расчетных его значений. В [10, 11] сообщается об исследовании процесса интенсивного испарения вакуумного масла из тонкого слоя при очень низких приведенных давлениях. При испарении наблюдалась деформация границы поверхности раздела. Установлено, что в слое возникают структуры в форме "воронок" и "кратеров". "Воронки" представляют собой углубления в тонком слое жидкости с полусферическим днищем. "Кратеры", в отличие от "воронок", имеют в центре углубления протяженный плоский микрослой жидкости конечных размеров. При низких тепловых потоках наблюдались преимущественно "воронки", при высоких тепловых потоках - "кратеры". В промежуточной области наблюдались и "воронки" и "кратеры". При относительно высоком давлении над слоем на поверхности жидкости "воронки" не образовывались и конвекция сменялась взрывным кипением жидкости. Возникновение и существование "воронок" и "кратеров" объясняется действием реактивной силы фазового перехода. "Воронки" в течение всего времени своего существования имели стабильные размеры. "Кратеры" перемещались по поверхности нагрева, размеры их в процессе перемещения изменялись. Генерация "воронок" и "кратеров" не была связана ни с шероховатостью поверхности нагрева, ни с положением впадин. "Кратеры" возникали в местах наибольшей плотности заселения теплоотдающей поверхности "воронками". При возникновении "кратеров" наблюдались пульсации температуры поверхности нагрева.

В данной работе приводятся экспериментальные данные по исследованию теплообмена и критических тепловых потоков при кипении слоев вакуумного масла BM-1C при пониженном давлении в широком диапазоне изменения высоты слоя жидкости.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эксперименты проводились на модернизированной экспериментальной установке, подробное описание которой приведено в [10, 11]. Рабочая камера (рис. 1), где проводились эксперименты, представляет собой цилиндрический сосуд с внутренним диаметром d=120 мм, высотой 300 мм и толщиной стенок 1 мм из стали 12X18H10T. На наружной поверхности верхней части расположен змеевик охлаждения. Расстояние от днища камеры до нижнего витка змеевика 100 мм. Камера охлаждалась водой, протекающей по змеевику. Для уменьшения тепловых потерь из-за перетечек по стенкам камеры, от днища к змеевику охлаждения, а также для более равномерного распределения температуры по дну камеры, ниже змеевик для нагрева стенки камеры,



Рис. 1. Рабочая камера экспериментальной установки. 1 – термопары для измерения температуры днища; 2 – корпус; 3 – термопары для измерения температуры охлаждающей воды; 4 – патрубок для крепления системы откачки и измерения давления; 5 – вакуумный ввод; 6 – смотровые окна; 7 – наклонная пластина для отвода конденсата; 8 – змеевик охлаждения; 9 – слой асбеста; 10 – латунная пластина; 11 – электронагреватель; 12 – кожух электронагревателя.

соединенный со змеевиком, предназначенным для прогрева крышки камеры. При установке дополнительного обогревательного элемента по проведенным оценочным расчетам потери за счет перетечек составляют не более 10% от суммарного теплового потока, передающегося через днище рабочей камеры к жидкости. Для измерения температуры поверхности нагрева в днище сбоку на различной высоте было просверлено 5 отверстий диаметром 1.5 мм, в которые вставлялись в нержавеющих капиллярах медь-константановые термопары из проволоки диаметром 0.12 мм. Измерение температуры жидкости в слое масла производилось термопарой, укрепленной на зонде. Зонд был связан с координатным механизмом, который фиксировал его расположение относительно дна рабочего объема с точностью 0.05 мм. Давление в рабочей камере измерялось деформационно-ионизационным датчиком вакуума и поддерживалось постоянным регулировкой с помощью натекателя и вентиля. Установка оснащена системой сбора и обработки информации.

Перед началом экспериментов на днище наливали определенное количество рабочей жидкости (в данной работе использовали минеральное вакуумное масло ВМ-1С), необходимое для создания слоя нужной высоты. Объем рабочей камеры откачивался, масло обезгаживалось, что регистрировалось по прекращению характерного бурления жидкости, вызванного удалением пузырьков растворенного в масле воздуха. Для более полного обезгаживания масло доводили до кипения и кипятили под вакуумом в течение нескольких часов. Активные центры парообразования, вызванные оставшимся воздухом во впадинах на поверхности, начинают действовать до начала взрывного кипения и характеризуются большой частотой образования пузырей и фиксированным местом их возникновения. После проведения процедур обезгаживания эти центры парообразования исчезают. Эксперименты проводились со слоями масла высотой 0.7, 1.2, 1.05, 1.45, 2.15, 2.25, 3.1, 4.4 мм при давлении над слоем 67 Па.

По визуальным наблюдениям в слоях жидкости отчетливо наблюдались конвективные валы при низких тепловых потоках. При увеличении теплового потока в слоях разной высоты наблюдались два различных процесса. В слоях высотой меньше 2 мм образовывались "сухие пятна". Время образования "сухого пятна" было намного меньше, чем время, за которое оно схлопывалось. Образовавшись на поверхности, "сухое пятно" вначале почти не изменялось в размерах, потом начинало медленно схлопываться. Движение жидкости было направлено от центра, или наоборот, к центру "сухого пятна". В слоях выше двух миллиметров образовывались движущиеся по поверхности нагрева "кратеры" [10, 11]. Отличие "кратеров" от "сухих пятен" состоит в том, что они покрыты тонким слоем жидкости (рис. 2) и двигаются по поверхности нагрева.



Рис. 2. "Кратер" на поверхности нагрева.

Результаты измерений плотности теплового потока в зависимости от температурного напора приведены на рис 3.



Рис. 3. Зависимость плотности теплового потока от температурного напора в зависимости от высоты слоя жидкости.

Из рис. З видно, что с увеличением высоты слоя жидкости наклон зависимости существенно меняется и в слоях толщиной больше 3-х миллиметров температурный напор слабо зависит от теплового потока. Разброс точек вызван влиянием на измерения естественных для процесса испарения при низких давлениях пульсаций температуры поверхности нагрева и давления паров жидкости в объеме из-за образования "кратеров". При кипении жидкости в большом объеме также наблюдаются значительные пульсации температур и давлений, но поверхность нагрева находится под толстым слоем жидкости, уменьшающем влияние параметров поверхности нагрева на давление паров в объеме.

2. КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ.

При высоких тепловых потоках наблюдался кризис осушения поверхности нагрева. Величина критического теплового потока существенно зависит от высоты слоя жидкости. В слоях высотой меньше 2 мм критический тепловой поток примерно на порядок меньше, чем в слоях выше 3 мм (рис. 4).

На этом же рисунке представлены для сравнения расчет по зависимости Кутателадзе [1] для критического теплового потока при кипении в большом объеме жидкости:

$$q_{\rm cr1} = 0.16r \sqrt{\rho_V} \sqrt[4]{g(\rho_L - \rho_V)\sigma} , \qquad (1)$$

а также расчет по зависимости Ягова [5, 6], полученной для условий кипения в большом объеме жидкости при низком давлении:

$$q_{\rm cr1} = 0.5 \frac{r^{81/55} \sigma^{9/11} \rho_V^{13/110} \lambda^{7/110} f(\Pr) g^{21/55}}{v^{1/2} c_p^{3/10} R_i^{7/110} T_s^{21/22}}, \quad (2)$$

rge $f(\Pr) = (\frac{\Pr^{9/8}}{1 + 2 \Pr^{1/4} + 0.6 \Pr^{19/24}})^{4/11}.$

Линией 3 показан расчет по формуле Ягова, полученной для критических тепловых потоков в жидкости, кипящей в большом объеме при высоком давлении:

$$q_{\rm crl} = 0.06 r \rho_V^{0.6} \sigma^{0.4} \left(\frac{g(\rho_L - \rho_V)}{v_L \rho_L}\right)^{0.2}.$$
 (3)



Рис. 4. Сравнение результатов измерений критических тепловых потоков с расчетами. 1-расчет по формуле (1), 2- по формуле (2), 3- расчет по формуле (3).

Сравнение результатов показывает, что опытные данные по величине критического теплового потока в тонких

пленках жидкости толщиной меньше 2 мм близки к расчету по зависимости Кутателадзе. В толстых пленках толщиной больше 3 мм опытные данные лучше описываются зависимостью Ягова [5], которая была получена для кипения жидкостей в большом объеме при низких давлениях. Из анализа опытных данных, представленных на рис. 3, хорошо видно, что в диапазоне толщин пленки примерно от 1.2 мм до 3 мм критический тепловой поток изменяется примерно на порядок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено экспериментальное исследование теплообмена и критических тепловых потоков при испарении тонких слоев жидкости в условиях пониженных давлений. Получено, что критический тепловой поток с увеличением высоты слоя жидкости в диапазоне $1 < (h/\Lambda) < 2.5$ возрастает от своего минимального значения до постоянной величины, соответствующей критическому тепловому потоку для кипения жидкости в большом объеме. Формула Кутателадзе описывает смену гидродинамического режима в результате потери устойчивости более тонких слоев интенсивно испаряющейся жидкости, что приводит после разрыва пленки к быстрому развитию "сухих пятен" и, в конечном итоге, к кризису осушения поверхности.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

| c_p | теплоемкость при постоянном давлении, |
|----------------|--|
| * | Дж/кг•К; |
| d | диаметр, м; |
| g | ускорение свободного падения, м ² /с; |
| h | высота слоя, м; |
| р | давление, Па; |
| \overline{q} | плотность теплового потока, Bт/м ² ; |
| R_i | индивидуальная газовая постоянная, |
| | Дж/(кг К); |
| r | скрытая теплота парообразования, |
| | Дж/кг; |
| T,t | температура, °С, К; |
| α | коэффициент теплоотдачи, Вт/м ² К; |
| Λ | капиллярная постоянная, м; |
| λ | коэффициент теплопроводности, |
| | Bt/m·K; |
| μ | динамическая вязкость, Па с; |
| v | кинематическая вязкость, м ² /с; |
| ρ | плотность, $\kappa r/m^3$; |

- σ коэффициент поверхностного натяжения, Н/м;
- Δ разность величин;
- $\Pr = \frac{\nu}{-}$ Число Прандтля;

Индексы

| cr | критический; |
|----|--|
| L | жидкость; |
| S | параметр на линии насыщения; |
| V | пар; |
| W | параметр относится к поверхности на- грева; |

1, 2, 3 порядковый номер величины;

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 14-08-00691а. Список литературы:

- Кутателадзе С.С. Гидромеханическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // ЖТФ. 1950. Т. 20. № 11. С. 1389–1392.
- Zuber N. On the Stability of Boiling Heat Transfer // Trans. of ASME. 1958. V. 80. № 3. P. 711–720.
- Gaertner R.F. Photographic Study of Nucleate Pool Boiling on a Horisontal Surface // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1965. V. 87. № 17. P. 18-29.
- Haramura Y. and Katto Y. A New Hydrodynamic Model of Critical Heat Flux, Applicable Widely to Both Pool and Forced Convection Boiling on Submerged and Bodies in Saturated Liquid // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1983. V. 26. № 3. P. 389–399.
- Ягов В.В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // Теплоэнергетика. 1988. № 6. С. 53-59.
- Yagov V.V. Is a crisis in pool boiling actually a hydrodynamic phenomenon? // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2014. V 73. P. 265-273.
- Pavlenko A.N., Lel V.V. Heat Transfer and Crisis Phenomena in Falling Films of Cryogenic Liquid// Russ. J. Eng. Therm., 1997, vol. 7, no's 3–4, P. 177–210.
- Pavlenko A.N., Lel V.V., Serov A.F., Nazarov A.D. and Matsekh A.D. The Growth of Wave Amplitude and Heat Transfer in Falling Intensively Evaporating Liquid Films// J. Eng. Therm., 2002, vol. 11, no. 1, P. 7–43.
- Mahmoudi S.R., Adamaik K., Castle G.S.P. Two-Phase Cooling Characteristics of a Saturated Free Falling Circular Jet of HFE7100 on Heated Disk: Effect of Jet Length// Int. J. Heat Mass Transfer, 2012, vol. 55, P. 6181–6190.
- Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Жуков В.И. Исследование испарения из тонкого слоя масла в условиях вакуума// Изв. СО АН СССР, Сер. техн. наук., 1989, Вып. 3, С. 8–13.
- Zhukov V.I., Pavlenko A. N. Critical phenomena at evaporation in a thin liquid layer at reduced pressures// Journal of Engineering Thermophysics, 2013. Vol. 22, iss. 4. P. 257-287.



УДК 62-50, 536.2

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №3-05

АППАРАТУРА ДЛЯ СОЗДАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ РЕЖИМОВ КИПЕНИЯ. ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИ В РЕЖИМЕ СВЕРХИНТЕНСИВНОГО ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ

Жуков С.А., Ечмаев С.Б.

Институт проблем химической физики РАН, 142432, Россия, Черноголовка, пр. Семенова, 1

Исследование теплопередачи от нагретой поверхности в жидкость имеет большое значение для создания теплообменных устройств в различных областях техники. Вся совокупность процессов теплопередачи в координатах тепловой поток – температура нагревателя называется кривой кипения (кривой Нукиямы). Следует отметить, что это неоднозначная функция — при некоторых температурах возможно существование и сосуществование двух режимов. Большая часть исследований теплопередачи при кипении проводится на больших массивных образцах, что дает возможность получать только усредненные по времени и пространству характеристики.

Наш подход основан на стремлении получить «точечные» характеристики теплопередачи с хорошим временным разрешением. В качестве нагревательного элемента мы используем тонкие проволоки из платины, которую можно очень быстро нагревать электрическим током. Такая проволока является одновременно и нагревателем, и термометром. Температура проволоки измеряется мостовой схемой. Сигнал разбаланса усиливается предусилителем, затем этот сигнал поступает на схему аналогового деления на напряжение питания. Таким образом, получается сигнал пропорциональный отклонению температуры от заданной, не зависящий уже от величины напряжения питания. Это позволило существенно улучшить временные характеристики регулятора температуры. Далее сигнал поступает на ПИДрегулятор, выход которого линеаризуется по мощности. впервые примененная нами. Применение нами впервые схемы деления позволило реализовать новый режим кипения,- режим сверхинтенсивного пузырькового кипения (СПК) [1], с рекордной величиной удельного теплового потока до десятков киловатт на квадратный сантиметр поверхности. Периодические явления в режиме СПК натолкнули нас на идею попытки поиска резонансных явлений при кипении. На нагреватель подавались импульсы мощности с изменяемой частотой, амплитудой и скважностью. Мощности стабилизировалась быстрым аналоговым умножителем в обратной связи. Использовался платиновый нагреватель диаметром 20 микрометров и длиной около миллиметра. При определенной частоте и амплитуде по мере увеличения мощности пузырьковый режим сменяется новым необычным режимом теплопередачи. Исчезает характерный для режима СПК акустический шум, обусловленный схлопыванием пузырьков. Полностью исчезает парообразование, а вокруг нагревателя образуется стационарная волна плотности с характерным размером около нескольких

миллиметров. Средняя рассеиваемая мощность примерно соответствует мощности в режиме СПК. Режим существует в довольно широком диапазоне величин мощности импульсов. Характерная частота при наших условиях была порядка десятков килогерц.

Изучение химических процессов, реализующихся в различных режимах кипения в стационарных и нестационарных условиях подачи тепловой нагрузки. Нами было показано, что в режиме СПК в воде образуется перекись водорода. Выполнены исследования кинетики ее накопления и зависимости скорости накопления от материала нагревателя. На ряде органических жидкостей (гексан, гептан и их смеси с ацетоном) в условиях кипения с недогревом обнаружены химические реакции с образованием конденсированной фазы. В ряде случаев на нагревателе осаждался углерод при температуре поверхности всего лишь, 65 – 95 С. Проведен элементный анализ продуктов реакции. Выяснилось, что продукт включает в себя углерод, кислород, (водород не определяется) и в некоторых случаях до 47 % кремния, что можно объяснить только образованием радикалов, восстанавливающих кремний со стенки стеклянного сосуда.

Термический распад алканов начинается примерно с 700 С. Химические реакции в наших условиях мы связываем с особенностями недогретого кипения. Пузырьки, выходя из погранслоя, схлопываются, порождая высокие температуру и давление, что стимулирует звукохимические процессы.

Для измерений на технологической установке были использованы двухканальный мультиметр ADVANTEST 6452A. Связь с ноутбуком, применяемом для сбора данных, осуществляется через интерфейс стандарта IEEE-488.2 (GPIB).

Написанная нами программа в системе графического программирования LabView (National Instruments) выводит все измеренные данные в многооконном режиме с анализом формы сигналов от времени, расчетом гистограмм удельной мощности и температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 13-08-01140

Список литературы:

- Ечмаев С. Б., Жуков С. А. // Исследование устойчивости метастабильных состояний в условиях повторяющихся импульсных тепловых нагрузок. ТВТ, 2013, том 51, №6, 945-960.
- 2. Жуков С.А., Рафеев В.А., Ечмаев С.Б. Химические реакции при сверхинтенсивном пузырьковом кипении // ТВТ. 2008. Т. 46. № 5. С. 76



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №3-08

532.7+532.516.5+532.593

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА С УЧЕТОМ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ

Куперштох А.Л.^{1,2}, Медведев Д.А.^{1,2}, Грибанов И.И.¹

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

Предложен новый способ учета переноса тепла для моделирования течений в среде с фазовыми переходами жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Equation, LBE). При наличии границ раздела фаз необходимо рассматривать уравнение переноса энергии. Для этого вводится второй комплект функций распределения LBE в форме пассивного скаляра, описывающего перенос внутренней энергии. Для устранения паразитной диффузии энергии на границах раздела фаз с большим скачком плотности введены специальные "псевдосилы", удерживающие пассивный скаляр от разлета. В уравнении энергии учитываются теплопроводность и работа сил давления. Для того, чтобы метод LBE остался методом сквозного счета границ раздела фаз, выделение и поглощение скрытой теплоты фазового перехода учитывается в уравнении энергии во внутренней области тонкого переходного слоя от жидкости к пару. Проведен ряд простых тестов, демонстрирующих все аспекты рассматриваемых процессов. Показано выполнение галилеевской инвариантности и подобия процессов теплопроводности. Метод имеет малую схемную диффузию внутренней энергии и может быть применен для моделирования широкого класса течений двухфазных сред с тепломассопереносом.

введение

Численное моделирование течений с фазовыми переходами жидкость-пар представляет заметные трудности из-за того, что в процессе расчетов в объеме вещества могут возникать новые межфазные границы, а существующие границы могут исчезать или изменять свою топологию. Поэтому методы, использующие выделение границ, применять очень трудно, если вообще возможно. Кроме того, отношение плотностей жидкой и газообразной фаз обычно велико (может достигать нескольких десятков и сотен тысяч), что приводит к заметной численной диффузии и/или дисперсии на границах при использовании обычных конечно-разностных методов.

Метод решеточных уравнений Больцмана (LBE) основан на решении кинетического уравнения для ансамбля псевдочастиц. Метод LBE широко используется для моделирования течений однофазных и двухфазных сред [1-7].

Для описания теплопереноса в методе LBE было предложено три принципиально различных метода. В работах [8-11] это было сделано с помощью расширения набора возможных векторов скорости \mathbf{c}_k . Недостатками

многоскоростного подхода являются достаточно узкий диапазон моделируемых температур, а также значительное увеличение количества используемых массивов данных и усложнение задания граничных условий.

В работе [12] уравнение энергии решалось с помощью метода конечных разностей с использованием плотности и скорости вещества, полученных из метода LBE (гибридный метод). Однако при моделировании теплопереноса в эйлеровых координатах этим методом в случае движущейся среды наблюдается высокая схемная диффузия и дисперсия внутренней энергии на границах раздела фаз, что сильно ограничивает возможности моделирования.

В третьем способе моделирования конвективного переноса энергии для описания пассивного скаляра (ПС) в методе LBE используется второй комплект функций распределения LBE [13-16]. При этом схемная диффузия гораздо меньше, чем в конечно-разностных методах. Однако ранее этот метод был реализован только для течений жидкости почти постоянной плотности и, соответственно, теплоемкости, когда в качестве ПС можно использовать температуру. Для течений с фазовыми переходами плотность вещества сильно меняется, и необходимо рассматривать перенос не температуры, а энергии. Второй комплект функций распределения для энергии использовался в работах [14-16], но только для однофазных течений.

1. МЕТОД РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

Метод решеточных уравнений Больцмана основан на решении кинетического уравнения для ансамбля псевдочастиц. Используется небольшой набор скоростей псевдочастиц \mathbf{c}_k – такой, что векторы $\mathbf{e}_k = \mathbf{c}_k \Delta t$ соответствуют расстояниям до соседних узлов пространственной решетки, где Δt – шаг по времени. Для одномерной модели D1Q3 с тремя векторами скорости $|\mathbf{c}_k| = 0$, $h/\Delta t$. Для двумерной модели D2Q9 с девятью векторами скорости и для трехмерной модели D3Q19 с 19 векторами скорости $|\mathbf{c}_k| = 0$, $h/\Delta t$, $\sqrt{2}h/\Delta t$.

В качестве основных переменных в методе LBE используются одночастичные функции распределения N_k , имеющие смысл плотности, уравнения эволюции для которых имеют вид

 $N_k(\mathbf{x} + \mathbf{c}_k \Delta t, t + \Delta t) = N_k(\mathbf{x}, t) + \Omega_k(N) + \Delta N_k$, (1) где k = 1,...,b. Здесь Ω_k – оператор столкновений, а ΔN_k – изменение функций распределения из-за действия объемных сил (внешних и внутренних).

Оператор столкновений часто выбирается в виде релаксации к локально равновесному состоянию

$$\Omega_k = \frac{N_k^{eq}(\boldsymbol{\rho}, \mathbf{u}) - N_k(\mathbf{x}, t)}{\tau},$$

где $\tau = t_{\rm rel} / \Delta t$ – безразмерное время релаксации.

В качестве формулы для равновесных функций распределения $N_k^{eq}(\rho, \mathbf{u})$ используется известное разложение равновесных функций распределения Максвелла – Больцмана в ряд по скорости **u** до второго порядка

$$N_k^{eq}(\rho, \mathbf{u}) = \rho w_k \left(1 + \frac{\mathbf{c}_k \mathbf{u}}{\theta} + \frac{(\mathbf{c}_k \mathbf{u})^2}{2\theta^2} - \frac{\mathbf{u}^2}{2\theta} \right).$$
(2)

Здесь коэффициенты w_k зависят от конкретной решетки. Кинетическая температура псевдочастиц для перечисленных выше LBE моделей равна $\theta = (h/\Delta t)^2/3$, а кинематическая вязкость $v = \theta(\tau - 1/2)\Delta t$ определяется временем релаксации τ .

Плотность вещества ρ и скорость **u** (гидродинамические переменные) вычисляются как

$$\rho = \sum_{k=0}^{b} N_k , \qquad \rho \mathbf{u} = \sum_{k=1}^{b} \mathbf{c}_k N_k . \tag{3}$$

Изменение функций распределения в узле из-за действия объемных сил вычисляется по методу точной разности (Exact Difference Method, EDM) [16-17]

$$\Delta N_k(\mathbf{x},t) = N_k^{eq}(\rho,\mathbf{u}+\Delta\mathbf{u}) - N_k^{eq}(\rho,\mathbf{u}), \qquad (4)$$

где $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{F} \Delta t / \rho$ – изменение скорости вещества за шаг по времени, а **F** – полная сила, действующая на вещество в узле.

В случае действия объемных сил для вычисления физической скорости **u*** следует использовать выражение

$$\rho \mathbf{u}^* = \sum_{k=1}^b \mathbf{c}_k N_k + \mathbf{F} \Delta t / 2 \,. \tag{5}$$

Обоснованием метода решеточных уравнений Больцмана принято считать тот факт, что при разложении уравнений эволюции (1) по методу Чепмена – Энскога [1] во втором порядке по малому числу Кнудсена получаются макроскопические уравнения гидродинамики, то есть известные уравнения неразрывности и Навье – Стокса.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Чтобы во флюиде возникли фазовые переходы, необходимо в методе LBE смоделировать притягивающую ветвь потенциала «межмолекулярного» взаимодействия. Для этого в работе [3] были введены силы притяжения, действующие на вещество в узле со стороны соседних узлов. Позже было предложено записать полную силу **F**, действующую на вещество в узле, как градиент псевдопотенциала U, определяемого через уравнение состояния вещества [4,12]

$$\mathbf{F} = -\nabla U = -\nabla (p(\rho, T) - \rho\theta) .$$
(6)

В результате в методе LBE вместо контактной границы моделируется тонкий переходной слой жидкостьпар, в котором плотность изменяется плавно на размерах нескольких узлов решетки (метод сквозного счета границ раздела фаз). При этом на границах раздела появляется поверхностное натяжение, которое уменьшается при повышении температуры и обращается в ноль в критической точке.

В работе [19] было предложено ввести функцию $\Phi = \sqrt{-U}$. Тогда выражение для силы (6) можно переписать в эквивалентном виде

$$\mathbf{F} = 2A\nabla(\Phi^2) + (1 - 2A)2\Phi\nabla\Phi, \tag{7}$$

где *А* – свободный параметр, позволяющий добиться точного описания плотностей фаз на кривой фазового равновесия [19]. Конечно-разностная формула для уравнения (7), обеспечивающая достаточную изотропность, имеет вид [5,19,20]

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\alpha h} \left[A \sum_{k=1}^{b} G_{k} \Phi^{2}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_{k}) \mathbf{e}_{k} + (1 - 2A) \Phi(\mathbf{x}) \sum_{k=1}^{b} G_{k} \Phi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_{k}) \mathbf{e}_{k} \right].$$
(8)

Здесь $G_k > 0$ – коэффициенты, различные для основных и диагональных направлений решетки. Для основных направлений решетки коэффициенты $G_k = 1$. Для диагональных направлений значения коэффициентов, обеспечивающих изотропность пространства, в двумерной модели D2Q9 задаются равенствами $G_{5-8} = 1/4$, а в трехмерной модели имеем $G_{7-18} = 1/2$. При этом коэффициент α равен 1, 3/2 и 3 для изотермических моделей D1Q3, D2Q9 и D3Q19, соответственно.

В данной работе использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса

$$\widetilde{p} = \frac{8\widetilde{\rho}\widetilde{T}}{3-\widetilde{\rho}} - 3\widetilde{\rho}^2 \,. \tag{9}$$

Здесь и далее будут использованы приведенные переменные $\tilde{p} = p / p_{\rm kp}$, $\tilde{\rho} = \rho / \rho_{\rm kp}$ и $\tilde{T} = T / T_{\rm kp}$, где $p_{\rm kp}$, $\rho_{\rm kp}$ и $T_{\rm kp}$ – значения давления, плотности и температуры в критической точке. Использование более сложных уравнений состояния, в том числе и для реальных веществ, рассмотрено в [20,21].

Зависимость удельной теплоемкости *с*_V от объема задается известной формулой

$$\left(\frac{\partial c_V}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T}\right)_V.$$

Из нее следует, что для аналитических уравнений состояния Ван-дер-Ваальса, Карнахана – Старлинга, модифицированного в [20] УС Каплуна – Мешалкина и других УС, линейно зависящих от температуры, удельная теплоемкость c_V не зависит от плотности, то есть при переходе границы жидкость-пар не меняется.

3. ТЕПЛОПЕРЕНОС

Уравнение для плотности внутренней энергии $E = \rho c_V T$ с учетом работы сил давления и теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div}(E\mathbf{u}) = \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla(\lambda \nabla T), \qquad (10)$$

где $\lambda = \rho c_V \chi$ – коэффициент теплопроводности. Тепловыделением из-за вязкого трения обычно можно пренебречь.

Наиболее сложным является расчет левой части уравнения (10), т.е. конвективного переноса внутренней энергии вместе с потоком вещества, скорость которого \mathbf{u}^* вычисляется по формуле (5).

В данной работе для моделирования конвективного переноса энергии предложено использовать дополнительный комплект функций распределения LBE (метод пассивного скаляра, ПС). Этот метод имеет гораздо меньшую схемную диффузию по сравнению с конечноразностными методами. Однако ранее он был реализован только для течений жидкости почти постоянной плотности и, соответственно, теплоемкости, когда в качестве ПС можно использовать температуру T.

Для течений с фазовыми переходами плотность вещества сильно меняется, и необходимо использовать уравнение (10) для плотности внутренней энергии. При этом $E = \sum_{k=0}^{b} g_k$, а уравнения для эволюции функций распределения $g_k(\mathbf{x},t)$ можно записать в виде, аналогичном уравнению (1)

$$g_{k}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_{k}\Delta t, t + \Delta t) = g_{k}(\mathbf{x}, t) + \frac{g_{k}^{eq}(E, \mathbf{u}) - g_{k}(\mathbf{x}, t)}{\tau_{E}} + \Delta g_{k}(\mathbf{x}, t).$$

Здесь Δg_k – изменение функций распределения за шаг по времени, а τ_E – безразмерное время релаксации для функций распределения энергии. Равновесные функции распределения $g_k^{eq}(E, \mathbf{u})$ имеют вид, аналогичный уравнению (2).

Основная проблема заключается в том, что на границах раздела фаз есть скачок объемной теплоемкости. Изза этого даже при равномерном распределении давления и температуры начинается паразитная диффузия (разлет) энергии из плотной фазы в менее плотную. Этот эффект хорошо наблюдается для стационарной капли в случае баротропного уравнения состояния $p = p(\rho)$ (давление зависит только от плотности). При этом нет обратной связи по температуре, и не возникают волны давления и плотности. В качестве такого уравнения состояния использовалось уравнение типа Ван-дер-Ваальса с константой \widetilde{T}_0 вместо температуры среды

$$\widetilde{p}(\widetilde{\rho}) = \frac{8\widetilde{T}_0\widetilde{\rho}}{3-\widetilde{\rho}} - 3\widetilde{\rho}^2$$

На рис. 1 показан разлет энергии E_* на границах раздела фаз для одномерной покоящейся капли жидкости, находящейся в равновесии с насыщенным паром. При этом начальное равномерное распределение температуры $\tilde{T} = \text{const}$ нарушается (рис. 26). Для наглядности в этом тесте работа сил давления и теплопроводность выключены.

В данной работе впервые удалось разработать метод ПС для описания переноса энергии в условиях фазовых переходов. Для этого вводятся специальные "псевдосилы" для скаляра энергии, удерживающие энергию от разлета на границах фаз.

Реализован вариант метода для случая, когда удельная теплоемкость флюида c_V постоянна, и плотность внутренней энергии при заданной температуре пропорциональна плотности флюида [22]. Для учета действия "псевдосил" в уравнениях эволюции функций распределения $g_k(\mathbf{x},t)$, описывающих энергию, тоже используется метод точной разности (EDM), аналогичный уравнению (4)

$$\Delta g_k^{(1)}(\mathbf{x},t) = g_k^{eq}(E,\mathbf{u}+\Delta \mathbf{u}) - g_k^{eq}(E,\mathbf{u}) , \qquad (11)$$

где **u** – скорость вещества, определяемая по основным функциям распределения LBE N_k (3).



Рис. 1. Паразитная диффузия (разлет) энергии на границах раздела фаз для одномерной стационарной капли в насыщенном паре.

Слагаемые в правой части уравнения (10) можно учесть с помощью явной конечно-разностной схемы. Работу сил давления удобнее переписать в виде

$$\frac{p}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -p\operatorname{div}(\mathbf{u}^*) \,.$$

Например, в одномерном случае для изменения энергии за счет работы сил давления ΔE_p и за счет теплопроводности ΔE_T имеем

$$\frac{E_i^{n+1} - E_i^n}{\Delta t} = -p_i^n \frac{(u^*)_{i+1}^n - (u^*)_{i-1}^n}{2h} + \frac{(\lambda_{i+1}^n + \lambda_i^n)T_{i+1}^n - (\lambda_{i+1}^n + 2\lambda_i^n + \lambda_{i-1}^n)T_i^n + (\lambda_i^n + \lambda_{i-1}^n)T_{i-1}^n}{2h^2}.$$
(12)

При этом соответствующие изменения функций распределения $\Delta g_k^{(2)}$ в методе LBE вычисляются пропорционально изменению внутренней энергии в узлах решетки за шаг по времени

$$\Delta g_k^{(2)}(\mathbf{x},t) = g_k(\mathbf{x},t) \Delta E_i / E_i^n, \qquad (13)$$

где $\Delta E_i = \Delta E_p + \Delta E_T$. Таким образом, полное изменение функций распределения вычисляется как $\Delta g_k = \Delta g_k^{(1)} + \Delta g_k^{(2)}$.

Начальное состояние газа для тестов по диффузии и галилеевской инвариантности выбрано в виде прямоугольника (шириной 400 h) с параметрами $\tilde{T}_{max} = 0.947$, $\tilde{\rho}_1 = 0.03$ на фоне $\tilde{T}_0 = 0.6$, $\tilde{\rho}_0 = 0.05$ так, что давление p = const. Распределения температуры и плотности в покоящемся газе (рис. 2а,б) и в движущемся со скоростью $u = 0.1h/\Delta t$ (рис. 2в,г) полностью совпадают, то есть выполнена галилеевская инвариантность. При $\tau_E = 0.503$ коэффициент схемной диффузии энергии равен $D_E = \theta(\tau_E - 1/2)\Delta t = 0.001h^2/\Delta t$.

Показано, что в покоящемся газе для распределений температуры и плотности при разных коэффициентах

температуропроводности χ в соответствующие моменты времени выполняется условие подобия $l \sim \sqrt{\chi t}$. Поскольку разностная схема (11) является явной, то устойчивость в одномерном случае сохраняется для значений $\chi \Delta t / h^2 < 0.5$.



Рис. 2. Схемная диффузия энергии. Скорость течения газа и = 0 (a, б); 0.1 (в, г) в единицах h/∆t. t = 10000 (a, в), 1000000 (б, г).



Рис. 3. Распределение температуры \widetilde{T} и плотности флюида $\widetilde{
ho}$ после спинодального распада на жидкость и пар с учетом

работы сил давления. $\widetilde{T}_0 = 0.8$, $\widetilde{\rho}_0 = 0.7$. t = 50000.

В качестве теста для работы сил давления рассматривалась задача о спинодальной декомпозиции (распад первоначально однородного флюида, состояние которого находится под спинодалью) на двухфазную систему жидкость-пар.

На рис. З показаны результаты расчетов. При этом теплопроводность λ полагалась равной нулю, и оставалась только небольшая схемная диффузия энергии.

Поскольку теплоемкость жидкой фазы значительно больше, чем у пара, а относительное изменение объема меньше, то температура жидкости повышается из-за работы сил давления незначительно. Температура же газовой фазы заметно уменьшается. Можно привести оценку температуры пара

$$T_{\text{nap}} = T_0 - \frac{p}{c_V} \left(\frac{1}{\rho_{\text{nap}}} - \frac{1}{\rho_0} \right).$$

Видно, что результаты моделирования дают близкие значения температуры пара (рис. 3).

Без учета работы сил давления скорость распространения малых возмущений (скорость звука) соответствует изотермическому случаю. Например, для уравнения Ван-дер-Ваальса она равна

$$\widetilde{c}_T^2 = \left(\frac{\partial \widetilde{\rho}}{\partial \widetilde{\rho}}\right)_T = \frac{24\widetilde{T}_0}{(3-\widetilde{\rho})^2} - 6\widetilde{\rho}.$$

При учете работы сил давления скорость звука соответствует адиабатическому значению. Для уравнения Вандер-Ваальса

$$\widetilde{c}_{S}^{2} = \left(\frac{\partial \widetilde{\rho}}{\partial \widetilde{\rho}}\right)_{S} = \gamma \frac{24\widetilde{T}_{0}}{\left(3 - \widetilde{\rho}\right)^{2}} - 6\widetilde{\rho}.$$

Показатель адиабаты $\gamma = c_P / c_V$ можно изменять, меняя значение c_V . Скорость звука при этом изменяется, что наблюдается в тестовых расчетах.

3. СКРЫТАЯ ТЕПЛОТА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Скрытая теплота фазового перехода должна учитываться в условиях на движущейся границе раздела фаз

$$\left. \lambda_{\mathfrak{m}} \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\xi=0} - \left. \lambda_{\mathrm{map}} \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\xi=0} = \rho_{\mathfrak{m}}(T)Q(T)\frac{d\xi}{dt} \,.$$

Здесь ξ – координата плоской границы раздела фаз жидкость-пар, $\rho_{\pi}(T)$ – плотность жидкости на кривой сосуществования фаз (рис. 4). Теплота фазового перехода Q(T) уменьшается с ростом температуры и обращается в ноль при $T = T_{\text{кр}}$.



Рис. 4. Схема учета теплоты фазового перехода. Теоретическая кривая сосуществования фаз для УС Ван-дер-Ваальса – кривая 1. Расчеты методом LBE – точки 2.

Сложность заключается в том, что во многих задачах границы возникают, исчезают, изменяется их топология. Достоинство метода LBE заключается в том, что он является методом сквозного счета границ раздела фаз жидкость-пар. При этом границы раздела фаз представляют собой некоторые переходные слои, в которых плотность плавно изменяется от плотности жидкости до плотности пара в соответствии с кривой сосуществования фаз (рис. 4). Плотность порции вещества при фазовом переходе изменяется во времени тоже постепенно, пробегая ряд промежуточных значений.

Если не пытаться точно описать внутреннюю структуру переходного слоя, а учесть скрытую теплоту фазового перехода только интегрально по ширине переходного слоя, то можно считать, что скрытая теплота тоже постепенно выделяется или поглощается внутри переходного слоя на некотором участке изменения плотности $\rho_1 > \rho > \rho_2$ (рис. 4) согласно уравнению

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\rho_{*}(T)Q(T)}{\rho_2 - \rho_1} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{\rho_{*}(T)Q(T)}{\rho_2 - \rho_1} \rho \operatorname{div}(\mathbf{u}^*).$$

В качестве значений ρ_1 и ρ_2 при каждой температуре могут использоваться значения плотности пара $\rho_{\text{пар}}$ и жидкости $\rho_{\#}$, соответственно. При этом изменение внутренней энергии в узле решетки за шаг по времени из-за теплоты фазового перехода ΔE_Q тоже включается в формулу (13) так, что $\Delta E_i = \Delta E_p + \Delta E_T + \Delta E_Q$.



Рис. 5. Распределения температуры и плотности флюида после спинодального распада с учетом теплоты фазового пере- $\stackrel{\sim}{\sim}$

xoda. $\widetilde{T}_0 = 0.8$, $\widetilde{\rho}_0 = 0.7$. t = 50000.

На рис. 5 показаны результаты моделирования с учетом теплоты фазового перехода. При этом температура жидкой фазы заметно превышает начальную, так как при конденсации пара выделяется скрытая теплота фазового перехода.

4. РАСЧЕТЫ ПО ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ

Проведено моделирование двумерного течения, включающего круглую каплю, находящуюся в равновесии с насыщенным паром. Скорость течения направлена по диагонали расчетной области (рис. 6). Использовались периодические граничные условия по x и по y. За время t = 62000 капля вместе с течением совершила более шести оборотов по диагонали, что соответствует 27 диаметрам капли. Наблюдается изотропность результатов расчетов, т.е. круглая форма капли. Паразитная диффузия внутренней энергии практически отсутствует. Выполнена галилеевская инвариантность. Неравномерность температуры в расчетах $\Delta \tilde{T} \approx 0.001$.



Рис. 6. Капля жидкости радиусом R = 160h в насыщенном паре. Распределение плотности (а, б) и распределение внутренней энергии (в, г). $u_{0x} = u_{0y} = 0.1h/\Delta t$. t = 0 (а, в), 62000 (б, г). Сетка 1000×1000.

На рис. 7 показаны результаты двумерного моделирования спинодальной декомпозиции флюида с началь-

ной температурой $\widetilde{T}_0 = 0.8$ с учетом работы сил давления и теплоты фазового перехода. Температура пара опускается до $\widetilde{T} \approx 0.77$, что меньше начальной из-за расширения, а температура жидкости достигает $\widetilde{T} \approx 0.83$, что выше начальной из-за выделения теплоты фазового перехода.

При дальнейшей эволюции системы происходит коалесценция капель в одну или несколько, как за счет их слияния, так и за счет испарения маленьких капель. Температура с течением времени выравнивается за счет теплопроводности. На рис. 8 показаны последние две капли. Температура меньшей капли ниже за счет эффекта испарения, а большая капля нагревается из-за конденсации. Разница температур может доходить до $\Delta \tilde{T} \approx 0.01$. Когда процесс закачивается (остается одна капля), неравномерность температуры уменьшается до $\Delta \tilde{T} < 0.001$.



Рис. 7. Спинодальная декомпозиция. Распределение плотности (a) и распределение температуры (б). t = 2630. $\widetilde{T}_0 = 0.8$. $\widetilde{\rho}_0 = 1$. Сетка 500×500.



поздней стадии спинодальной декомпозиции. $\widetilde{T}_0 = 0.8$. $\widetilde{\rho}_0 = 0.8$. t = 1750000. Сетка 500×500.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые удалось разработать метод дополнительного компонента LBE для уравнения переноса энергии в случае течений с фазовыми переходами. В алгоритме учитываются теплопроводность, работа сил давления и скрытая теплота фазового перехода, источники тепла. Реализованный алгоритм является методом сквозного счета границ раздела фаз жидкость-пар, т.е. не требует выделения границ раздела фаз и постановки на них граничных условий. Выполнены простые тесты, показывающие галилеевскую инвариантность, малую схемную диффузию энергии, изотропность и устойчивость метода. Метод LBE хорошо распараллеливается по технологии CUDA на многопроцессорных графических ускорителях. Таким образом, разработанный метод LBE с учетом тепломассопереноса применим для моделирования широкого круга течений с фазовыми переходами.

Список литературы:

- Chen S., Doolen G.D. Lattice Boltzmann method for fluid flow // Annu. Rev. Fluid Mech., 1998, Vol. 30, pp. 329–364.
- Aidun C.K., Clausen J.R. Lattice-Boltzmann method for complex flows // Annu. Rev. Fluid Mech., 2010, Vol. 42, pp. 439–472.
- Shan X., Chen H. Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components // Phys. Rev. E, 1993, Vol. 47, No. 3, pp. 1815–1819.
- Qian Y.H., Chen S. (1997). "Finite size effect in lattice-BGK models", International Journal of Modern Physics C, Vol. 8, No. 4, pp. 763–771.
- Куперштох А.Л. Трехмерное моделирование двухфазных систем типа жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана на GPU // Вычислительные методы и программирование. – 2012. – Т. 13. – С. 130–138.
- Куперштох А.Л. Трехмерное моделирование методом LBE на гибридных GPU-кластерах распада бинарной смеси жидкого диэлектрика с растворенным газом на систему парогазовых каналов // Вычислительные методы и программирование. 2012. 13. 384–390.
- Kupershtokh A.L. Three-dimensional LBE simulations of a decay of liquid dielectrics with a solute gas into the system of gas-vapor channels under the action of strong electric fields // Computers and Mathematics with Applications, 2014, Vol. 67, No. 2, pp. 340–349.
- Alexander F.J., Chen S., Sterling J.D. Lattice Boltzmann thermohydrodynamics // Phys. Rev. E, 1993, Vol. 47, No. 4, pp. R2249–R2252.
- Qian Y.H. Simulating thermohydrodynamics with lattice BGK models // Journal of Scientific Computing, 1993, Vol. 8, No. 3, pp. 231–242.
- Chen Y., Ohashi H., Akiyama M. Thermal lattice Bhatnagar-Gross-Krook model without nonlinear deviations in macrodynamical equations // Phys. Rev. E, 1994, Vol. 50, No. 4, pp. 2776–2783.
- Karlin I.V., Sichau S, Chikatamarla S.S. Consistent two-population lattice Boltzmann model for thermal flows // Phys. Rev. E, 2013, Vol. 88, No. 6, pp. 063310.
- Zhang R., Chen H. Lattice Boltzmann method for simulations of liquidvapor thermal flows // Phys. Rev. E, 2003, Vol. 67, No. 6, pp. 066711.

- Shan X. Simulation of Rayleigh–Bénard convection using a lattice Boltzmann method // Phys. Rev. E, 1997, Vol. 55, No. 3, pp. 2780– 2788.
- He X., Chen S., Doolen G.D. A novel thermal model for the lattice Boltzmann method in incompressible limit // Journal of Computational Physics, 1998, Vol. 146, No. 2, pp. 282–300.
- Guo Z., Zheng C., Shi B., Zhao T.S. Thermal lattice Boltzmann equation for low Mach number flows: Decoupling model // Phys. Rev. E, 2007, Vol. 75, No. 3, pp. 036704.
- Li Q., He Y.L., Wang Y., Tao W.Q. Coupled double-distributionfunction lattice Boltzmann method for the compressible Navier – Stokes equations // Phys. Rev. E, 2007, Vol. 76, No. 5, pp. 056705.
- Куперштох А.Л. Учет действия объемных сил в решеточных уравнениях Больцмана // Вестник НГУ: Серия "Математика, механика и информатика". 2004. Т. 4, № 2. С. 75–96.
- Kupershtokh A.L. Criterion of numerical instability of liquid state in LBE simulations // Computers and Mathematics with Applications, 2010, Vol. 59, No. 7, pp. 2236–2245.
- Куперштох А.Л. Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана // Вестник НГУ: Серия "Математика, механика и информатика". 2005. Т. 5, № 3. С. 29–42.
- Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I. On equations of state in a lattice Boltzmann method // Computers and Mathematics with Applications, 2009, Vol. 58, No. 5, pp. 965–974.
- Kupershtokh A.L. A lattice Boltzmann equation method for real fluids with the equation of state known in tabular form only in regions of liquid and vapor phases // Computers and Mathematics with Applications, 2011, Vol. 61, No. 12, pp. 3537–3548.
- Куперштох А.Л., Медведев Д.А., Грибанов И.И. Моделирование тепломассопереноса в среде с фазовыми переходами методом решеточных уравнений Больцмана // Вычислительные методы и программирование. 2014. Т. 15. С. 317–328.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки России и грантов РФФИ № 13-01-00526a и № 13-08-00763а.



УДК 536.24

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-3-10

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЭТАНОЛЕ ПРИ ЗАХОЛАЖИВАНИИ НАГРЕВАТЕЛЯ

Левин А.А., Таиров Э.А.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по исследованию процесса интенсивного охлаждения высокотемпературного металлического нагревателя в движущемся потоке недогретого до температуры насыщения этанола. В результате опытов зафиксированы возникающие автоколебательные пульсации давления в этаноле с амплитудой 1,15 МПа. Сравнение полученных результатов с опытами чисто пленочного охлаждения и пузырькового кипения на остывающем нагревателе показали, что максимальные значения нестационарных коэффициентов теплоотдачи в случае автоколебательных пульсаций и в случае пузырькового кипения совпадают.

введение

Анализ известных результатов исследований теплообмена, критического теплового потока, динамики взрывного вскипания жидкости при нестационарном тепловыделении, переходных процессов при кипении в условиях большого объема жидкости показывает существенное влияние параметров нестационарного тепловыделения на развитие кипения, величины коэффициентов теплоотдачи и критического теплового потока и их отличие от соответствующих величин для стационарного тепловыделения. В настоящее время интенсивно продолжают развиваться экспериментальные и теоретические исследования по описанию кинетики зародышеобразования, механизмов развития локального нестационарного теплообмена при кипении и испарении, динамики смены режимов кипения применительно как к условиям большого объема, так и вынужденного и пленочного течений жидкости [1–5]. Несмотря на достигнутые успехи по изучению кризиса теплоотдачи в водоохлаждаемых энергетических реакторах, остаются до сих пор не до конца исследованными сложные внутренние механизмы процессов переноса тепла между перегретой твердой поверхностью и недогретой жидкостью в нестационарных условиях.

Хорошо известно, что набросы мощности тепловыделения в недогретой жидкости могут порождать пульсации давления, вызванные процессами интенсивного роста и конденсации паровой фазы. Здесь можно выделить три типа характерных процесса – образование и последующий быстрый рост паровой фазы вокруг нагревателя; испарение и отталкивание жидкости при прорыве паровой оболочки и кратковременном контакте окружающей жидкости с разогретой стенкой, имеющей температуру выше температуры смачивания (температура Лейденфроста); конденсация паровых образований в объеме недогретой жидкости. В представляемом исследовании основное внимание уделено процессу захолаживания нагревателя с целью определения динамики паровых структур, пульсаций давления в жидкости и температурного состояния цилиндрической стенки в потоке теплоносителя.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты по набросу мощности в канале с вынужденным движением воды выполнялись на специально изготовленном проточном канале с центральной тепловыделяющей трубкой из нержавеющей стали Х18Н10Т (диаметр 12 мм, толщина стенки 1 мм), оптически прозрачными окнами и оснащенном датчиками измерения температуры, давления и расхода, интегрированными в состав системы автоматизации установки «Высокотемпературный контур». Тепловыделение на нагревателе осуществлялось пропусканием через трубку управляемого трехфазного выпрямленного электрического тока длительностью импульсов от 60 до 300 мс с темпом разогрева 600÷2000 К/с. Начальное давление в канале р₀ составляло 0,7÷1,0 МПа. Величина недогрева воды до температуры насыщения варьировалась в экспериментах от 10 К до 135 К. Визуализация процесса осуществлялась цифровой системой VS-FAST при скорости съемки 2000 кадров/с. Измерения динамики давления производились при помощи индуктивных датчиков давления ДД-10, размещенных в нижнем и верхнем сечениях тепловыделяющего канала. Сигналы от датчиков, опрашиваемых с частотой 10 кГц, поступали на быстродействующую АЦП L-761, размещенную на базе промышленной ЭВМ. Измерения температур потока и стенки нагревательного элемента выполнялись погружными термопарами типа ХК и прикрепленными к внутренней поверхности термопарами типа ХА. Частота опроса термопар через АЦП Е270 составила 50 Гц. Выход на необходимый уровень температуры нагревателя осуществлялся путем задания длительности импульса электрического тока при одинаковом уровне электрической мощности для серий экспериментов.

ДИНАМИКА ПАРОВОЙ ОБОЛОЧКИ

На рис.1 представлена динамика давления в процессе импульсного тепловыделения и последующего захолаживания нагревателя, окруженного потоком недогретого до температуры насыщения этанола. В случае достаточно продолжительного прогрева (рис.1а), температура нагревателя становится настолько высокой, что переход к стадии захолаживания происходит в условиях образования устойчивой паровой оболочки. Видеограмма на рис.2 демонстрирует образование этой паровой структуры (кадры 2–4) и ее вид до начала смачивания стенки (5 кадр). Первые признаки смачивания стенки появляются лишь к 1,3 секунде процесса, (кадр 6). Последующее расширение областей смачивания и их смыкание завершаются полным захолаживанием стенки уже в условиях конвективного теплообмена. На рис. 1а видно, наибольшая пульсация давления соответствует начальному расширению паровой фазы, и последующие пульсации являются угасающими, их частота составляет 30-35 Гц, амплитудное давление достигает 0,29 МПа при давлении в канале $p_0=0,3$ МПа. О слабом охлаждении поверхности нагревателя в условиях пленочного режима теплообмена свидетельствует и динамика температуры стенки, кривая 1 на рис. 4а.

Проведенные эксперименты показали существование узкого диапазона температур вблизи точки смачивания между режимами пленочного и пузырькового кипения, где происходит зарождение интенсивного автоколебательного процесса с нарастанием амплитуды пульсации давления (рис.1б). При давлении в системе 0.3 МПа амплитуда пульсаций, происходящих с частотой 43 Гц, достигает 1.15 МПа. Данные скоростной видеосъемки, представленные на рис.3, обнаруживают циклические изменения паровой оболочки в форме «развитиеподавление» парообразования на стенке. Возрастание давления ведет к подавлению парообразования и утонению паровой прослойки между поверхностью нагревателя и массой окружающей его жидкости.



Рис. 1. Динамика давления в этаноле в условиях импульсного тепловыделения с различной продолжительностью импульса. Условия эксперимента: ΔT_{нед} = 86 K; dT_w/dτ = 830 K/c; p₀=0,3 MПа; w₀=0,4 м/c. a) τ_m=260 мc; б) τ_m=280 мc;

На отдельных участках происходит разрыв пленки, и касание стенки жидкостью, сопровождаемые дополнительной взрывной генерацией пара. Происходит циклическая «подкачка» энергии колебательного процесса, амплитуда пульсаций давления возрастает до некоторого предела. В процессе нестационарного захолаживания стенки интенсивность взрывного вскипания снижается. Вследствие этого интенсивность колебаний начинает угасать до полного прекращения в фазе полного смачивания теплоотдающей стенки. Сопоставление видеограммы (рис.3) с графиком пульсаций давления (рис. 1б) в одинаковые моменты времени показывает, что возрастание давления на участках между точками 7–8; 9–10 сопровождается сжатием парового объема в тонкую паровую оболочку. На видеокадре 10 в нижней и средней частях нагревателя отображены локальные разрывы оболочки с касанием стенки жидкостью, приводящие к



Рис. 2. Видеограмма вскипания недогретого этанола на трубчатой поверхности в условиях вынужденного движения. Условия экспериментов: p₀=0,3 МПа; ΔT_{нед}=86 K; w₀=0,4 м/c; dT_w/dτ= 830 K/c; длительность импульса тепловыделения □ τ_m= 280 мс. Времена на видеокадрах указаны от момента начала тепловыделения.



Рис. 3. Видеограмма вскипания недогретого этанола на трубчатой поверхности в условиях вынужденного движения. Условия экспериментов: p₀=0,3 МПа; ΔT_{нед}=86 K; w₀=0,4 м/с; dT_w/dτ= 830 K/с; длительность импульса тепловыделения □ τ_m= 260 мс. Времена на видеокадрах указаны от момента начала тепловыделения. С – отраженный свет на поверхности паровой пленки.

местной генерации пара. Видимая с правой стороны светлая полоса отраженного освещения от межфазной границы «пар-жидкость» свидетельствует о наличии паровой оболочки вокруг нагревателя. Из-за температурной неравномерности на поверхности стенки, касание жидкостью происходит в менее нагретой средней части. Измерения показывают, что температура здесь на 15÷20 К ниже, чем в верхнем и нижнем участках нагревателя. В процессе циклической генерации пара используется аккумулированная на стадии энерговыделения теплота стенки, что ведет к понижению ее температуры до начала смачивания. На видеокадрах 13–14 можно видеть исчезновение паровой оболочки. Инициация вскипания происходит к 1108 мс в верхней части нагревателя, как наиболее горячей. Дальнейшее понижение температуры сопровождается устойчивым смачиванием стенки и угасанием пульсаций давления, рис.16. Быстрое снижение температуры стенки (кривая 2 на рис. 46) указывает на высокую интенсивность теплоотдачи в автоколебательном режиме.

АНАЛИЗ ТЕПЛООБМЕНА

Анализ динамики структуры парожидкостного слоя и пульсаций давления дополнен определением нестацио-



РИС. 4. Динамика температуры нагревателя (а) и коэффициента теплоотдачи (б) при набросе тепловой мощности в условиях вынужденного движения. Условия экспериментов: ΔT_{нед} = 86 K; dT_w/dτ = 830 K/c; p₀=0,3 MПа; w₀=0,4 м/c; длительность импульса тепловыделения: 1) τ_m= 280 мc; 2) τ_m= 260 мc; 3) τ_m= 200 мc.

нарного коэффициента теплоотдачи из баланса тепловой мощности.

$$\alpha = \frac{c_m}{F(T_w - T_{\mathcal{H}})} \frac{dT_w}{d\tau} \, .$$

где c_m – теплоемкость нагревателя, кДж/кг·К; T_w – температура нагревателя, К; T_{π} – температура ядра жидкости, К. Максимальные значения коэффициента теплоотдачи в послекризисном режиме обычно достигаются при переходе к развитому пузырьковому кипению. Как показали дополнительно проведенные эксперименты, максимальные значения нестационарных коэффициентов теплоотдачи в случае автоколебательных пульсаций и в случае пузырькового кипения совпадают.

На рис. 4 представлена динамика температуры стенки нагревателя (4а) и значения нестационарного коэффициента теплоотдачи (4б) для трех режимов с различным максимальным значением перегрева стенки. Значения температур и коэффициента теплоотдачи, отмеченные на графике цифрой 1, соответствуют представленному опыту на рис.1а и рис.2. Как уже было показано ранее, в промежуток времени до 1,2 сек от начала тепловыделения образуется устойчивая паровая оболочка вокруг нагревателя, предотвращающая смачивание перегретого выше температуры насыщения металла стенки жидким этанолом. Затем происходит срыв паровой пленки и увеличение площади областей смачивания с пузырьковым кипением на них. Это хорошо сочетается с рассчитанными значениями нестационарного коэффициента теплоотдачи: до 1,2 сек можно видеть незначительный рост величины α , а затем происходит ее быстрое увеличение до ~5 кВт/(м²К). По достижении максимума, значение коэффициента теплоотдачи начинает плавно уменьшаться, что вызывается ослаблением пузырькового кипения и переходу к конвективному захолаживанию.

Опытные данные под номером 3 представляют собой случай докризисного режима повторяющихся смачиваний перегретой стенки и взрывных вскипаний на всей поверхности нагревателя. Этот режим характерен быстрым ростом коэффициента теплоотдачи в течение ~0,8 с и последующим захолаживанием нагревателя в режиме конвективного теплосъема. Достигнутое на 0,8 с значение нестационарного коэффициента теплоотдачи составило 8 кВт/(м²K).

Значения температур и теплоотдачи под цифрой 2 относятся к автоколебательному режиму (рис. 1б и рис.3). Для него, как и для первого случая, характерно образование паровой оболочки вокруг нагревателя, однако при этом возникают кратковременные локальные контакты жидкости с перегретым металлом стенки, что интенсифицирует ее охлаждение. Как видно из рис. 46, рассчитанные значения коэффициента теплоотдачи стремятся к максимуму α =8 кВт/(м²K), который по времени (0,9–1,2c) соотносится с появлением областей смачивания (видеокадры 10–12 рис.3). Дальнейшее расширение этих областей и переход к режиму конвективного захолаживания одинаков с описанными выше случаями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование автоколебательного режима захолаживания трубчатого нагревателя в условиях вынужденного движения этанола. Выявлено существование режима охлаждения нагревателя, при котором пульсация пленки пара на поверхности нагревателя сочетается с кратковременным существованием областей пузырькового кипения, обладающих высоким уровнем теплосъема. Определены мгновенные значения нестационарного коэффицента теплоотдачи для режимов с пузырьковым и пленочным режимами кипения для этих условий. Отмечено высокое значение нестационарного коэффициента теплоотдачи для пульсирующей пленки пара.

Список литературы:

- Glod, S., Poulikakos, D., Zhao, Z., and Yadigarogly, G., An Investigation of Microscale Explosive Vaporization of Water on an Ultrathin Pt Wire, Int. J. Heat Mass Transfer, 2002, vol. 45, pp. 367-379.
- Pavlenko, A.N., Tairov, E.A., Zhukov, V.E., Levin, A.A., and Tsoi., A.N., Investigation of Transient Processes at Liquid Boiling under Nonstationary Heat Generation Conditions, Journal of Engineering Thermophysics, 2011, vol. 20, № 4, pp. 380-406.
- Ковалев С.А., Усатиков С.В. Оценка устойчивости режимов кипения с помощью диаграмм стабильности // Теплофизика высоких температур, 2003, т.41, №1, с.77–88.
- Aktershev, S. P., Ovchinnikov, V. V., Modeling of the Vaporization Front on a Heater Surface, Journal of Engineering Thermophysics, 2011, vol. 20, no. 1, pp.77 – 88.
- Pavlov, P.A., Vinogradov, V.E., Dynamics of Vapor Film Formation Upon Rapid Superheating of Liquid, High Temperature, 2010, vol. 48, no. 5, p. 683–690.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-3-11

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН В ОБЛАСТИ КРИТИЧЕКОЙ ТОЧКИ ИМПАКТНОЙ СИНТЕТИЧЕСКОЙ СТРУИ

Леманов В.В., Калинина С.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В работе экспериментально исследован локальный теплообмен в области критической точки импактной синтетической струи на плоской пластине в диапазоне чисел Рейнольдса Re=50-3000. Измерены средние и пульсационные тепловые характеристики в полосе частот до 1 кГц. Опытные данные по локальному коэффициенту теплоотдачи получены при вариации различных параметров: диаметра струи, расстояния до пластины, характеристик синтетической струи. В целях прикладных исследований выявлены зоны с максимальным мгновенным значением теплового потока и коэффициента теплоотдачи.

введение

Бурное развитие МЭМС технологий [1] (Микро Электро Механические Системы) стимулировало интерес к изучению струй малого размера [2-6]. Давно известно использование синтетических (с законом вдуваотсоса) микроструй для управления трением в пристенных пограничных слоях [2]. Импактные синтетические струи применяются для интенсификации теплообмена в элементах микроэлектроники и МЭМС-устройствах [4-6]. На теплонапряженных участках таких элементов важно знать не только уровень среднего теплообмена, так и пиковые значения теплового потока. Несмотря на достаточную изученность теплообмена в импактных струйных течениях [7-10], работ, в которых бы измерялись пульсационные тепловые характеристики, достаточно мало [11-12]. Данная работа посвящена экспериментальному изучению особенностей теплообмена в области критической точки импактной синтетической воздушной струи. Значительное внимание в опытах уделено изучению пульсационных значений тепловых параметров.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Изучение теплообмена в импактной синтетической струи на плоской пластине производилось на установке, схема которой представлена на рис. 1. Рабочий участок состоит из следующих основных частей: а) оммический электрический нагреватель (2), б) медная пластина диаметром 190 мм и толщиной 50 мм для изучения теплообмена (3), в) термопары и датчики теплового потока - ДТП (1), г) система формирования импактной струи (генератор низкочастотных сигналов ГЗ-102, громкоговоритель 10 ГД-30 (5), пластина (4) с соплом диаметром d), д) термоанемометр DISA 55М - для регистрации характеристик в начальном сечении струи (на рис. не изображен). Для создания импактных струй использовались осесимметричные сопла различной конфигурации. Диапазон чисел Рейнольдса составлял Re=50-3000, где в ка-

честве определяющих параметров принимали диаметр сопла, максимальную скорость (на периоде гармонического колебания) и плотность воздуха в начальном сечении струи.

Температура стенки Т_{ст} и струи Т₀ измерялись хромель-копелевыми термопарами (провод диаметром 0.2 мм). Граничное условие на поверхности теплообмена медной пластины T_{cr} =const (T_{cr} = 40°-50°С). Использовались миниатюрные датчики теплового потока размером 2.5х2.5 мм на основе поперечного эффекта Зеебека [13] (поз. 1 на рис.1). ДТП через предварительный многоканальный усилитель и АЦП подсоединены к системе сбора информации. Автоматизированной система позволяет проводить локальные измерения плотности теплового потока в полосе частот до 1 кГц. Размер выборки составлял (1-8)·10⁴, время измерения 10 с-10 мин. По измеренному временному ряду мгновенных значений плотности теплового потока q' определялись: среднее значение теплового потока Q, среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока q, спектр пульсаций теплового потока. Локальные средние значения коэффициента теплоотдачи α определялись по среднему тепловому потоку Q и разности температур поверхности нагретой стенки Т_{ст} и воздушной струи в начальном сечении Т₀. Для нахождения локального среднеквадратичного значения пульсаций коэффициента теплоотдачи а использовалось среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока q.



Рис.1. Схема эксперимента.

В опытах по теплообмену варьировались: расстояние от пластины до нагретой поверхности h/d=0.5-7, диаметр струи d=0.5-7 мм, частота (F=20-1000 Гц) и амплитуда пульсаций генератора низкочастотных сигналов (A=0.01-10 В). Рабочий участок располагался в помещении при атмосферном давлении и комнатной температуре окружающей среды.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проведены в несколько этапов. На первом – определены характеристики струи в зависимости от режимных параметров, на втором - проведены измерения тепловых параметров в лобовой точке, на третьем - осуществлены измерения радиального распределения тепловых характеристик на поверхности и на четвертом измерен локальный теплообмен в зонах с пиковыми значениями теплового потока.

2.1. Характеристики импактной синтетической струи

Теплообмен в нестационарных условиях имеет свои особенности [14]. Поэтому в начале с помощью динамических и тепловых измерений определены характеристики синтетической струи в зависимости от режимных параметров. Установлено, что максимальная скорость струи на периоде в начальном сечении струи слабо зависит от диаметра сопла, и в основном, определяется частотой и особенно амплитудой сигнала, подаваемого на динамическую головку. Диапазон полученных максимальных значений скоростей на выходе сопла составлял *и*=0.1-7.8 м/с. На рис.2 представлена типичная осциллограмма пульсаций теплового потока на медной пластине в лобовой точке. Параметры эксперимента: диаметр сопла d=5мм, расстояние до нагретой поверхности h/d=2, радиальная координата r/d=0, частота пульсаций F=30 Гц, амплитудой сигнала, подаваемого на динамическую головку А=3 В. Как видно из рисунка изменение мгновенного значения теплового потока по времени выглядит в виде периодической функции и варьируется в пределах q'=1200-2600 Вт/м². Среднее значение при этом составляет $Q = 1900 \text{ Bt/m}^2$.



Рис. 2. Осциллограмма мгновенного значения локального теплового потока в лобовой точке пластины (F=30 Гц).

При больших амплитудах сигнала подаваемого на громкоговоритель, а также при частотах больших 400 Гц, наблюдается нелинейное искажение скорости на выходе из сопла и конструкция рабочего участка требует модернизации.

2.2. Тепловые характеристики в области лобовой точки

Измерения тепловых характеристик на втором этапе были проведены в области лобовой точке на медной пластине при вариации диаметра струи, расстояния от пластины до нагретой поверхности, частоты и амплитуды пульсаций генератора низкочастотных сигналов. Зависимость среднего значения теплового потока в лобовой точке от частоты для двух вариантов амплитуды проиллюстрирована на рис. 3. Как видно из рисунка для амплитуды A=3 В частотная характеристика сосредоточена в диапазоне F=20-140 Гц, а для варианта A=10 В – в зоне F=20-350 Гц. При увеличении амплитуды сигнала с A=3 В до A=10 В тепловой поток возрастает в 1.5 - 2 раза в полосе F=20-100 Гц.



Рис. 3. Зависимость среднего значения локального теплового потока в лобовой точке пластины от частоты колебаний (d=7мм, h/d=2): 1-A=3B, 2-A=10B.

Зависимость среднего значения локального коэффициента теплоотдачи от расстояния до преграды представлена на рис. 4. Данные опытов группируются в основном по амплитуде сигнала. Эксперименты (1-2) соответствуют меньшей амплитуде A=3 В, данные (3-4) – большей амплитуде A=10 В. То есть превалирует зависимость коэффициента теплоотдачи от амплитуды. Зависимость α от частоты менее значительна и соответствует распределению теплового потока от частоты, представленного на рис.3.



Рис. 4. Среднее значение локального коэффициента теплоотдачи в лобовой точке (d=7mm): 1–F=30 Гц, A=3B; 2–F=90 Гц, A=3B;. 3–F=30 Гц, A=10B, 4–F=90 Гц, A=10B.

На основании рис.4 зависимость среднего значения теплоотдачи в лобовой точке потока от расстоянии до преграды имеет экстремум в области *h/d=*2, что согласуется с данными для стационарных импактных струй [9]. Вопрос же о влиянии начальной турбулентности струи на теплообмен в лобовой точке требует дальнейших исследований.

2.3. Распределение теплового потока по радиусу

Третий этап был посвящен измерению радиального распределения тепловых характеристик на поверхности медной пластины при вариации режимных параметров. Распределение среднего значения теплового потока по радиусу при вариации амплитуды и частоты представлено на рис.5.



Рис. 5. Радиальное распределение среднего значения теплового потока при вариации частоты и амплитуды (d=7 мм, h/d=1.7): 1-F=30 Гц, A=3B; 2-F=90 Гц, A=3B;. 3-F=30 Гц, A=10B

Поведение Q зависит, в общем случае, от частоты и амплитуды подаваемых сигналов. В то же время, из сопоставления рис.4 и рис.5 видно, что наибольший эффект на Q оказывает амплитуда. Зависимость же Q от теплового потока от частоты менее значительна и коррелирует с распределением теплового потока от частоты, представленного на рис.3.

Из рис.5 следует, что зависимость среднего теплового потока от радиуса имеет экстремум в области лобовой точки. Такое же распределение Q характерно для обычных стационарных импактных струи при больших соотношениях h/d [7, 8].

2.4. Зоны с экстремальными значениями теплового потока

Для теплонапряженных участков элементах микроэлектроники важно знать как уровень среднего теплообмена, так и экстремальные значения теплового потока [4, 5]. Для определения таких характеристик необходимо изучать не только среднее значение теплового потока Q, но и среднеквадратичное значение теплового потока q. Пример таких данных проиллюстрирован на рис.6. Здесь представлены опытные данные по Q (темные символы) и q (светлые символы) в зависимости от безразмерной радиальной координаты.

Распределение Q имеет два локальных экстремума: первый - вблизи лобовой точки, второй - примерно при r/d=2. Такое распределение среднего теплового потока Qпо радиусу характерно для обычных стационарных импактных струи при малых соотношениях h/d и низком уровне начальной турбулентности струи [8, 9]. Первый экстремум Q объясняют механизмом торможения вблизи лобовой точки, второй - ламинарно-турбулентным переходом и градиентным течением вдоль поверхности. Качественно аналогичное поведение демонстрирует и среднеквадратичное значение пульсаций теплового потока q. Здесь также имеется два максимума, причем первый заметно превосходит второй. Первый максимум связан с торможением потока в области критической точки. Из распределения q видно, что локальный рост пульсации теплового потока по радиусу в зоне r/d=2 не экспоненциальный и существенно меньший, чем рост среднего значения Q. Возможно, причиной локального экстремума Q является градиентное течение. Этот факт также иллюстрируется измеренными спектральными характеристиками.



Рис. 6. Радиальное распределение теплового потока на пластине: d=5мм, h/d=0.7, F=90 Гц, Re=1600.

При увеличении расстояния от сопла до преграды h/d>1, сохраняя остальные параметры (d, F, Re) неизменными, получается колоколообразное распределение среднего теплового потока Q с одним экстремумом в области лобовой точки (см. рис.5), характерное для обычных стационарных импактных струи при больших соотношениях h/d [7, 8].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании анализа опытных данных установлено, что поведение тепловых характеристик в импактной синтетической струе, в первом приближении, аналогично случаю обычной стационарной импактной струи [7, 8, 10]. Наибольшее отличие связано с поведением спектральных характеристик тепловых параметров в пристенном пограничном слое.

Так, в работе [11] при воздействии наложенных колебаний на теплообмен в импактной стационарной струе экспериментально обнаружена субгармоника (частота в два раза меньшей фундаментальной) в пристенном пограничном слое. Аналогичный результат с наличием субгармоники получен авторами [6] при численном моделировании теплообмена для синтетической импактной струи на плоской пластине. Так на рис.7 представлен спектр числа Нуссельта в области лобовой точки в полосе до 3500 Гц. Наблюдается как фундаментальная частота F=1200 Гц так и субгармоника на частоте 600 Гц, при этом мощность половинной частоты в несколько раз больше мощности основной частоты. В связи с наличием субгармоники авторы [6, 11] считают, что в пристенном пограничном слое пластины при натекании импактной струи происходит ламинарно-турбулентный переход субгармонического типа [15]. На самом деле этот вопрос требует тщательного изучения, так как работы по данному вопросу единичны [6, 11].



Рис. 7. Спектр числа Nu импактной синтетической струи на пластине (численное моделирование): h/d=5, F=1200 Гц, Re=508 [6].

Совершенно иной результат получен в наших опытах с импактной синтетической струей. Так, на рис.8 представлен спектр мощности пульсаций теплового потока в области локального экстремума r/d=1.9. Спектральное распределение, представленное в полосе до 500 Гц, изображено в полулогарифмических координатах. Как видно на рисунке наблюдается основная фундаментальная частота F=90 Гц, соответствующая частоте задающего генератора, а также гармоники кратные основной 180, 270, 360, 450 Гц.



Рис. 8. Спектральная плотность пульсаций локального теплового потока на пластине: *d*=5мм, *h/d*=0.7, *F*=90 Гц, Re=1600.

В наших экспериментах, в отличии от [6, 11], в спектральном распределении пульсаций теплового потока субгармоника (F=45 Гц) отсутствует, также не наблюдаются дополнительные и комбинационные частоты. Все это указывает на отсутствие перехода в пристенной области r/d=2, а локальный экстремум объясняется градиентным течением вдоль нагреваемой поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены опытные данные по локальному коэффициенту теплоотдачи при вариации расстояния до пластины и параметров синтетической струи. Установлено, что амплитуда сигнала оказывает более существенное влияние на тепловые характеристики, чем частота. Выявлены две зоны с максимальным мгновенным значением локального теплового потока и коэффициента теплоотдачи. В первом приближении, поведение тепловых характеристик в импактной нестационарной струе аналогично случаю обычной стационарной импактной струи. Установлены также особенности теплообмена в имактных синтетических струях.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 14-08-00768а.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- *d* диаметр сопла, мм;
- *h* расстояние от сопла до поверхности, мм;
- *г* радиальная координата, мм;
- Q среднее значение плотности теплового потока ДТП, Вт/м²;
- γ среднеквадратичное значение плотности теплового потока ДТП, BT/M^2 ;
- q' мгновенное значение плотности теплового потока ДТП, Вт/м²;
- *T*_{ст} температура нагреваемой поверхности, C;
- α среднее значение локального коэффициента теплоотдачи, Вт/(2 C);
- α' среднеквадратичное значение локального коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²С);
- и максимальная скорость на периоде в начальном сечении струи, м/с;
- F частота колебаний, Гц;
- А амплитуда сигнала подаваемого с генератора низкочастотных импульсов, В;
- Re=*du/v* число Рейнольдса струи.

Список литературы:

- 1. Ho C.M., Tay Y.C. Micro-electro-mechanical-systems (MEMS) and fluid flow // Annu Rev Fluid Mech. 1998. V. 30. P. 577-612.
- Glezer A., Amitay M. Synthetic jets // Annu Rev Fluid Mech. 2002. V. 34. P. 503-539.
- Леманов В.В., Терехов В.В., Шаров К.А. и др. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 9. С. 39-40.
- Garg J., Arik M., Stanton W., Saddoughi S. Meso-scale pulsating jets for electronics cooling // J Electron Packag. 2005. V. 127. № 3. P. 503-511.
- Pavlova A., Amitay M. Electronic cooling using synthetic jet impingement // J Heat Transfer. 2006. V. 128. № 9. P. 897-907.
- Silva L.A., Ortega A. Convective heat transfer in an impinging synthetic jet: a numerical investigation of a canonical geometry // J Heat Transfer. 2013. V. 135. № 8. Art. № 082201.
- Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.
- Дыбан Е.П., Мазур А.И. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел. Киев: Наукова думка, 1982. 303 с.
- Weigand B., Spring S. Multiple jet impingement a review // Heat Transfer Research. 2011. V. 42. №2. Sp. Issue. 5. P. 101-142.
- Zuckerman N., Lior N. Jet impingement heat transfer: physics, correlations, and numerical modeling // Adv Heat Transfer. 2006. V. 39. P. 565-631.
- Liu T., Sullivan J.P. Heat transfer and flow structure in an excited circular impinging jet // Int J Heat Mass Transfer. 1996. V. 39. № 17. P. 3695-3707.
- Терехов В.В., Калинина С.В. Подавление теплообмена при взаимодействии импактной струи с полусферической каверной // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. № 20. С. 87-94.
- Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. Градиентные датчики теплового потока. Санкт – Петербург: Изд-во СПбГПУ, 2003. 170 с.
- Нестационарный теплообмен / В.К. Кошкин, Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, С.А. Ярхо. М.: Машиностроение, 1973. 328 с.
- 15. Берже П, Помо И, Видаль К. Порядок в хаосе. М.: Мир. 1991. 368 с.



УДК 536.423

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 3-10

ИСПАРЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Павлов П.А.

Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107А

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены методы расчета процессов интенсивного испарения в условиях, когда плотность потока пара і не ограничена теплоподводом. Такие условия наблюдаются, в частности, на линии смачивания (далее ЛС линии трёхфазного контакта, three-phase-contact-line) и при быстром росте микропузырьков. На основании известных строгих методов расчета получены удобные аппроксимации зависимости *j* от перегрева пригодные для исключения сингулярности теплового потока на ЛС. По аналогии с кинетической теорией испарения построена континуальная модель интенсивного испарения. Использованы законы сохранения массы и импульса в приповерхностном слое пара. Показано, что такая модель численно согласуется со строгими расчетами, если постулировать адиабатический закон течения пара.

введение

По теории испарения для максимального потока испаряющихся частиц известно следующее выражение:

$$j_0 = \rho_s'' \sqrt{RT' / (2\pi M)} \tag{1}$$

Эта формула получается без учета обратного потока пара к поверхности испарения [1]. Простой учет встречного потока был сделан Кнудсеном, его формула для потока пара ј широко известна. Дальнейшее развитие теории делалось в ряде работ. Задача сводилась, в основном, к более точному расчету обратного потока пара. В настоящее время принято считать, что на поверхности испарения формируется область газодинамического разрыва, к которому применяются условия, выражающие сохранение массы, импульса и энергии [1]. Для газа вдали от межфазной поверхности применяется функция распределения Максвелла с учетом средней скорости течения газа. В тонком приповерхностном слое (слой Кнудсена) выбирается правдоподобная коррекция этого распределения. В результате записывается формально строгая система трех уравнений, задающих законы сохранения. Такой метод расчета рассматривался многими исследователями [1-5].

Ниже применим результаты достаточно строгого, но весьма наглядного исследования [4], в котором обратный поток молекул моделирован функцией подобной функции распределения Максвелла. В результате получены следующие уравнения:

$$\frac{T''}{T'} = \left[\sqrt{1 + \nu^2 m^2} - \nu m\right]^2, \quad \nu = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \tag{2}$$

Комплекс $m = u / \sqrt{2RT / M}$ связан со скоростью течения газа за слоем Кнудсена - u.

$$\frac{\rho''}{\rho_{\mathcal{S}}''(T')} = \sqrt{\frac{T'}{T''}} \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) e^{m^2} \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \right] + \frac{T'}{2T''} \left[1 - \sqrt{\pi} m e^{m^2} \operatorname{erfc}(m) \right]$$
(3)

При этом предполагается применимость уравнения состояния идеального газа, что существенно сужает сферу применимости модели для расчета взрывного вскипания при предельных перегревах.

1. ЯВЛЕНИЕ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ

Ограничимся рассмотрением парообразования высоко перегретых жидкостей, когда плотность потока пара j близка к максимальному потоку j_0 . Оказывается, в расчетах большинства высокотемпературных теплотехнических процессов, сопровождаемых генерацией пара, теория испарения не требуется. Обычно, даже при взрывном вскипании, процесс парообразования лимитируется скоростью подвода тепла. Этот очевидный факт легко проиллюстрировать примитивной оценкой. Из равенства потока тепла на испарение и потока тепла, подводимого теплопроводностью, получаем

$$j_0 L = \lambda' T' / l \tag{4}$$

Отсюда, например, для воды при атмосферном давлении и предельном перегреве (на 200К) масштаб перепада температуры l получается около 10^{-7} м. Более детальный расчет не изменяет оценку. Следовательно, роль кинетики испарения заметна только при градиентах температуры вблизи межфазной поверхности более 10^9 К/с. Такие высокие градиенты температуры могут реализоваться, например, при лазерном облучении [1].

В процессах воздействия лазерного луча на открытую поверхность процесс испарения не управляется теплопроводностью, поэтому здесь существенное значение имеет кинетическая теория испарения [1]. Возможно, эта теория также нужна, когда в приповерхностный слой жидкости вкачивается тепло, например в результате скин-эффекта при импульсном выделении джоулева тепла. В условиях подвода тепла из объема перегретой жидкости круг применимости теории испарения весьма ограничен, тем не менее, имеется ряд интересный явлений в физике предельно перегретой жидкости, в которых кинетика испарения лимитирует скорость взрывного фазового превращения [6].

Одним из приложений теории испарения оказывается явление зародышеобразования в перегретой (метастабильной) жидкости. Зародышевые (околокритические пузырьки) имеют радиус порядка 10⁻⁹ м, поэтому даже при незначительном охлаждении поверхности испарения теплопроводность не ограничивает скорость испарения. В расчете баланса массы околокритического пузырька роль потока пара, рассчитываемого по теории испарения, становится главной. Здесь применение формулы Кнудсена приводит к недопустимо большой ошибке, так как элементарный подход не описывает околокритические режимы течения пара.

Другое, не менее интересное приложение теории это испарение перегретой жидкости вблизи ЛС на металлическом нагревателе. ЛС, в частности формируется на фронте паровых пленок и при росте пристеночных пузырей [7]. Здесь при идеально теплопроводной подложке формально наблюдается сингулярность градиента температуры, поэтому теплоперенос не ограничивает испарение.

Заметим, что при испарении «холодных» жидкостей в вакуум, когда величина *j* относительно мала роль теплопереноса к межфазной поверхности также становится незначительной. Такой процесс испарения слабо перегретых жидкостей, ниже не рассматривается.

2. АППРОКСИМАЦИИ

2.1. Строгие результаты теории

Из формул (2), (3) можно получить следующие выражения:

$$\frac{j}{j_0} = \frac{2\sqrt{\pi} \cdot m}{\left(\sqrt{1 + \nu^2 m^2} - \nu m\right)z}$$
(5)

Далее предполагаем заданным отношение

$$z = p_{s}(T') / p'' = (T'/T) \cdot \rho_{s}''(T') / \rho''$$
(6)

Это отношение связано с *m* следующей формулой

$$\frac{1}{z} = \frac{1 - \sqrt{\pi m} \exp\left(m^2\right) erfc\left(m\right)}{2} + \left[\left(\frac{1}{2} + m^2\right) \exp\left(m^2\right) erfc\left(m\right) - \frac{m}{\sqrt{\pi}}\right] \left(\sqrt{1 + \nu^2 m^2} - \nu m\right)$$
(7)

Если коэффициент конденсации α отличен от единицы, то методом работы [5] получается следующее обобщение формулы (7):

$$j = \alpha j_0 \left[1 - \mathbf{H}(m) \right] \left[1 - (1 - \alpha) \mathbf{H}(m) \right]^{-1}$$
(8)

H(m) =
$$\left(1 - \sqrt{\pi}m \cdot \exp\left(m^2\right)erfc(m)\right) \times$$

 $\times \left(1 + 2m^2 - \frac{\sqrt{\pi}m}{\sqrt{1 + (vm)^2} - vm}\right)$
(9)

При этом формула (7) обобщается на случай произвольного коэффициента конденсации следующим образом:

$$\frac{1-(1-\alpha)\operatorname{H}(m)}{\alpha z} = \frac{1-\sqrt{\pi}m\exp\left(m^{2}\right)\operatorname{erfc}(m)}{2} + (10)$$
$$\left[\left(\frac{1}{2}+m^{2}\right)\exp\left(m^{2}\right)\operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}}\right]\left(\sqrt{1+\nu^{2}m^{2}}-\nu m\right)$$

Уравнения (8), (10) точно получаются в рамках принятой модели [2] с применением теории идеального газа.

Применительно к задачам испарения предельно перегретых жидкостей предполагается известной величина z. Для вычисления *j* необходимо из уравнения (10) получить в явном виде формулу для функции m(z) и подставить ее в формулу (8). Очевидно, такая процедура возможна только численно, что крайне затрудняет практическое применение теории испарения.

2.2. Аппроксимация результатов кинетической теории испарения

Для аналитических расчетов с применением теории испарения необходимо иметь приемлемое аналитическое выражение для зависимости j(z). В результате численного анализа получены аппроксимации, сложность которых зависит от требований к их погрешности. Уравнение (7) дает аналитическую зависимость z(m). Численное обращение этой зависимости приводит к следующей простой, но достаточно точной аппроксимации:

$$m = \frac{\sqrt{\alpha}}{1+0,3(1-\alpha)} \cdot \left(\sqrt{0,435z-0,246} - 0,4348\right)$$
(11)

В свою очередь для потока пара (10) получена аппроксимация:

$$ja \approx 0.9\sqrt{\pi} j_0 (z-1) \alpha \left[z + \frac{0.42}{(0.873 + \nu)^2} (z-1)^{3/2} \right]^{-1}$$
 (12)

О погрешности представленной аппроксимации можно судить по рис.1, где представлены функция $k(z, v, \alpha) \equiv j / j_0$ и ее аппроксимация $ka(z, v, \alpha) = ja / j_0$.



Рис.1. Зависимость относительного потока пара от приведенного давления пара при разных значениях показателя адиабаты и коэффициента конденсации.

Как видно на рис.1 аппроксимация при $\alpha = 1$ практически точно совпадает с теоретическим значением. Также точно получается критическое значение z_k . Оно близко к теоретическому $z_k = 4,11$; 4,26; 4,85, соответственно для многоатомного ($\gamma = 4/3$), двухатомного ($\gamma = 7/5$) и одноатомного газа ($\gamma = 5/3$). С уменьшением коэффициента конденсации погрешность аппроксимации растет, но при докритическом течении пара $z \leq z_k$ остается приемлемой.

Величина полной реакции отдачи пара связана с плотностью потока пара известным выражением:

$$p_r = j^2 / \rho'' + p''$$
 (13)

С применением формул (8)-(10) получаем

$$p_r = \alpha \frac{p_s(T')}{2} \cdot \frac{1 + f(m, \gamma)}{1 - (1 - \alpha) \operatorname{H}(m)},$$
(14)

где введено обозначение

$$f(m,\gamma) = \left[(1+2m^2) \operatorname{erfc}(m) \exp(m^2) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} m \right] \times$$
(15)

$$\times \left[(1+2m^2) (\sqrt{1+\nu^2 m^2} - \nu m) - \sqrt{\pi} m \right]$$

Формулу (14) после подстановки в нее формулы (15) и выражения *m* из формулы (7) можно представить относительно простой аппроксимацией:

$$p_{ar} = \left[0,57+0,43 \cdot \exp\left[-2\left(\frac{14}{\sqrt{\pi}}\nu\right)^{1/4} (z-1) \right] \right] \frac{\alpha p_S}{1-(1-\alpha)/z}$$
(16)

На рис.2 сделано сравнение точного расчета относительной реакции отдач $R(z, \gamma, \alpha) = p_r / p_s$ и аппроксимации $Ra(z, \gamma, \alpha) = p_{ar} / p_s$. Получается вполне удовлетворительная согласие в докритическом режиме течения пара $z \le z_k$.

В общем случае представленных точных формул и их аппроксимаций недостаточно для полного расчета процесса интенсивного фазового перехода испарением жидкости. Для определения внешнего давления p" (за слоем Кнудсена) нужно дополнительно решать газодинамическую задачу оттока пара. При этом, поскольку по формуле (2) температура пара ниже температуры межфазной поверхности, то возможна конденсация пара в потоке. Можно показать, что в расчетах динамики микропузырьков давление пара определяется из баланса массы пузырька. В процессах испарения вблизи линии смачивания из-за сильной локализации области испарения, допустимо в качестве p" принимать внутреннее давление паровой полости. Конденсация метастабильного пара в отмеченных быстрых процессах вряд ли успеет существенно изменить давление пара.



Рис.2. Зависимость относительной реакции отдачи пара от приведенного давления пара. $R(z, \gamma, \alpha)$ - расчет по (14), $Ra(z, \gamma, \alpha)$ - расчет по (16).

2.3. Континуальное приближение

В связи с тем, что теория (8), (10), как и многие другие аналогичные теории, строится на базе кинетической теории газов, нет надежды на точный расчет процессов взрывного вскипания, когда давление пара, как правило, высокое. По аналогии с молекулярной кинетической теорией испарения можно построить континуальную модель с использованием закона сохранения массы и импульса в приповерхностном слое. Результат известен из теории ударных волн [7]:

$$j^{2} = (p_{S} - p'')(1/\rho'' - 1/\rho''_{S})^{-1}$$
(17)

Условие сохранения энергии заменяем требованием адиабатического расширение пара от плотности насыщенного пара $\rho_S'' = \rho''(p_S)$ до плотности пара вдали от межфазной поверхности:

$$\boldsymbol{\rho}'' = \boldsymbol{\rho}_{S}'' \cdot \left(p'' / p_{S} \right)^{1/\gamma} \tag{18}$$

Здесь показатель адиабаты ү можно считать подгоночным параметром. Такое обобщение расширяет круг применимости континуальной модели.

Принципиальная трудность возникает в связи с тем, что получаемое при этом решение соответствует подвижному скачку давления. Для необходимого «прикрепления» ударной волны к межфазной поверхности от полученной плотности потока пара отнимаем, встречный со скоростью звука поток пара $\sqrt{p''\rho''\gamma} = \rho''\xi$, В результате получается континуальный аналог формулы (8):

$$j_C = kc \cdot j_{0C}; \quad j_{0C} = \sqrt{\rho_S'' p_S'' \gamma / (4\pi)} = j_0 \sqrt{\gamma / 2}$$
 (19)

$$kc = 2\sqrt{\pi} \left[z \frac{1+1/(\gamma\varepsilon)}{2} \sqrt{\frac{z-1}{(1-z^{-1/\gamma})\gamma}} - 1 \right] \alpha$$
(20)

Отсюда для реакции отдачи пара получаем

$$p_{rc} = \left\{ 1 + \left[\sqrt{\frac{z-1}{1-z^{-1/\gamma}} \cdot \frac{1}{\gamma}} - 1 \right]^2 \gamma \right\} \frac{p_s \alpha \phi}{(z-1) + \alpha \phi}$$
(21)

Сомнительность такого подхода очевидна, но, тем не менее, результат заслуживает анализа. Заметим, что при подстановке в формулу (19) вместо у двойки в приближении идеального газа получается равенство $j_{0c} = j_0$. Коэффициент є при строгом расчете равен единице, однако, при $\varepsilon = 0,8$ обнаруживается, практически точное, численное равенство k = kc. Расчет реакции отдачи пара в континуальном приближении дает $\phi = 1$. Если взять подгоночный коэффициент $\phi = 1.17$, то формула (21) более точно численно совпадает с формулой (14). При подходящем уточнении показателя γ со справочными данными $\rho_S'' p_S''$ формулы (19-21) можно применять в более широком интервале давлений пара, чем формулы (8-10).



Рис. 3.Зависимость относительного потока пара от относительного давления пара при коэффициенте конденсации $\alpha = 1$; функция $k(z, \gamma)$ рассчитана с применением формулы (8), $kc(z, \gamma)$ - с применением формулы (20).



Рис. 4. Зависимость реакции отдачи от относительного давления пара $R(z, \gamma)$ - по теории (14), $Rc(z, \gamma)$ - по континуальному приближению (21). Здесь $\alpha = 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитические расчеты процессов, лимитируемых кинетикой испарения, затруднены из-за весьма сложного представления строгих результатов, полученных методами кинетической теории газов. Кроме того, круг применимости этих результатов ограничен условиями справедливости модели идеального газа. Вместо стандартного подхода предложена континуальная модель, основанная на известной теории скачка давления. Для этого подвижный скачок давления остановлен соответствующим встречным потоком пара, движущегося со скоростью звука в этом паре. Показано, что в режимах допустимости приближения идеального газа рассмотренное континуальное приближение практически совпадает со строгой теорией. Поскольку континуальное приближение не ограничивается приближением идеального газа, предполагается, что предложенный метод расчета испарения универсальный для реальных газов. При этом необходимые свойства табличные, возможна подгонка к опытным данным только корректировкой показателя адиабаты. В большинстве случаев такая корректировка не требуется из-за превышения разумной точности. Формулы (19) - (21) рекомендуются для расчета потока пара и реакции отдачи во взрывных процессах парообразования, с достаточно мощным подводом тепла к межфазной поверхности.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- T температура пара за слоем Кнудсена, K,
- *R* газовая постоянная; *M* молекулярная масса;
- р" плотность насыщенного пара при температуре межфазной поверхности;
- T' температура межфазной поверхности, К;
- ρ" плотность пара за слоем Кнудсена;
- $\gamma\,$ показатель адиабаты,
- λ' коэффициент теплопроводности;
- L теплота парообразования, Дж/кг,
- ξ скорость звука в паре за слоем Кнудсена.

Штрихи:

один верхний - свойства жидкости два верхних - свойства пара

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Анисимов С.И., Имас Я.А, Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М. Издво «Наука», 1970, 272.

- 2. Лабунцов Д.А. Крюков А.П. Процессы интенсивного испарения//Теплоэнергетика. 1977. №4, С. 8-11.
- 3. Лабунцов Д.А. Физические основы энергетики. М. Изд-во МЭИ, 2000. 385 с.
- 4. **Найт Ч.** Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления// Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т. 17. № 5. С. 81-86.
- Коган М.Н., Макашев Н.К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течения с реакциями на поверхности// Механика жидкости и газа, 1971. № 6. С. 3-11
- Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УрО АН СССР, 1988. 244 с.
- 7. Павлов П.А., Виноградов В.Е. Динамика формирования паровой пленки при быстром перегреве жидкости//ТВТ. 2010. Т 48, №5, С. 1-8.
- Pavlov P.A. Thermodynamic Crisis of Boiling// Journal of Engineering Thermophysics. 2007. V. 16, No. 3. P. 145.
- 9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика., М. Изд-во «Наука», 1986, 733:

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-0800117).



УДК 536.242

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар» , 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №3-09

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРОНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ИМПУЛЬСНОМ СПРЕЕ

Терехов В.И., Серов А.Ф., Назаров А.Д., Карпов П.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В данной работе исследуется коэффициент теплоотдачи плоской поверхности к импульсному газокапельному потоку при изменении длительности и частоты следования капельных областей, а также скорости спутного воздушного потока. Экспериментально показано, что при взаимодействии каждой капельной области импульсного аэрозоля с нагретой поверхностью наблюдается ярко выраженный нестационарный теплообмен. Кривая коэффициента теплоотдачи представляет собой импульс с крутым передним и пологим задним фронтами, длительности которых зависят от режима жидкостно-капельной фазы и спутного потока газа аэрозоля.

введение

Исследователями, занимающимися струями, в качестве охладителя, замечена интенсификация теплообмена при вводе в струю различного рода неоднородностей. Это касается как однофазных струй [1, 2, 3], так и двухфазных потоков [4, 5]. В целом, охлаждение газокапельным потоком (аэрозолем) теплонагруженной поверхности более эффективно по сравнению с использованием однородной струи. Происходит это вследствие действия спутного газового потока, который усиливает процесс фазового перехода при испарении жидкости, осажденной на нагретой поверхности.

При сравнении стационарного и импульсного газокапельных потоков по эффективности охлаждения, эффективнее оказывается импульсный газокапельный поток. И хотя при охлаждении стационарной струей абсолютные величины коэффициента теплоотдачи выше по сравнению с охлаждением импульсным потоком, однако по соотношению затрат жидкой фазы на единицу снимаемой теплоты, импульсная газокапельная струя эффективнее.

Теплообмен между аэрозолем и плоским вертикальным теплообменником зависит от скорости спутного воздушного потока, скорости и структуры капельной массы, угла атаки поверхности теплообменника, свойств жидкой фазы, состояния поверхности, температуры фаз и т.д. [6]. Если охладителем является импульсный аэрозоль, представляющий собой неоднородную по пространству и времени область капельной массы, которая периодически движется к теплообменнику в постоянном потоке газа, то к вышеперечисленным параметрам, влияющим на теплообмен, добавляются длительность и частота следования капельных областей.

Отдельный капельный импульс осаждает на поверхности теплообменника порцию жидкости, вызывая нестационарный теплообмен на время взаимодействия капельного импульса с поверхностью. Интенсивность теплообмена на время действия импульса зависит от длительности и частоты капельной области, скорости и размера частиц жидкости, скорости спутного воздушного потока.

1. СТЕНД И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из следующих основных элементов: цифрового калориметра (1) с теплообменником (2), программируемого источника многоструйного импульсного спрея (3), и автоматизированной системы регистрации параметров газокапельного потока, расхода охлаждающей жидкости, температуры, давления, теплового потока.

Источник многоструйного импульсного спрея конструктивно выполнен в виде двухкамерного блока. На плоской части инжектора расположены 16 струйных жидкостных форсунок в виде матрицы 4 × 4. На этой же поверхности вокруг каждой жидкостной форсунки для создания спутного воздушного потока установлены 25 газовых сопла с диаметром выходного отверстия 0.35мм. Расход жидкости через форсунку и газовое сопло задается давлением жидкости на входе (P = 0.05 – 0.6 МПа).



Рис.1. Экспериментальная установка. 1 – теплообменник; 2 – калориметр; 3 - источник спрея; 4 – газокапельный поток.

Жидкостная форсунка представляет собой распылитель из четырех сопел диаметром 125 мкм включаемых одним электромагнитным клапаном. Время открытия форсунки Т_i изменялось в диапазоне от 2 мс до 10 мс с частотой открытия клапана F_i от 1 до 50 Гц. Расход через форсунку регулировался индивидуально, что позволяло формировать газокапельный поток с заданной массой жидкой фазы и выключать поток на заданное время для оптических наблюдений за пленкой жидкости на поверхности теплообменника. Каждая из форсунок была протарирована, и по полученным данным определялся общий расход капельной фазы. Распределение скорости газовой фазы по сечению потока измерялось с помощью термоанемометра при отсутствии подачи через форсунки воды. Распределение жидкости по сечению аэрозольного потока определялось объемным высокочастотным емкостным зондом. Измерения показали, что отклонение от среднего не превышает 5% [7].

Для наблюдения за поведением капель при движении к теплообменнику и определения их размера была проведена видеосъемка спрея высокоскоростной цифровой камерой (кадровая частота регулировалась в диапазоне F = 1 кГц – 5 кГц). Данные оптических наблюдений использовались для определения размера капель и скорости их движения к поверхности теплообменника. Эти результаты дополнялись данными полученными от локального датчика пульсаций. Датчиком измерялись распределения концентрации капель в цуге и скорость цуга по времени дрейфа от сопла до датчика [8].

Оптические наблюдения и измерения импульса датчиком пульсаций показали, что поток содержит два основных размера капель (крупные, D ~ (120 -150) мкм; мелкие, d ~ (45-50) мкм.). Анализ данных показывает, что в процессе движения цуга капель происходит его удлинение в три - четыре раза (с 0,003 сек. до 0,012 сек).

Основой системы, регистрирующей влияние параметров спрея на интенсивность охлаждения, является цифровой калориметр. Калориметр построен на принципе регистрации в динамическом режиме количества теплоты, полученной теплообменным модулем от источника тепловой энергии.

Измерительная система прибора содержит три основные аппаратно-программные модуля: блок измерения температур, модуль измерения расхода и микропроцессорный модуль обработки, управления, хранения и передачи данных. Относительная погрешность измерения расхода после калибровки прибора не превышает 0.5% в диапазоне расходов 200 – 3000 л/ч и < 1% в диапазоне расходов 100 – 190 л/ч. Модуль микропроцессора под управлением программы поддерживает выполнение команд по измерению температуры по пяти каналам, давления по двум каналам и расхода по трем каналам. Как показала практика, суммарная погрешность измерения теплового потока отводимого от мишени - теплообменника, с учетом погрешности регистрации водо- воздушного потока может быть обеспечена в пределах 1.5 -3 %, что позволяет с достаточной точностью определять параметры теплообмена и зависимость этих параметров от геометрии и режима охлаждающего потока.

В экспериментах теплообменник и источник аэрозоли были установлены вертикально. Теплообменная поверхность калориметра, толщиной 30 мм, имела размеры в плане 140 × 140 мм. Теплообменник был выполнен из высокотеплопроводной меди, так что в опытах было реализовано условие $T_w = \text{const}$ по всей рабочей поверхности, справедливость которого подтвердили термопарные измерения теплообменной поверхности в различных ее точках. Температура поверхности теплообменника поддерживалась постоянной ($T_w = \text{const}$) и равной 70 °С.

Опыты проводилось в атмосферных условиях при давлении $P_a \sim 0.1$ мПа и температуре среды $T_a \sim 22^{0}$ С, температура жидкой фазы составляла $T_1 \sim 13^{0}$ С. Скорость воздушного потока, на начальном участке формирования аэросмеси, варьировалась от нулевой до $V_g = 25$

м/с, капель воды с размером в диапазоне $d_l = 45 - 150$ мкм от $V_l\!\!=\!\!1$ до 20 м/с.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Средний по поверхности теплообменника коэффициент теплоотдачи охлаждения определялся как

$$H = Q_T / [F_T (T_w - T_s)],$$

где Q_T – тепловая энергия, подводимая к теплообменнику за одну секунду; F_T – его площадь, а T_w и T_s – температуры теплообменной поверхности и жидкости, подаваемой в форсунки.

В зависимости от расхода жидкостной фазы импульсного аэрозоля поверхность теплообменника может быть покрыта пленкой жидкости. В этом случае можно рассматривать охлаждение как чисто пленочное. С уменьшением подачи жидкого охладителя наступает режим частичного покрытия поверхности теплообменника пленкой. В этом случае теплоотдача определяется суммой двух процессов - испарительного и охлаждение воздушным потоком и пленкой жидкости, осажденной на поверхность теплообменника: $Q_t = Q_l + Q_w$. Здесь тепловой энергией, снимаемой воздушным потоком пренебрегаем в силу его незначительности (это будет показано ниже). $Q_l = c_l G_l \cdot (T_w - T_l)$ – тепловая энергия снимаемая пленочным потоком; $Q_w = c_l \cdot G_{lw} \cdot (T_w - T_l)$ – тепловая энергия снимаемая при испарении; c_l – удельная теплоемкость воды; G_l – расход пленочного потока, осажденного на поверхность теплообменника; G_{lw} – расход испарившейся жидкости с поверхности теплообменника; $(T_w - T_l)$ – разница температур теплообменника и жидкости на его поверхности. Коэффициент теплоотдачи при этом равен: $H = Q_l / [F_T (T_w - T_s)] + Q_w / [F_T (T_w - T_s)].$

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов теплоотдачи от расхода жидкой фазы охладителя. В экспериментах частота импульсов F_i изменялась от 1 до 10 Гц, а длительность T_i – от 2 до 10 мс. Средняя скорость воздуха в двухфазном охладителе составляла 8 м/с, а соотношение среднемассовых скоростей жидкой и газовой фаз изменялось в диапазоне 0 – 0.01. Расстояние до охлаждаемой поверхности составляло 0,23м.



Рис.2. Влияние олительности импульса на коэффициент теплоотдачи, при охлаждении поверхности газокапельной струёй.

В зависимости от длительности импульса и скважности, показатели коэффициента теплоотдачи значительно различаются, причем, максимум коэффициента теплоотдачи для менее длительных импульсов достигается при
значительно меньших объемах орошения за счет вклада испарительного процесса. Анализ показывает, что рост эффективности падает когда «голова» следующего импульса настигает «хвост» предыдущего импульса. В этот момент режим интенсивного охлаждения переходит в режим охлаждения непрерывным газокапельным потоком. Следовательно, использование коротких импульсов подачи жидкости является более эффективным с точки зрения интенсификации теплоотдачи. При этом величина самого максимума практически слабо зависит от скважности потока и стремится к значению при непрерывном орошении.

Наблюдения показали, что жидкость, осажденная из «короткого» капельного импульса на поверхность теплообменника в основном испаряется до прихода следующей капельной области. На рис. 3 показаны фотографии осажденной жидкости единичного импульса на поверхности теплообменника. Рис. За демонстрирует первый момент после осаждения. При расходе жидкости импульсного спрея до 0.04 кг/м²с, основная масса одиночной области капель осаждается на поверхности теплообменника виде неподвижных пятен и отдельных капель. Рисунки 3б и 3с – следующие моменты времени, показывающие испарение жидкости с поверхности. Скорость испарения осажденной жидкости находится в зависимости от расхода жидкости и скорости спутного потока газа.



Рис.3. Фотографии жидкости на поверхности теплообменника. а) – первый момент после осаждения единичной капельной области импульсного спрея; б, в - испарение жидкости на поверхности теплообменника.

Взаимодействие отдельной капельной области с поверхностью теплообменника можно рассматривать, как нестационарный теплообмен, при котором поверхность теплообменника испытывает кратковременную тепловую нагрузку.

Для оценки величин данных импульсных тепловых напоров проведено исследование поведения локального теплообмена при разных режимах синхронного импульсного аэрозоля по данным с локального датчика теплового потока [9]. На рис. 4 показано поведение коэффициента локального теплообмена при трех режимах. Для удобства восприятия все три диаграммы размещены в одной системе координат. Скорость воздушного потока во всех трех режимах $V_{6030} = 2$ м/с. Режимы отличались частотой F_i и длительностью открытия T_i жидкостных клапанов. На рисунке показан удельный расход жидкости, соответствующий каждому режиму при синхронной работе клапанов.

При режимах, соответствующим значениям $T_i = 5$ мс и 10 мс; F = 1 Гц от капельного массива на поверхности теплообменника образуются области с тонкой пленкой (50 – 100 мкм) и отдельными каплями. За период подачи одного импульса спрея наблюдается три фазы: 1 – крупные капли головной части импульса смачивают часть поверхности с образованием пленки; 2 – капли хвостовой части импульса бомбардируют образовавшуюся пленку и создают «шубу» из вторичных нанодисперстных капель; 3- под действием воздушного потока вторичные капли осаждаются на сухие области поверхности теплообменника. Под действием теплового напора и спутного воздушного потока жидкостные образования быстро испаряются.



Рис.4. Поведение локального теплообмена h_л для трех режимов синхронной работы жидкостных клапанов.

При режиме $T_i = 5$ мс и $F_i = 20$ Гц поверхность теплообменника закрыта пленкой жидкости (100 - 200 мкм). Поэтому для данного режима было принято определение, что вся поверхность теплообменника закрыта пленкой жидкости, с которой взаимодействуют капельные области, в данном случае, с частотой повторения F_i = 20 Гц (см. режим работы источника). На рис.4 видно, что сигнал локального датчика теплового потока между амплитудными всплесками имеет значения, соответствующее присутствию пленки на поверхности теплообменника. Увеличение амплитуды импульса коэффициента теплообмена соответствует моменту взаимодействия капельных областей с поверхностью. Массивы капель, попадая на пленку в месте установки локального датчика теплового потока, уменьшают температуру охлаждающей жидкости, дестабилизируют пленку, тем самым заставляя ее утончаться, и в некоторых случаях рваться.

По данным локального датчика теплового потока видно, что тепловой поток представляет собой импульс с крутым передним фронтом и пологим задним. Передний фронт формируется в момент соприкосновения жидкой фазы с поверхностью теплообменника. Продолжительность нарастания переднего фронта равна продолжительности капельной области с учетом ее удлинения при движении от источника к теплообменнику.

Далее, тонкая пленка, осажденная из капель аэрозоля, начинает прогреваться и, следовательно, постепенно уменьшается тепловой напор. Что и характеризует задний фронт кривых на рисунке 4. Продолжительность заднего фронта зависит от количества капельной массы в капельно-жидкостной области импульсного аэрозоля, т.е. зависит от продолжительности импульса. Повысить эффективность охлаждения теплообменника импульсным аэрозолем может увеличение скорости спутного потока воздуха.

На рис.5 показано влияние спутного потока воздуха и импульсного аэрозоля на интегральный коэффициент теплообмена. На рисунке (кривая 1) показана зависимость коэффициента теплообмена от скорости воздушного потока, при отсутствии капель аэрозоля. Вклад второй фазы демонстрируют кривые (2 - 5) для режимов с частотой $F_i = (1,2, 3, 5)$ Гц и временем открытия клапанов источника $T_i = 2$ мс. Для каждого из режимов импульсного спрея виден рост коэффициента теплообмена при увеличении скорости воздушного потока. Можно сделать вывод, что спутный поток воздуха в импульсном спрее увеличивает теплообмен тем, что интенсифицирует испарение жидкости, осажденной на поверхности теплообменника [4].



Рис. 5. Зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости спутного воздушного потока: 1 – к однофазному воздушному потоку; 2÷5 – к импульсному газокапельному аэрозолю с длительностью T_i= 2 мс и частотой F открытия жидкостных клапанов соответственно (1, 2, 3 и 5) Гц.

На рис.6 приведены типичные кривые коэффициента теплообмена, полученные регистраций локального теплового потока при разных значениях скорости спутного воздуха для постоянного режима жидкой фазы: начальная скорость 5 м/с, открытие жидкостных клапанов источника - частота $F_i = 1$ Гц, длительность $T_i = 3$ мс.



Рис. 6. Влияние скорости спутного воздушного потока на локальный теплообмен во времени (режим капельножидкой фазы: F_i = 1 Гц; T_i = 3 мс; V_{water} = 5 м/с).

На графике кривые расположены последовательно по мере увеличения скорости спутного воздушного потока. Взаимодействия капельного импульса с поверхностью теплообменника носит сложный нестационарный характер. Кривые локального теплообмена имеют экстремумы во времени. Данная неравномерность начинает проявляться со скорости спутного потока V_{air} > 0.8 м/с и с увеличением скорости воздушного потока пик коэффициента теплоотдачи становится все более выраженным.

Уже при небольших значениях скорости спутного потока воздуха (более 2 м/с) время нарастания переднего фронта, которое определяется взаимодействием капель импульса с поверхностью теплообменника, стремится к времени открытия жидкостных клапанов T_i.

Продолжительность заднего фронта также уменьшается с увеличением спутного газового потока. На рис.7 показана зависимость продолжительности заднего фронта t_D коэффициента теплообмена от скорости спутного воздушного потока.



Рис.7. Продолжительность заднего фронта локального коэффициента теплообмена от скорости спутного воздушного потока (режим капельной фазы T_i = 3 мс, F_i = (1, 2 и 5 Гц).

Из рисунка видно, что продолжительность заднего фронта уже при небольших значениях спутного газа резко уменьшается, и при скорости выше 3 м/с приближается к значению, которое не изменяется с увеличением скорости. Это подтверждается расчетными исследованиями в работе [11].

Однако, из экспериментальных данных (рис.5) видно, что с повышением скорости спутного воздушного потока интегральный теплообмен увеличивается. Повидимому, данное увеличение происходит за счет более интенсивного испарения пленки жидкости с поверхности теплообменника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При каждом взаимодействие капельной области импульсного аэрозоля с нагретой поверхностью имеет место нестационарный теплообмен.

По данным локального датчика теплового потока тепловой напор имеет вид импульса с крутым передним и пологим задним фронтами.

Продолжительность переднего фронта определяется временем взаимодействия капельной области импульсного аэрозоля. Продолжительность заднего фронта зависит от количества жидкости в единичном импульсе аэрозоля.

Увеличение скорости спутного потока воздуха до 2 м/с приводит к уменьшению продолжительности импульса локального теплообмена. Однако дальнейшее увеличение скорости (в экспериментах до 16 м/с) не изменяет продолжительность импульса теплового потока. А увеличение интегрального коэффициента теплообмена с увеличением скорости спутного потока газа объясняется более интенсивным испарением пленки жидкости.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-08-00504-а.

Список литературы:

- Peng Xu, Boming Yu, Shuxia Qiu, Hee Joo Poh, Mujumdar Arun S. Turbulent impinging jet heat transfer enhancement due to intermittent pulsation / International Journal of Thermal Sciences 2010. № 49. C. 1247-1252.
- Pierric Joseph, Xavier Amandolese, Christophe Edouard, Jean-Luc Aider Flow control using MEMS pulsed micro-jets on the Ahmed body / Exp Fluids. 2013. № 54. 1442.
- Surya Raghu Fluidic oscillators for flow control / Exp Fluids. 2013. №54. 1455.

- Javad Mohammadpour, Mohammad Mehdi Zolfagharian, Arun S. Mujumdar, Mehran Rajabi Zargarabadi, Mohammad Abdulahzadeh Heat transfer under composite arrangement of pulsed and steady turbulent submerged multiple jets impinging on a flat surface. International Journal of Thermal Sciences. 2014. №86. C. 139-147.
- Anna A. Pavlova, Kiyoshi Otani, Michael Amitay Active control of sprays using a single synthetic jet actuator / International Journal of Heat and Fluid Flow 2008. № 29. C. 131–148.
- Струйное охлаждение / В.П. Исаченко, В.И. Кушнырев; Под ред. М.И. Кузнецова. М.: Энергоатомиздат, 1984. 216 с.
- 7. Назаров А.Д. Контроль однородности газокапельного потока // ПТЭ. 2010. №3. С.144-146.
- Назаров А.Д., Серов А.Ф., Бодров М.В. Интенсификация охлаждения импульсным газокапельным потоком. Аппаратура, параметры, результаты // ЖТФ. 2010. Т.80. №5. С.132-135.
- Градиентные датчики теплового потока : монография / С.
 Сапожников, В. Ю. Митяков, А. В. Митяков ; М-во образования Рос. Федерации, С.-Петерб. гос. политехн. ун-т. - СПб. : Изд-во СПбГПУ, 2003. - 168 с. : ил. ; 20 см. - Библиогр.: с. 162-168.
- Терехов В.И., Назаров А.Д., Серов А.Ф. Влияние параметров спутного потока воздуха на теплообмен импульсного спрея //14-й Минский международный форум по тепло- и массообмену. – 10-13 сентября 2012 г. - Тезисы докладов и сообщений. – С.297-299.
- Пахомов М.А., Терехов В.И. Влияние частоты импульсов на теплообмен в точке торможения импактной турбулентной струи // ТВТ, 2013, том 51, № 2, с. 1–7.



УДК 621.9

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА ПРЯМОГО ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ВОЗДУХА ПРИ ЛАМИНАРНОЙ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ МЕЖДУ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ

Терехов В.И.¹, Кхафаджи Х.К.А.²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

²Новосибирский государственный технический университет

АННОТАЦИЯ

Статья посвящена численному исследованию тепломассопереноса в процессе прямого испарительного охлаждении воздуха в режиме вынужденной ламинарной конвекции канале между двумя в неограниченными параллельными пластинами co смоченной поверхностью. Решается система уравнений Навье-Стокса и уравнений энергии и диффузии пара в 2-На Д приближении. входе В канал все термогазодинамические параметры постоянны по сечению, а стенки канала являются адиабатическими. Исследования проведены при вариации числа Рейнольдса Re = 50 ÷ 1000 и относительной влажности на входе $\varphi_0 = 0 \div 50\%$ при неизменной температуре входящего воздуха $T_0 = 30^{\circ}$ C. Основное внимание в оптимизационному уделено работе анализу характеристик испарительной ячейки. Показано, что зона насыщения сдвигается вниз по потоку по мере числа Рейнольдса. увеличения Параметр теплогидравлической эффективности снижается с ростом числа Re и относительной влажности воздуха на входе.

введение

Испарительное охлаждение является одним из наиболее простых и эффективных методов снижения температуры газовых потоков. Его роль в энергетике чрезвычайно важна, а имеющиеся приложения охватывают большой спектр новых энергетических технологий Прежде всего это [1]. системы кондиционирования воздуха, охлаждение электронного компактные оборудования, теплообменники транспортных машин, где в качестве теплоносителя используется влажный воздух, и многое другое.

Изучению процесса совместного тепломассообмена при испарении влаги на поверхности посвящено большое число работ [2-7]. Однако многие вопросы, в силу сложности протекающих процессов, остаются малоизученными. При прямом испарительном охлаждении воздух непосредственно контактирует с влажной поверхностью канала, при этом за счет скрытой теплоты парообразования температура его снижается по длине канала, а концентрация водяного пара, наоборот, возрастает. По мере развития пограничного слоя при адиабатическом испарении ($q_w = 0$) возможен переход к

режиму насыщения, когда температура газа равна температуре испаряющейся поверхности. В этом случае температура парогазовой смеси и парциальное давления пара вновь становятся постоянными по сечению и равными параметрам на кривой насыщения. По этой причине зона насыщения является «балластной» и в ней не происходит тепломассообменных процессов. Указанные особенности тепло – и массообмена значительно усложняют картину процесса, что делает практически невозможным использование аналитических методов и корреляционных соотношений для каналов при отсутствии фазовых переходов в инженерных расчетах И проектировании теплообменных устройств. Первостепенное значение при решении подобных задач приобретают численные метолы исследования.

Численному решению задач о сопряженном тепломассообмене при испарительном охлаждении посвящено большое число работ. Наибольшее внимание уделялось режимам свободной и смешанной конвекции применительно к проблемам строительной теплофизики. Вынужденная ламинарная конвекция изучалась в работах [5,6] при адиабатическом испарении, а также при наличии теплового потока на поверхности канала. В работе [7] рассмотрен более сложный случай ступенчатого чередования мокрых и сухих зон вдоль поверхности канала. Авторы показали, что изменение размер зон и числа Рейнольдса, а также подводимой тепловой мощности может привести к сильным отличиям локальной и интегральной скорости испарения.

Значительное влияние на скорость испарения и, соответственно, на температуру охлаждения воздуха оказывает его влажность на входе в канал. Об этом говорит серия численных и экспериментальных исследований интенсивности испарения пленки воды в парогазовую смесь с различным содержанием водяного пара [8-12], в том числе и в чистый пар. В этих работах решается также задача о «точке инверсии», когда скорость испарения в чистый пар начинает превосходить испарение в сухой воздух. Эта проблема представляет интерес для целей интенсификации процессов сушки материалов.

Применительно к двухфазным теплообменникам картина процесса существенно усложняется из-за наличия градиентов температур и концентраций вдоль канала. В литературе имеются попытки оптимизации

характеристик таких теплообменников [13], в том числе и при косвенном испарительном охлаждении (цикл Майсоценко) [14-16], когда температура охлаждаемого воздуха приближается к значению в точке росы. Однако эта проблема далека от завершения в силу ее сложности и многофакторности.

Данная работа посвящена численному исследованию тепломассообмена течения И в элементарной испарительной ячейке, представляющей собой канал с плоско - параллельными полностью смоченными адиабатическими стенками. Особое внимание уделено влиянию изучаемых параметров (числа Re И относительной влажности на входе φ_0) на степень охлаждения воздуха И теплогидравлическую эффективность.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ

Схема задачи показана на фиг. 1. Испарительная ячейка представляет собой канал, ограниченный двумя бесконечными пластинами, расстояние между которыми пластины *d*. С наружной стороны равно теплоизолированы ($q_w = 0$), а изнутри - влажными. При этом толщина жидкой пленки на стенках считается бесконечно малой и на гидродинамику потока в канале и термическое сопротивление она влияния не оказывает. Таким образом, внутри канала имел место процесс адиабатического испарения, когда тепловой поток, переносимый конвекцией, полностью расходовался на фазовый переход. Температура и концентрация пара на испаряющейся поверхности соответствуют кривой насыщения.

Длина канала, составляющая x/d = 50 калибров, выбрана из соображений изучения особенностей процесса тепломассообмена как на развивающемся, так и стабилизированном участках течения.



Рис. 1. Схема испарительной ячейки

Все параметры на входе (u_0 , T_0 и φ_0) были постоянны по высоте канала. В работе рассматривается ламинарное стационарное течение без учета лучистого теплопереноса и вязкой диссипации в пренебрежении эффектов Dufour и Soret.

<u>Основные уравнения</u> для ламинарной вынужденной конвекции записываются как:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

движения в х-направлении:

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)$$
(2)

движения в у- направлении:

$$u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)$$
(3)

уравнение энергии:

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) + \frac{D}{c_p} \left(C_{pv} - C_{pa}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial x}\frac{\partial K}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial K}{\partial y}\right)$$
(4)

уравнение диффузии водяного пара:

$$u\frac{\partial K}{\partial x} + v\frac{\partial K}{\partial y} = D\left(\frac{\partial^2 K}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K}{\partial y^2}\right)$$
(5)

Второй член в правой части уравнении (4) описывает диффузионный перенос теплоты в бинарной смеси водяной пар-воздух. Все теплофизические свойства потока рассчитывались в зависимости от концентрации пара и температуры по соотношениям работы [17].

Баланс массы в канале рассчитывался с учетом притока испаряющегося пара по следующему соотношению:

$$\int_{0}^{d} \rho u(x, y) dy = d\rho_{0} u_{0} + \int_{0}^{x} \rho v(x, 0) dx$$
(6)

<u>Граничные условия:</u>

- на входе в канал

$$(x = 0)$$
: $T = T_0, u = u_0, v = 0, \varphi = \varphi_0$ (7a)

- на выходе канала (x/d = 50):

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial x} = 0$$
 (7b)

- на поверхности пластин (
$$y = 0$$
) и ($y = d$) :
 $u = 0$, $q_w = 0$, $v = v_e$ (7c)

Поперечная составляющая скорости пара находится из уравнения баланса массы на проницаемой стенке:

$$v_e = \frac{-D}{1 - K_w} \frac{\partial K}{\partial y} \Big|_{y=0,d}$$
(8)

Уравнение теплового баланса на стенках канала (y = 0 and y = d) записывается с учетом адиабатичности процесса ($q_w = 0$):

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\rho L_{\nu} D}{1 - K_W} \frac{\partial K}{\partial y} = 0$$
(9)

При этом концентрация пара на стенке и ее температура связаны кривой насыщения $K_w = f(T_w)$. Принимая парогазовую смесь идеальной, в соответствии с законом Дальтона концентрация пара на стенке связана с его парциальным давлением следующим соотношением:

$$K_{w} = \frac{M_{v}/M_{a}}{P/P_{vs} + M_{v}/M_{a} - 1}$$
(10)

Локальное число Нуссельта, определенное по эквивалентному диаметру ($d_e=2d$), записывается как:

$$Nu = \frac{h \, 2d}{\lambda} = \frac{2d(\partial T/\partial y)_W}{T_W - T_m} \tag{11a}$$

где h есть локальный коэффициент теплоотдачи, а T_m – среднемассовая температура парогазовой смеси в рассматриваемом поперечном сечении:

$$T_m = \int_0^d \rho u \, T \, dy / \int_0^d \rho u \, dy \tag{11b}$$

Аналогичным образом записываются выражения для локального числа Шервуда:

$$Sh = -\frac{2d \left(\frac{\partial K}{\partial y}\right)_{W}}{K_{W} - K_{m}}$$
(12a)

и среднемассовой концентрации пара *K_m* в поперечном сечении канала:

$$K_m = \int_0^d \rho u \, K \, dy / \int_0^d \rho u \, dy \tag{12b}$$

Местный коэффициент трения имеет стандартный вид:

$$\frac{c_f}{2} = \frac{\tau_W}{\rho_0 u_0^2} \tag{13}$$

Численная реализация. Система уравнений (1)-(5) совместно с граничными условиями (6)-(10) решалась численно с использованием метода контрольных объемов. Для связи скорости и давления использовался алгоритм SIMPLE [14]. При дискретизации использовались равномерные сетки, оптимальный размер которых был подобран в специальной серии расчетов и составлял 200х70 в продольном и поперечном направлениях, соответственно.

<u>Тестовые сопоставления</u> по течению и теплообмену в каналах с адиабатическими и изотермическими стенками при отсутствии фазовых переходов показали хорошее соответствие между результатами настоящего расчета и данными работы [19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все расчеты были проведены для канала с фиксированной геометрией (фиг. 1, d = 6мм и x/d = 50) при постоянной температуре воздуха на входе $T_o = 30^{\circ}$ С и относительной влажностью $\varphi_0 = 0$, 30 и 50%. Число Рейнольдса изменялось в диапазоне $Re = 2u_o d/\mu = 50\div100$, охватывающем наиболее характерные режимные параметры компактных теплообменников.

Распределение локальных параметров по длине канала при вариации числа Рейнольдса при подаче потока сухого воздуха демонстрируется на фиг. 2. Изменение температуры на оси и стенке канала представлено на фиг. 2а. Как видно, температура газа на оси канала за счет испарения влаги снижается, причем наиболее резкое снижение наблюдается при малых



Рис.2а Изменение температуры концентрации пара

числах *Re*. Так при Re = 50 процессы тепломассообмена завершаются при $x/d \sim 15$ и далее поток находится в состоянии насыщения. С увеличением числа Рейнольдса переход к насыщению сдвигается вниз по потоку и для Re > 200 в пределах данного участка насыщения не происходит.

Температура стенки по длине изменяется слабо. В начале канала она равна температуре адиабатического испарения или «мокрого термометра». Затем, по мере увеличения влажности воздуха за счет смешения с потоком испаряющегося пара, ее величина незначительно возрастает.

Аналогичные закономерности имеют место и в распределении массовой концентрации водяного пара по длине канала (фиг. 2 b). Как и для температур, при малых *Re* происходит быстрое насыщение в начале канала и далее его величина становится неизменной.



Рис.2b Изменение температуры и числа Нуссельта

В тоже время поведение коэффициента теплоотдачи имеет принципиально иной вид. Участок стабилизации теплообмена, как это следует из рис. 2с, особенно для области больших чисел *Re* существенно меньше, чем координата перехода к насыщенному состоянию. Расчеты показали, что на развитом участке теплообмена число Нуссельта практически не зависит от Re и влажности потока и лежит в диапазоне Nu = 7.5 - 8, что хорошо коррелирует с классическими данными [20].



Рис.2с Изменение темрературы вдоль канала для сухого воздуха на входе в канал. $\varphi_0 = 0$

Изменение среднемассовых параметров парогазовой смеси по длине канала приведено на рис. 3. Как видно, оно подобно распределению температуры и концентрации пара на оси канала на фиг. 2. Исходя из данных рис. 3а и 3b, можно определить наибольшую длину канала x^* , на длине которого осуществляется полное насыщение потока. Так при Re = 50 насыщение



Рис. За Изменение среднемассовой температуры и концентрации пара

Тепловые характеристики испарительных ячеек в зависимости от числа Рейнольдса и влажности воздуха на входе показаны на фиг. 4. Среднемассовая температура воздуха на выходе из канала (сечение x/d = 50), согласно данным рис. 4а, с увеличением числа Re возрастает. Причины этого обсуждались выше при анализе данных фиг. 2 и 3. При этом увеличение относительной влажности воздуха на входе ухудшает процесс охлаждения, поскольку с повышением

влажности температура термодинамического равновесия пар-жидкость также возрастает.



Рис.3b Изменение среднемассовой температуры по длине канала при вариации числа Рейнольдса. $\varphi_0 = 0.$

Тепловые характеристики испарительных ячеек в зависимости от числа Рейнольдса и влажности воздуха на входе показаны на фиг. 4. Среднемассовая температура воздуха на выходе из канала (сечение x/d = 50), согласно данным рис. 4а, с увеличением числа Re возрастает. Причины этого обсуждались выше при анализе данных фиг. 2 и 3. При этом увеличение относительной влажности воздуха на входе ухудшает процесс охлаждения, поскольку с повышением влажности температура термодинамического равновесия пар-жидкость также возрастает.



Рис. 4а. Параметры паровоздушной среды на выходе из канала. а)- среднемассовая температура

Важным показателем эффективности работы испарительной ячейки является величина удельной хладопроизводительности, которая определяется как разность теплосодержания воздуха на входе в канал и в текущем сечении:

$$Q_T = C_P (T_o - T_m) \rho_o u_o, \qquad (14)$$

где T_m – среднемассовая температура парогазовой смеси в рассматриваемом сечении по длине канала.



Рис.4b – хладопроизводительность.

Результаты расчета величины Q_T для всего канала в целом (x/d = 50, где $T_m = T_{mex}$) показаны на фиг. 46. В отличие от фиг. 4а, величина хладопроизводительности возрастает по мере увеличения числа Re, что обусловлено опережающим ростом расхода газа через канал по сравнению с уменьшением разности температур воздуха на входе и выходе. Как и следовало ожидать, рост относительной влажности ведет к снижению величины Q_T .

Из фиг. 4 следует важный вывод о методике выбора оптимального режима работы канала с прямым испарительным охлаждением. Если ставится цель получения воздуха с минимальной температурой, теоретическим пределом которой является температура адиабатического испарения при заданной влажности, то в этом случае следует выбирать режимы течения с малыми числами Рейнольдса. В другом случае, когда требуется повышение суммарной выработки холода, наоборот, предпочтительными являются режимы с высокими числами *Re*.

Для оценки характеристик теплообменных устройств, как правило, используется параметр теплогидравлической эффективности, представляющий собой отношение переносимой или вырабатываемой тепловой мощности к затратам мощности на прокачку теплоносителя:

$$\eta = Q_T / Q_M, \tag{15}$$

где $Q_M = u_o \Delta P$, а ΔP - перепад давления на всей длине канала. После преобразования (15) параметр теплогидравлической эффективности можно записать в виде:

$$\eta = \frac{C_P (T_o - T_{m_{ex}})}{u_o^2 \int_0^{\bar{x}} C_f \, d\bar{x}} \tag{16}$$

а $C_f = 2\tau_w / \rho_o u_o^2$ - локальный коэффициент поверхностного трения.

Характер поведения параметра теплогидравлической эффективности η по длине канала при вариации числа Рейнольдса и влажности воздуха демонстрируется на фиг 5а и 5б, соответственно. Как следует из фиг. 5а, параметр эффективности η значительно снижается по



Рис.5а Изменение параметра теплогидравлической эффективности по длине канала. Влияние числа Рейнольдса;



Рис.5b Изменение параметра теплогидравлической эффективности по длине канала. Влияние влажности на входе.

мере роста числа Рейнольдса. Так при увеличении Re = 50 до Re = 1000 эффективность испарительной ячейки снижается более чем на два порядка. Причем при всех числах Рейнольдса в начале канала эффективность имеет наибольшее значение, а затем, по мере продвижения по длине канала, величина η постепенно снижается. Такое поведение параметра η обусловлено характером изменения коэффициентов теплообмена и трения по длине канала, а также местоположением точки перехода к режиму насыщения. На фиг. 5а данные координаты отмечены точками.

Если на входе в канал воздух является влажным, то, как это видно из фиг. 5б, величина η снижается с увеличением паросодержания. Действительно, в этом случае уменьшаются градиенты концентраций пара в пограничном слое и процессы испарения также подавляются.

Таким образом, используя данные фиг. 4 и 5, можно провести оптимизационный анализ характеристик ячеек при прямом испарительном охлаждении воздуха при вариации числа Рейнольдса, влажности воздуха и длины канала. Можно предположить, что подобные тенденции будут наблюдаться и при иных температурах воздуха, однако этот вывод требует дополнительных расчетов. Большой интерес представляет и изучение влияния дополнительного теплового потока на стенке в процессе косвенного испарительного охлаждения, как эффективного метода управления интенсивностью тепло и – массопереноса при наличии фазовых переходов на поверхности теплообменников.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено численное исследование ламинарного течения и тепломассообмена при прямом испарительном охлаждении воздуха между двумя параллельными пластинами с влажными стенками. Расчеты проведены при фиксированной температуре сухого и влажного ($\varphi_0 = 0 \div 50\%$) воздуха на входе в канал $T_0 = 30^{\circ}$ С в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 50 \div 1000$ в режиме адиабатического испарения влаги на стенках.

Изучено поведение локальных и интегральных характеристик тепло и - массообмена в процессе испарительного охлаждения газа на развивающемся и стабилизированном участках течения. Показано, что с ростом числа Рейнольдса координата точки перехода к режиму насыщения смещается вниз по потоку. При этом расстояние, на котором достигается насыщенный режим, значительно превышает размер зоны гидродинамической и тепловой стабилизации для однофазного режима течения.

При фиксированной длине канала (*x/d* =50) воздушный поток принимает температуру «мокрого термометра» только при не высоких числах Рейнольдса Re < 200. Для больших чисел Re насыщения в пределах данного канала не происходит, поэтому для получения воздуха с низкими температурами такие режимы не эффективны. В то же время суммарное производство несмотря на более высокий холода, уровень температуры парогазовой смеси, возрастает с увеличением числа Рейнольдса. При использовании в качестве рабочего тела влажного воздуха из-за ухудшения массообменных процессов интенсивность испарения снижается, что естественно ухудшает процесс охлаждения газа.

Изучено поведение параметра теплогидравлической эффективности каналов с прямым испарительным охлаждением. Установлено, что параметр эффективности значительно снижается по мере роста числа = 50 Рейнольдса. Так при увеличении *Re* до *Re* = 1000 эффективность испарительной ячейки снижается более чем на два порядка. Причем при всех числах Рейнольдса в начале канала эффективность имеет наибольшее значение, а затем, по мере продвижения по длине канала, эффективность постепенно снижается.

Полученные данные могут быть использованы для оптимизационного анализа охлаждения воздуха при вариации числа Рейнольдса, влажности воздуха и длины канала. Можно предположить, что подобные тенденции будут наблюдаться и при иных температурах воздуха, однако этот вывод требует дополнительных расчетов. Большой интерес представляет и изучение влияния дополнительного теплового потока на стенке в процессе косвенного испарительного охлаждения, как эффективного метода управления интенсивностью тепло и – массопереноса при наличии фазовых переходов на поверхности теплообменников.

Список литературы:

- Nakoryakov V.E. A Note on Power Engineering in Russia // J. of Eng. Thermophysics, 2014, Vol. 23, No. 3, pp. 171–172.
- Boyarschinov B.F., Volchkov E.P., Terekhov V.I. Heat and Mass Transfer with Liquid Evaporation into Gas Flow // Russian Journal of Eng. Thermophysics. –1991.-Vol.1, No.1.-P.93-112.
- Volchkov E.P., Terekhov V.V., Terekhov V.I. A numerical study of boundary layer heat and mass transfer in a forced convection of humid air with surface steam condensation. // Int. J. Heat and Mass Transfer. - 2004. - Vol.47, No. 6-7. - P.1473-1481.
- Zhukov V.I., Pavlenko A. N. Critical phenomena at evaporation in a thin liquid layer at reduced pressure // Journal of Eng. Thermophysics, 2013, Vol. 22, Is. 4, pp 257-287.
- Yan W.M. and Lin T.F., 1988. Combined heat and mass transfer in laminar forced convection channel flows. *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*. Vol. 15, pp. 333-343.
- Debbissi, C., J. Orfi and S. Ben Nassrallah,2008. Numerical Analysis of the Evaporation of Water by Forced Convection into Humid Air in Partially Wetted Vertical Plates // J. of Eng. and Applied Sciences 3 (11): 811-821.
- Nasr A., Debbissi C., Orfi J. and Nassrallah S.B.,2009. Evaporation of Water by Natural Convection in Partially Wetted Heated Vertical Plates: Effect of the Number of the Wetted Zone. J. of Eng. and Applied Sciences 4 (1): 51-59
- Haji M. and Chow L. C. 1988. Experimental measurement of water evaporation rates into air and superheated steam. ASME J. Heat Transfer. 110: 237-242.
- Volchkov E.P., Leontiev A.I., Makarova S.N. Finding the inversion temperature for water evaporation into an air-steam mixture // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2007. – Vol. 50. – P. 2101–2106.
- C. Debbissi, J. Orfi,, S. Ben Nasrallah Evaporation of water by free or mixed convection into humid air and superheated steam // Int. J. Heat Mass Transfer 46 (2003) 4703–4715
- Sheikholeslami R. and Watkinson A. P. 1992. Rate of evaporation of water into superheated steam and humidified air. *Int. J. Heat and Mass Transfer.* 35(7): 1743-1751.
- Cherif A.S., Kassim M.A., Benhamou B, Harmand S., Corriou J.P., Jabrallah S.B. ,2011. Experimental and numerical study of mixed convection heat and mass transfer in a vertical channel with film evaporation. *Int. J. of Thermal Sciences*, 50: 942-953.
- Hsu S.T., Lavan Z. Optimization of wet-surface heat exchangers // Energy Vol. 14, No. 11, pp. 757-770, 1989.
- Anisimov S., Pandelidis D. Numerical study of the Maisotsenko cycle heat and mass exchanger// Int. J. Heat and Mass Transfer 75 (2014) 75–96.
- Duan Z., Zhan C., Zhang X., Mustafa M., Zhao X., Alimohammadisagvand B., Hasan A. Indirect evaporative cooling: Past, present and future potentials// *Renewable and Sustainable Energy* 16 (2012) 6823–6850.
- Lee J., Choi B., Lee D.-Y. Comparison of configurations for a compact regenerative evaporative cooler // Int. J. Heat and Mass Transfer 65 (2013) 192–198.
- 17. ASHRAE Fundamentals Handbook, Si Edition), 1997, Ch. 6. P. 2
- 18. Patankar, S.V. (1980). Numerical heat transfer in fluid flow. Hemisphere/McGraw-Hill, New York, USA.
- 19. Shah R.K., London A.L. (1978). Laminar flow forced convection in ducts. Academic Press, New York, USA.
- Kays W.M., London A.L. Compact heat exchangers. 2-nd edition. Mc.Graw-Hill Book Company, New York, 1964. 272 p.



УДК 539.213

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №3-02

ГИДРАТООБРАЗОВАНИЕ В СЛОЯХ АМОРФНОГО ЛЬДА, НАСЫЩЕННОГО ЭТАНОМ

Файзуллин М.З., Коверда В.П., Виноградов А.В.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, 620016, ул. Амундсена, 107а

АННОТАЦИЯ

Слои аморфного льда, насыщенного этаном, получали осаждением молекулярных пучков разреженного пара и газа в вакууме на охлажденную жидким азотом подложку. Аморфное состояние таких объектов при низких температурах стабилизируется большой вязкостью и малой величиной стационарной частоты зародышеобразования кристаллической фазы. Их нагревание в условиях сильной метастабильности сопровождается спонтанной взрывной кристаллизацией, которая приводит к образованию газовых гидратов. Температуры стеклования и кристаллизации определялись по изменению их диэлектрических свойств при нагревании. Увеличение содержания газа в слоях аморфного льда вызывает увеличение температуры кристаллизации без существенного изменения температуры стеклования. При атмосферном давлении в среде жидкого пентана сохранение газового гидрата наблюдали вплоть до температур, близких 273 К. Самоконсервация обеспечивала сохранение гидрата этана в метастабильном состоянии при температурах значительно выше его равновесной температуры диссоциации. Образцы газового гидрата, полученные при максимальном расходе газа при осаждении, содержали до 12 масс % этана.

введение

Газовые гидраты являются типичными представителями клатратных соединений, которые образуются в результате включения молекул газа гидратообразователя в полости кристаллического каркаса, построенного водородно-связанными молекулами воды [1]. Степень заполнения полостей газом определяется термобарическими условиями, размерами и формами молекул газа, особенностями их взаимодействия с молекулами воды. Например, содержание газа в гидрате метана достигает 15 массовых процентов. Это означает, что единичный объем гидрата метана может содержать до 160 объемов газа.

Интерес к газовым гидратам обусловлен существованием огромных запасов углеводородов на Земле в газогидратном виде (главным образом метана) и перспективой его использования как источника топлива. Вместе с тем гидраты рассматриваются в качестве своеобразных контейнеров для хранения и транспортировки газа в газогидратном состоянии [2-4]. Важное место в решении прикладных задач, связанных с газовыми гидратами, занимают усилия, направленные на предупреждение и ликвидацию техногенного гидратообразования в газодобывающем и газоперекачивающем оборудовании [5].

Известные в настоящее время методы получения газовых гидратов связаны с использованием высоких давлений и низких температур в условиях, близких к равновесным. Например, давление, соответствующее условиям образования гидрата метана при температурах, близких 0°С, составляет десятки бар. Формирование гидрата при этом требует длительного и интенсивного перемешивания водно-газовой смеси. Такие условия используются в большинстве известных и запатентованных способах получения газовых гидратов. Для интенсификации процесса гидратообразования предлагаются различные способы, среди которых высокодисперсное распыление водно-газовой смеси в атмосфере газа [6, 7], воздействие ударными волнами на водную среду, насыщенную газом [8], вибрационное [9] и ультразвуковое воздействие [10].

В настоящей работе гидратообразование исследуется при сильном отклонении от равновесных условий в низкотемпературных слоях аморфного льда, насыщенного газом. Полученные в таких условиях образцы гидратов служат удобными объектами, для исследования их теплофизических свойств, границ устойчивости и фазовых превращений в них. Их сохранение при атмосферном давлении в метастабильном состоянии наблюдается вплоть до температуры плавления льда, т.е. до 273 К [11]. Для исследования выбраны бинарные водные смеси этана, свойства которых представляют научный и практический интерес.

Аморфные твердые (стеклообразные) слои низкомолекулярных веществ можно получить осаждением молекулярных пучков на охлажденную поверхность. При низких температурах устойчивость таких конденсатов, которые представляют собой глубоко переохлажденную замороженную жидкость, обеспечивается высокой вязкостью и малой величиной частоты зародышеобразования кристаллической фазы. Конденсацией молекулярных пучков на медную подложку, охлаждаемую жидким азотом, удается получить аморфные слои воды [12, 13] и водных растворов органических жидкостей [14, 15]. Нагревание полученных конденсатов сопровождается их стеклованием (размягчением) и последующей спонтанной кристаллизацией. Кристаллизация водно-газовых аморфных конденсатов может приводить к образованию газовых гидратов [16-18]. В условиях глубокой метастабильности лавинообразное зарождение центров кристаллизации захватывает молекулы газа, поэтому не происходит их вытеснения движением фронта кристаллизации. Формированию гидрата способствует слабое химическое сродство гидратообразующего вещества, а также размеры и формы его молекул, соответствующие геометрии полостей образующегося клатратного каркаса. К числу таких веществ относятся легкие углеводороды метанового ряда. Опыты с низкотемпературными конденсатами водно-метановой смеси показали возможность получения массивных образцов кристаллогидратов с высоким содержанием газа [11, 18].

Цель исследования – экспериментальное изучение условий формирования гидра этана в низкотемпературных слоях аморфного льда, насыщенного газом и определение температурных границ устойчивого существования гидра. Для решения этой задачи используются малоинерционный метод измерения, основанный на наблюдении диэлектрических свойств образца при его нагревании, и дифференциальный термический анализ, которые позволяют получать данные о фазовом состоянии конденсатов и превращениях в них при изменении температуры.

1. ЗАРОЖДЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ В ПЕРЕОХ-ЛАЖДЕННЫХ ЖИДКОСТЯХ

Процесс кристаллизации аморфных веществ по сравнению с мало переохлажденной жидкостью имеет две отличительные особенности: во-первых, ввиду большой вязкости зародышеобразование не стационарно; вовторых, рост кристаллов может принять взрывной характер, если тепловыделение в процессе роста обгоняет тепловую релаксацию. Кристаллизация отогреваемых аморфных слоев происходит вблизи температуры стеклования, при которой вязкость $\eta = 10^{12}$ Па·с. В условиях большой вязкости время запаздывания установления стационарного распределения кристаллических зародышей может быть очень велико и процесс нуклеации должен характеризоваться значениями стационарной частоты зародышеобразования J₀ и времени запаздывания установления стационарного распределения докритических зародышей τ₀.

Кинетика кристаллизации определяется зависимостью доли закристаллизовавшегося объема образца x(t)от времени. В тех случаях, когда можно не учитывать влияния потоков тепла в кристаллической и жидкой (аморфной) фазах, кинетика описывается уравнением [19–21]

$$x(t) = \frac{V(t)}{V} = 1 - \exp\left\{-\frac{4\pi}{3}\int_{0}^{t} J(\tau) \left[\int_{\tau}^{t} u(\tau')d\tau'\right]^{3} d\tau\right\}, \quad (1)$$

где V – объем образца, V(t) – объем, занятый кристаллической фазой, u(t) – линейная скорость роста кристаллов, J(t) – частота зародышеобразования, которая в случае кристаллизации аморфных веществ должна описывать нестационарный процесс. Для аппроксимации зависимости частоты зародышеобразования от времени используется выражение [22]

$$J(\tau) = J_0 \exp(-\tau_0/\tau). \qquad (2)$$

При больших значениях стационарной частоты нуклеации ($J_0 = 10^{18} - 10^{23} \text{ м}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$) может реализоваться ударный режим образования зародышей [23, 24], для которого время ожидания появления первого центра кристаллизации *т*_{*} в несколько десятков раз меньше времени запаздывания ($\tau_*/\tau_0 \approx 0.03-0.04$). Этот режим характеризуется чрезвычайно быстрым нарастанием числа флуктуационных центров кристаллизации в объеме образца со временем, и поэтому даже при наличии готовых центров кристаллизации в образце кристаллизация будет происходить преимущественно на центрах флуктуационной природы. Другой особенностью ударной кристаллизации является то, что температурам, соответствующим резкому возрастанию скорости кристаллизации, соответствует низкотемпературная ветвь купола стационарной частоты зародышеобразования.

В теории гомогенной нуклеации куполообразная зависимость стационарной частоты нуклеации от температуры описывается соотношением

$$J_0 = N_1 B \exp\left[-W_*/kT\right] \exp\left[-E/kT\right],\tag{3}$$

здесь N_1 – число атомов в единице объема жидкости, B – кинетический фактор ($B = 10^{12} - 10^{13}$) [25], W_* – работа образования критического зародыша, E – энергия активации процесса переноса молекулы из жидкой фазы на поверхность кристаллического зародыша (в расчетах величина E обычно принимается равной энергии активации вязкого течения или самодиффузии), k – постоянная Больцмана. Форма купола (его высота и температура максимума) определяется соотношением между работой образования критического зародыша и энергией активации.

На рис. 1 показаны температурные зависимости стационарной частоты зародышеобразования, вязкости и линейной скорости роста кристаллического центра в переохлажденной воде [11]. Сплошными линиями показаны рассчитанные значения этих величин. Точки на графике соответствуют экспериментальным данным. Светлыми кружками показаны экспериментальные данные, полученные из опытов по кинетике кристаллизации аморфных слоев. Темными кружками на высокотемпературных участках кривых показаны данные для вязкости воды в переохлажденном и стабильном состоянии, а также данные для стационарной частоты зародышеобразования в переохлажденных каплях воды.



Рис. 1. Температурная зависимость стационарной частоты зародышеобразования (1), скорости роста кристалла (2) и вязкости (3) в переохлажденной воде.

Спад J_0 при низких температурах связан с сильным ростом вязкости жидкости с понижением температуры. При получении переохлаждений, которые соответствуют такому состоянию вещества, требуется преодолеть без кристаллизации высокий максимум частоты зародышеобразования. Наиболее эффективным методом получения некристаллического (аморфного) состояния вещества является метод низкотемпературной конденсации молекулярных пучков, применение которого позволяет достигать высоких скоростей охлаждения. Кристаллизации при нагревании аморфных слоев отвечает низкотемпературная ветвь частоты зародышеобразования, и экспериментальное изучение этого процесса дает сведения о нуклеации при очень глубоких переохлаждениях жидкости.

Присутствие газа в низкотемпературных слоях аморфного льда не должно существенно влиять на характер поведения свойств, описывающих кинетику кристаллизации. Интенсивное зародышеобразование в области фронта взрывной кристаллизации приводит к ускорению движения фронта кристаллизации по сравнению с линейной скоростью роста кристаллов. Такая возможность обусловлена тем, что максимум температурной зависимости частоты зародышеобразования сдвинут в область низких температур по сравнению с максимумом скорости роста кристалла. Спонтанные характер зарождения центров кристаллизации в объеме образца приводит к захвату молекул газа и образованию кристаллогидрата. Формирование кристаллической решетки в двухкомпонентной системе сопровождается диффузионными процессами, участвующими в зарождении и росте кристаллической фазы. Их влияние может приводить к замедлению скорости кристаллизации и сдвигу кривых $J_0(T)$ и u(T) в сторону высоких температур.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Слои аморфного льда, насыщенного газом, получали в вакуумном криостате осаждением молекулярных пучков разреженного пара и газа на охлаждаемую жидким азотом медную подложку. Схема вакуумного криостата показана на рис. 2. Откачка паров азота из криостата позволяла понизить температуру подложки до 65 К. В камере криостата поддерживался вакуум не хуже 10⁻⁶ mm Нд. Скорость осаждения составляла ~200 мкм/ч. Молекулярные пучки компонентов одновременно поступали в зону распыления по раздельным паропроводам. Условия осаждения двухкомпонентных конденсатов при фиксированных расходах воды и газа позволяли получать образцы постоянного состава и обеспечивали отвод теплоты конденсации. Осаждением молекулярных пучков удавалось получать аморфные образцы толщиной до 2 мм. В опытах использовалась дважды дистиллированная вода. Чистота этана составляла 99.75 объемных процен-Температура образца измерялась TOB. медьконстантановой термопарой, которая позволяла наблюдать за температурным режимом конденсации. Погрешность измерения температуры не превышала ± 0.5 K.

Для наблюдения за образцом использовался емкостный датчик, который закреплялся на подложке и позволял определять температуры стеклования и кристаллизации по изменению диэлектрических свойств образца при нагревании. Метод исследования низкотемпературных аморфных конденсатов, основанный на измерении диэлектрических свойств при нагревании успешно зарекомендовал себя при изучении стеклования воды и водных растворов органических жидкостей. Подробное описание методики измерения и конструкции датчика приводится в работе [15]. Датчик представлял собой пленочный конденсатор, изготовленный методом термического напыления. Обкладками конденсатора служили тонкие медные полоски (шириной 100 мкм, высотой 50 мкм), нанесенные на диэлектрическую пластинку с поверхностью 20×20 мм, толщиной 0.2 мм. В опыте наблюдали изменение емкости датчика и тангенса угла диэлектрических потерь tgb образца, осажденного на поверхность конденсатора. Измерения проводили в режиме непрерывного нагревания с постоянной скоростью 0.03 К/сек на частоте электрического поля 10 кГц. Температура на поверхности датчика при конденсации образца не превышала 70 К при ее значении на медной подложке 65 К. По изменению диэлектрических свойств при изменении температуры судили о превращениях в образце. Тепловые эффекты, связанные с фазовыми превращениями, регистрировались дифференциальной термопарой. Точность определения температур стеклования $T_{\rm g}$ и кристаллизации $T_{\rm c}$ составляла ±1 К. Выделение газа при нагревании конденсата регистрировалось ионизационным датчиком давления.



Рис. 2. Схема вакуумного криостата. 1 – вакуумная камера, 2 – медная подложка, 3 – окно, 4 – маска, 5 – экран, 6 – жидкий азот, 7 – датчик, 8 – образец, 9 – капилляры для подачи пучков газа и воды.

Состав двухкомпонентного конденсата определялся после его извлечения из вакуумной камеры. Для этого образец помещался в U-образную стеклянную мензурку с пентаном, одно из колен которой было наглухо запаяно и заполнено жидкостью. При нагревании и плавлении образца выделившийся газ собирался в запаянном колене мензурки. Объем газа определялся по повышению уровня пентана в открытом, более высоком колене. После определения объемов газа и воды, содержавшихся в образце, оценивали его состав. Погрешность определения концентрации газа в конденсате не превышала 3 %.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. З показано поведение тангенса угла диэлектрических потерь при нагревании аморфного льда, насыщенного этаном, поведение емкости датчика и показания датчика газовыделения. Содержание этана в осажденном образце составляет 7 масс. %. При стекловании и кристаллизации конденсата наблюдается характерное поведение температурных зависимостей tgδ и емкости датчика. Выше 140 К наблюдается заметное возрастание емкости и тангенса угла потерь, связанное с структурной релаксацией в области стеклования. Резкое уменьшение показаний датчика при температуре $T_c = 173$ К обусловлено кристаллизацией осажденного образца. Следующее за кристаллизацией возрастание диэлектрических свойств характерно для кристаллического льда. Нагревание образца выше 200 К приводило к его испарению в вакуумной камере. Кристаллизация конденсата сопровождалась резким выделением тепла, которое регистрировалось дифференциальной термопарой. Температура, соответствующая пику тепловыделения, совпадала с началом падения показаний емкостного датчика при кристаллизации. При нагревании конденсата наблюдается два отчетливых пика газовыделения. Низкотемпературный пик в диапазоне 80-100 К обусловлен сублимацией чистого этана с поверхности и из пористой структуры стеклообразного конденсата. Второй пик газовыделения в диапазоне 140-160 К вызван стеклованием конденсата. Его начало совпадает с началом перехода из твердого аморфного состояния в жидкое вязко текучее. В этом температурном диапазоне наблюдается слабый растянутый пик tgб и емкости конденсатора, вызванный уменьшением плотности конденсата при газовыделении. Интенсивное выделение газа прекращалось к моменту кристаллизации конденсата.

Если нагреть образец до температуры 160 К, а затем вновь охладить его до 77 К, то при повторном нагревании показания датчика будут следовать по пути 1 на кривых для tgδ и емкости. При повторном нагревании газовыделение из образца не наблюдается. Кривые емкости датчика и tgδ для неотожженного образца лежат выше, чем кривые 1 для отожженного образца, так как образующееся при осаждении состояние характеризуется более рыхлой структурой, а значит и более низкой плотностью [15]. Кривые 1 для отожженных образцов воспроизводятся при охлаждении и нагревании. Пониженная плотность аморфных конденсатов, приготовленных осаждением пара на холодную подложку при температуре значительно ниже температуры стеклования вещества, наблюдается для различных молекулярных соединений [26]. Структурная релаксация для таких веществ при стекловании ведет к уменьшению объема образца до величин, соответствующих состоянию переохлажденной жидкости. Штриховые участки 1' показаний датчиков соответствуют повторному охлаждению и нагреванию образца после кристаллизации. Последующие циклы охлаждения-нагревания конденсата показывают воспроизводимость хода этих участков кривых.

На рис. 4 показаны температурные зависимости tgb, полученные при нагревании конденсата чистой воды и трех водно-газовых конденсатов с содержанием этана 4, 7 и 10 масс. %. При скорости нагревания 0.03 К/с температура стеклования аморфных конденсатов воды составила 139 К, температура кристаллизации 161 К. С учетом зависимости температур стеклования и кристаллизации от скорости нагревания значения этих температур для чистой воды совпадает с данными, полученными в нашей работе [15] и хорошо согласуется с данными дифференциально-термического анализа [27] и калориметрических исследований [28]. Как следует из рисунка, температура кристаллизации образца увеличивается от 161 К при нулевом содержании этана до 174 К при его содержании 10 масс. %. Присутствие газа в образце приводит к сдвигу температуры кристаллизации в сторону высоких температур, т.к. на формирование кристаллической решетки накладываются ограничения, связанные с диффузионными процессами в двухкомпонентной системе. Заметного влияния изменения концентрации газа на температуру стеклования не обнаружено.



Рис. 3. Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (a), емкости датчика (b) и показания датчика газовыделения (c) при нагревании аморфного конденсата смеси вода-этан. Содержание газа в образце составляет 7 масс. %. Штриховые участки 1 кривых соответствуют повторному охлаждению и последующему нагреванию образца после стеклования, штриховые участки 1' кривых соответствуют повторному охлаждению и последующему нагреванию образца после кристаллизации.

На кривой для вязкости переохлажденной воды на рис. 1 при температуре T_g =139 К нанесена точка, соответствующая критерию Таммана для стеклования (η_g =10¹² Па·с). Близость экспериментального значения T_g воды и рассчитанного из данных по изучению кинетики кристаллизации свидетельствует о том, что в проведенном исследовании кристаллизация происходила пре-имущественно на гомогенных центрах.

Увеличение содержания этана в конденсатах приводило к постепенному уменьшению сигнала кристаллизации и его полному вырождению при концентрации, превышающей 12 масс %, как по показаниям дифференциальной температуры, так и по показаниям емкостного датчика. Осаждение молекулярных пучков при концентрации более 12 масс. % вызывало существенное нарушение вакуума в криостате и образование кристаллического конденсата.



Рис. 4. Температурные зависимости tg бдля конденсата чистой воды и трех водно-газовых конденсатов с содержанием этана 4, 7 и 10 масс. %.

Кристаллизация конденсата приводит к образованию гидрата этана. Лавинообразное зарождение центров кристаллизации захватывает молекулы газа, поэтому не происходит их вытеснения движением фронта кристаллизации. При атмосферном давлении сохранение газового гидрата наблюдали в среде жидкого пентана вплоть до ~273 К. Самоконсервация обеспечивала сохранение гидрата этана в метастабильном состоянии при температурах выше его равновесной температуры диссоциации, равной ~241 К. При ~273 К начиналось его плавление и разложение, которое сопровождалось интенсивным выделением газа. Объем выделившегося газа при его содержании в образце 10 масс. % в 70-80 раз превышал объем осажденного конденсата. Осаждение конденсатов толщиной ~2 мм при скорости осаждения 1 мм/ч не приводило к изменению фазового состояния образца и не меняло характера поведения температурной зависимости tg8. Концентрация этана в закристаллизованном образце достигала 12 мас. %. Это означает, что единичный объем газового гидрата содержал до 100 объемов газообразного этана. Образцы гидрата этана такой толщины были способны к устойчивому горению после их извлечения из криостата.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование насыщенных этаном низкотемпературных слоев аморфного льда, полученных осаждением молекулярных пучков на охлажденную жидким азотом подложку, показало возможность формирования газовых гидратов в таких объектах. По изменению диэлектрических свойств при нагревании неравновесных водногазовых слоев определены их температуры стеклования и кристаллизации при различных значениях концентрации газа. Скорость нагревания в опытах составляла 0.03 К/с. Увеличение содержания этана в слоях аморфного льда приводит к увеличению их температуры кристаллизации без заметного изменения температуры стеклования. Температура стеклования как для чистого аморфного льда, так и для льда, насыщенного газом, составляет 139 \pm 1 К. Близость экспериментального значения $T_{\rm g}$ для воды и рассчитанного из данных по изучению кинетики кристаллизации свидетельствует о том, что в проведенном исследовании кристаллизация слоев аморфного льда происходила преимущественно на гомогенных центрах. При кристаллизации аморфных слоев наблюдалось резкое выделение тепла, которое регистрировалось дифференциальной термопарой.

Стеклование водно-газовых конденсатов сопровождалось интенсивным выделением этана в диапазоне 140– 160 К, вызванное крипом образца при его переходе в вязко-текучее состояние. Выделение газа прекращалось к началу кристаллизации конденсата. Наряду с пиком газовыделения в области стеклования наблюдается низкотемпературный пик газовыделения, вызванный сублимацией газа с поверхности и из пористой структуры образца – в диапазоне 80–100 К.

Кристаллизация аморфного льда, насыщенного этаном в условиях глубокой метастабильности приводит к образованию газового гидрата. При атмосферном давлении в среде жидкого пентана гидрат этана сохраняется вплоть до ~273 К. При 273 К наблюдается разложение гидрата с интенсивным выделением газа. Образцы гидрата, полученные при максимальном расходе этана при осаждении содержали до 12 масс % газа.

Результаты исследования показывают успешность применения метода неравновесной конденсации молекулярных пучков для получения газовых гидратов. В перспективе метод может быть использован при получении гидрата водорода для решения проблемы его хранения и транспорта в связи с развитием водородной энергетики.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проекты № 12-08-00017-а, 14-08-31007 мол_а Программы фундаментальных исследований УрО РАН проект № 12-C-2-1001.

Список литературы:

- Sloan ED. Clathate Hydrates of Natural Gases, 3rd edition / E.D. Sloan, C.A. Koh. – Taylor & Francis, CRC Press, Boca Raton, London, New-York, 2008.
- Sloan ED. Clathrate hydrates of natural gases. 2nd ed. New York: Marcel Dekker, Inc.; 1998. p. 538–629.
- Jeon YH, Kim NJ, Chun WG, Lim SH, Kim CB, Hur BK. A study of the kinetics characteristics of natural gas hydrate. J Ind Eng Chem 2006;12(5):733–8.
- Nam-Jin Kim, Jeong Hwan Lee, Yil Sik Cho, Wongee Chun. Formation enhancement of methane hydrate for natural gas transport and storage. Energy 2010; 35: 2717–2722.
- Makagon YuF. Natural gas hydrates A promising source of energy. J. Natural Gas Science and Engineering 2010; 2(1): 49–59.
- R. Ohmura, S. Kashiwazaki, S. Shiota, et al., in: Proceedings of the Fourth International Conference on Gas Hydrates, May 19–23, 2002, Yakohama, Japan, 2002, 1049–1054.
- K. Miyata, T. Oku, H. Hirayama, et al., in: Proceedings of the Fourth International Conference on Gas Hydrates, May 19–23, 2002, Yakohama, Japan, 2002, 1031–1035.
- V.E. Dontsov, A.A. Chernov, Dilution and hydrate forming process in shock waves, Int. J. Heat Mass Transfer 52 (2009) 4919–4928.
- K.B. Komissarov, V.A. Finochenko, Patent RF 2045718, F 25 D 3/12, No. 5044706/13, Appl. 29.05.1992, Publ. 10.10.1995, Bull. No. 28.
- Y. Kozo, F. Tetsuro, K. Takahiro, K. Yuichi, Pat. GB 2347938 A, C 07 C7/152, N 0006039.2., Publ. 20.09.2000.

- Faizullin M.Z. Formation of clathrate hydrates under crystallization of gas-saturated amorphous ice / M.Z. Faizullin, A.V. Vinogradov, V.P. Koverda // Int. Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – V. 65. – P. 649–654.
- Angel C.A. Liquid Fragility and the Glass Transition in Water and Aqueous Solutions / C.A. Angel // Chem. Rev. – 2002. – V. 102. – No. 8. – P. 2627–2649.
- Johari G.P. Calorimetric Features of High-Enthalpy Amorphous Solids and Glass-Softening Temperature of Water / G.P. Johari // J. Phys. Chem. B. – 2003. – V. 107. – No. 34. – P. 9063–9070.
- Hofer K. Vitrified dilute aqueous solutions. 4. Effects of electrolytes and polyhydric alcohols on the glass transition features of hyperquenched aqueous solutions / K. Hofer, G. Astl, E. Mayer, G.P. Johary // J. Phys. Chem. – 1991. – V. 95. – No. 26. – P. 10777–10787.
- Faizullin M.Z. Glass Transition and Crystallization of Water and Aqueous Solutions of Organic Liquids / M.Z. Faizullin, V.N. Skokov, V.P. Koverda // J. Non-Cryst. Solids. – 2010. – V. 356. – No. 23–24. P. 1153–1157.
- Bar-Nun A. Trapping of gas mixtures by amorphous water ice / A. Bar-Nun, I. Kleinfeld, E. Kochavi // Phys. Rev. B. – 1988. – V. 38. – No. 11. – P. 7749–7754.
- Файзуллин М.З. Синтез гидрата метана при низкотемпературной конденсации молекулярных пучков / М.З Файзуллин, А.В. Решетников, В.П. Коверда // Доклады АН. – 2010. – Т. 433. – № 5. – С. 622–624.
- Патент № 2457010 Российская Федерация, 2010146944/05. Способ получения газовых гидратов / Коверда В.П., Решетников А.В., Файзуллин М.З. – заявл. 17.11.10; опубл. 27.07.12, Бюл. № 21.

- A.N. Kolmogorov, To the statistic theory of crystallization of metals, Bull. I' Acad. Sci. USSR (Sci. Math. Nat.) 1 (1937) 355–359.
- Johnson W.A., Mehl R.E. Reaction kinetics in processes of nucleation and growth. Trans. Amer. Inst. Min. Met., 1939, V. 135. P.416–452.
- Avrami M. Kinetics of phase change. III. Granulation, phase change and microstructure. J. Chem. Phys. 1941. V. 9. No 2. P. 177–184.
- J.B. Zeldovich, To the theory of forming of a new phase. Cavitation, JETP (rus) 12 (1942) 525–538.
- V.P. Skripov, Homogeneous nucleation in melts and amorphous films, In: Crystal growth and materials. North-Holland Publ. Co., Amsterdam, New-York, Oxford, (1977) 327–328.
- V.P. Koverda, N.M. Bogdanov, V.P. Skripov, Explosive crystallization of amorphous solids under intensive nucleation, J. Non-Cryst. Solids 74 (1985) 181–188.
- J.H. Hollomon, D. Turnbull, In: The solidification of metals and alloys. Amer. inst. min. and metallurg. engng. sympos. N. Y., 1951.
- Ishii K. Excess volume of vapor-deposited molecular glass and its change due to structural relaxation: studies of light interference in film samples / K. Ishii, H. Nakayama, T. Okamura, M. Yamamoto, T. Hosokawa // J. Phys. Chem. B. – 2003. – V. 107. – P. 876–881.
- McMillan J.A. Vitreous ice: irreversible transformations during warm up / J.A. McMillan, S.C. Los // Nature. – 1965. – V. 206. – No 4986. – P. 806–807.
- Hallbrucker A. Glass-liquid transition and the enthalpy of devitrification of annealed vapor-deposited amorphous solid water. A comparison with hyperquenched glassy water / A. Hallbrucker, E. Mayer, G.P. Johari // J. Phys. Chem. – 1989. – V. 93. – No 12. – P. 4986–4990.



УДК 536+552

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №3-14

О СУБЛИМИРОВАНИИ ПОРОД ЛИТОСФЕРЫ НАД ОЧАГАМИ БАЗИТОВЫХ РАСПЛАВОВ

Черепанова В.К.^{1,2}, Черепанов А.Н.²

¹ Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

² Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

АННОТАЦИЯ

Разработана нестационарная модель и алгоритм численно-аналитического решения уравнений конвективного тепломассопереноса при сублимации минералов в однородном газовом потоке. На основе модели исследовано влияние характеристик газового потока на динамику процесса. Полученные при решении задачи сублимирования пород литосферы значения времени полного «растворения» пленки конденсата, расхода и суммарной массы сублимированного вещества, переносимого магматическим флюидом по трещинам вмещающих пород, позволяют оценить масштабы эндогенного рудообразования, обусловленного сублимационным механизмом.

введение

Сублимирование (растворение в газовую фазу) базитовых и ультрабазитовых пород с образованием открытых полостей, проявлениями частичного плавления и отложения минералов из газовой фазы наиболее активно исследуется в толще литосферы над магматическими очагами [1, 2]. Когда горячий магматический флюид фильтруется от «источника» по порам и трещинам вмещающих пород, ранее отложившиеся на стенках минералы могут переходить в газовую фазу и захватываться потоком флюида, который будет перемещать их к более высоким горизонтам. В дальнейшем эти минералы могут вновь осаждаться на стенках трещин, образуя рудоотложения.

В этом контексте интерес представляет построение нестационарной математической модели, позволяющей получить количественные оценки процесса тепломассопереноса при сублимации минералов в однородном газовом потоке. Вообще говоря, аналогичный процесс наблюдается при испарении (сублимации) твердых металлорганических прекурсоров, что соответствует первому этапу процесса химического осаждения из паровой (газовой) фазы (CVD-технологии), и их дальнейшей транспортировке в зону осаждения. Поскольку в отношении сублимации металлорганических соединений имеется значительно большее количество фактических данных. нежели в отношении природных систем, предлагаемая модель была ранее успешно протестирована на процессе сублимации в CVD-технологии [3, 4]. В представленной работе этот подход используется для описания динамики неизотермической сублимации пород магматическими газами и оценки масштабов эндогенного рудообразования, обусловленного сублимационным механизмом.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ

Рассмотрим процесс сублимации летучего соединения из пленки газового конденсата на стенках плоских трещин во вмещающей породе в поток фильтрующегося магматического флюида. Будем считать, что трещины имеют форму плоских параллельных щелевых каналов, распределенных однородно в породе. Ширина канала много больше толщины пленки, так что ее изменением в процессе испарения летучего соединения можно пренебречь. Движущийся вдоль трещин флюид имеет постоянные средние по сечению канала значения скорости v_f и температуры T_f . Выберем систему декартовых координат (x, z) с осью x, проходящей через середину щели, и осью z, перпендикулярной ее стенкам. Направление оси x совпадает с направлением потока флюида (рис. 1).



Рис. 1. Схема расчетной области: z_s – координата фронта сублимации, z_k – координата контакта пленки и породы, z_0 – координата середины ячейки. 1 – флюид, 2 –пленка, 3 – вмещающая порода, v_f – скорость флюидопотока.

В силу принятого допущения об однородности распределения трещин и пленок рассмотрим процесс сублимации в полуячейке канала, образованной плоскостью, проходящей через ось *x* и через середину слоя вмещающей породы, разделяющего соседние каналы. Учитывая принятые допущения, систему уравнений и краевые условия, определяющие процесс сублимации, запишем в виде:

$$c_s \rho_s \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_s \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad z_s \le z \le z_k ,$$
 (1)

$$c_r \rho_r \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_r \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad z_k < z \le z_0,$$
 (2)

$$-\lambda_s \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_s(t)} = \alpha_s \left(T_f - T_s \right) - \kappa_s \dot{M} , \qquad (3)$$

$$\lambda_{s} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_{k}=0} = \lambda_{r} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_{k}=0}, \quad T \Big|_{z_{k}=0} = T \Big|_{z_{k}=0}, \quad (4)$$

$$\lambda_r \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_0} = 0, \qquad (5)$$

$$T\Big|_{t=0} = T_0, \quad z_s\Big|_{t=0} = z_{s_0}.$$
 (6)

Здесь T – температура, t – время, c_S , ρ_S , λ_S – теплоемкость, плотность и теплопроводность вещества пленки, c_r , ρ_r , λ_r – теплоемкость, плотность и теплопроводность породы, $z_s(t)$ – координата фронта сублимации, z_k – координата нижней поверхности пленки, z_0 – координата середины ячейки, z_{s0} – начальная координата фронта сублимации, $T_s(t)$ – температура на поверхности сублимации, T_0 – исходная температура пленки, α_s – коэффициент теплоотдачи от флюида к сублимации, $\dot{M} = \rho_s \dot{z}_s$ – массовая скорость сублимации вещества с единицы площади поверхности, точка означает производную по времени.

Уравнение (3) определяет баланс тепла на поверхности сублимации. Величина α_s определяется выражением

$$\alpha_s = \frac{\mathrm{Nu}\lambda_f}{4z_{s0}},$$

где λ_f – теплопроводность флюида, Nu – число Нуссельта. Здесь в качестве определяющего размера используется удвоенная ширина плоского канала [5].

К уравнениям (1) – (6) добавим соотношение, описывающее конвективный массообмен между флюидом и пленкой ($z = z_s$):

$$\dot{M} = \beta \mu_s C \, .$$

Здесь β – коэффициент конвективного массообмена, μ_s – молярная масса вещества пленки, $C = \frac{P_s}{RT_s}$ – молярная

концентрация паров вещества пленки, связанная с давлением насыщения P_s и температурой сублимации T_s . Считая, что в данном случае к парам вещества пленки применимо уравнение состояния идеального газа, из уравнения Клапейрона-Клаузиуса [6] получим следующее выражение:

$$C = \frac{P_T}{RT_s} \exp\left[-\frac{\kappa_{sm}}{R}\left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_T}\right)\right],$$

где R — универсальная газовая постоянная, P_T , T_T – давление и температура насыщения паров в тройной точке, κ_{sm} – молярная теплота сублимации ($\kappa_{sm} = \kappa_s \mu_s$).

Перейдем далее к безразмерным величинам, выбрав в качестве характерных параметров T_f , $\delta_0 = z_k - z_{s0}$, $t_0 = \delta_0^{-2}/a_s$, где $a_s = \lambda_s/(c_s\rho_s)$ – температуропроводность

вещества пленки. После преобразований из (1) – (6) получим:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2}, \quad H_s \le \xi \le H_k, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \overline{a}_r \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2}, \quad H_k < \xi \le H_0, \qquad (8)$$

$$-\frac{\partial \theta}{\partial \xi}\Big|_{H_s} = \operatorname{Bi}_{s}(1-\theta_s) - \operatorname{St}\dot{H}_s, \qquad (9)$$

$$\dot{H}_{s} = \frac{A}{\theta_{s}} \exp\left[-\overline{\kappa}_{sm}\left(\frac{1}{\theta_{s}} - \frac{1}{\theta_{T}}\right)\right], \quad (10)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi}\Big|_{H_{k}=0} = \overline{\lambda}_{r} \frac{\partial \theta}{\partial \xi}\Big|_{H_{k}=0}, \qquad \theta\Big|_{H_{k}=0} = \theta\Big|_{H_{k}=0}, \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{H_0} = 0 , \qquad (12)$$

$$\theta |_{\tau=0} = \theta_0, \quad H_s |_{\tau=0} = H_{s0}, \quad (13)$$

где $\theta = T/T_{f_5}$ $\xi = z/\delta_0$, $\tau = t/t_0$, $H_s = z_s/\delta_0$, $H_k = z_k/\delta_0$, $H_0 = z_0/\delta_0$, $\operatorname{Bi}_s = \overline{\delta}_0 \operatorname{Nu}\overline{\lambda}_f$ – число Био, $\operatorname{St} = \kappa_s / (c_s T_f)$ – число Стефана, $\overline{\delta}_0 = \delta_0 / (4z_{s0})$, $\overline{\kappa}_{sm} = \kappa_{sm} / (RT_f)$, $\overline{a}_r = a_r / a_s$, $\overline{\lambda}_r = \lambda_r / \lambda_s$, $\overline{\lambda}_f = \lambda_f / \lambda_s$.

В формулах (9) и (10) точка означает производную по безразмерному времени τ , $\dot{H}_s = \dot{z}_s \delta_0 / a_s$. Предэкспоненциальный множитель A в формуле (10) имеет следующий вид:

$$A = \text{ShLe}\overline{\delta}_0 \overline{\mu}_s \overline{\rho}_g \overline{P}_T$$
.

Здесь Le = D/a_s – число Льюиса, Sh = $4z_{s0}\beta/D$ – число Шервуда, D – коэффициент диффузии паров вещества пленки в потоке флюида, $\overline{\mu}_s = \mu_s/\mu_f$, $\overline{\rho}_f = \rho_f/\rho_s$, $\overline{P}_T = P_T/P_f$, $P_f = \rho_f RT_f/\mu_f$, ρ_f и μ_f – плотность и молярная масса флюида соответственно.

При решении задачи (7) – (13) использовался метод интегрального баланса [7], что позволило в результате перейти к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для определения положения фронта сублимации H_s и температуры поверхности сублимации θ_s и температуры на контакте пленки с породой θ_k :

$$\dot{\boldsymbol{\theta}}_{s} = f_{1}(\boldsymbol{\theta}_{s}, \boldsymbol{\theta}_{k}, \dot{\boldsymbol{\theta}}_{k}, \boldsymbol{H}_{s}, \boldsymbol{\dot{H}}_{s})$$
(14)

$$\dot{\boldsymbol{\theta}}_{k} = f_{2}(\boldsymbol{\theta}_{s}, \boldsymbol{\theta}_{k}, \dot{\boldsymbol{\theta}}_{s}, \boldsymbol{H}_{s}, \dot{\boldsymbol{H}}_{s})$$
(15)

$$\dot{H}_{s} = \frac{A}{\theta_{s}} \exp\left[-\overline{\kappa}_{sm}\left(\frac{1}{\theta_{s}} - \frac{1}{\theta_{T}}\right)\right]$$
(16)

$$\left. \boldsymbol{\theta}_{s} \right|_{\tau=0} = \boldsymbol{\theta}_{s0}, \qquad \left. \boldsymbol{\theta}_{k} \right|_{\tau=0} = \boldsymbol{\theta}_{k0}, \qquad \left. \boldsymbol{H}_{s} \right|_{\tau=0} = \boldsymbol{H}_{s0}.$$
(17)

Здесь функции f_1 и f_2 имеют следующий вид:

$$f_{1}(\theta_{s},\theta_{k},\theta_{k},H_{s},\dot{H}_{s}) = \frac{6a_{2}}{H_{k}-H_{s}}-\dot{H}_{s}(B_{2}(H_{k}-H_{s})-\theta_{k}+\theta_{s})-\dot{\theta}_{k}(H_{k}-H_{s})}{2(H_{k}-H_{s})\left(1+\frac{B_{1}}{4}(H_{k}-H_{s})\right)},$$

$$f_{2}(\theta_{s},\theta_{k},\theta_{s},H_{s},H_{s}) = \frac{\dot{\theta}_{s}\left(1+\frac{B_{1}}{2}(H_{k}-H_{s})\right)-\frac{3b_{1}\bar{a}_{r}\bar{\lambda}_{r}(H_{k}-H_{s})}{2(H_{0}-H_{k})^{3}}-\dot{H}_{s}\frac{\theta_{k}-\theta_{s}}{H_{k}-H_{s}}}{1+\frac{3\bar{\lambda}_{r}}{2}\frac{H_{k}-H_{s}}{H_{0}-H_{k}}}$$

rde $B_{1} = Bi_{s} - StA\frac{\theta_{s}-\bar{\kappa}_{sm}}{\theta_{s}}\exp\left[-\bar{\kappa}_{sm}\left(\frac{1}{\theta_{s}}-\frac{1}{\theta_{T}}\right)\right],$
 $B_{2} = Bi_{s}(1-\theta_{s}) - St\frac{A}{\theta_{s}}\exp\left[-\bar{\kappa}_{sm}\left(\frac{1}{\theta_{s}}-\frac{1}{\theta_{T}}\right)\right],$
 $a_{2} = \theta_{k}-\theta_{s}+B_{2}(H_{k}-H_{s}),$
 $b_{1} = \frac{2}{\bar{\lambda}_{r}}\frac{H_{0}-H_{k}}{H_{k}-H_{s}}\left(\theta_{k}-\theta_{s}+\frac{B_{2}}{2}(H_{k}-H_{s})\right).$

Система дифференциальных уравнений (14) – (16) решалась численно BDF-методом с начальными условиями (17).

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

К сожалению, процессы растворения (сублимации) базитовых и ультрабазитовых пород под воздействием магматических флюидов количественно исследованы весьма слабо. Имеющихся данных по теплофизическим и термодинамическим характеристикам таких соединений недостаточно. По этим причинам при расчетах были использованы средние для данного класса веществ значения параметров, соответствующие «разумным» диапазонам: $a_s = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_s = 3000 \text{ кг/м}^3$, $\overline{\kappa}_{sm} = 9.8$, $\overline{\mu}_s = 16$, $\overline{P}_T = 0.02$, $\theta_T = 0.8$, $\overline{\rho}_f = 0.02$, $\overline{\lambda}_r = 0.1$, $\overline{a}_r = 1$, $\overline{\lambda}_r = 1$, St = 0.2, Le = 1.

Поскольку недостаток фактических параметров не позволяет рассчитать величину числа Шервуда через коэффициент массообмена, то исходя из аналогии процессов тепло- и массообмена и считая поток флюида гидродинамически полностью стабилизированным, можно полагать, что Sh \approx Nu [8]. Число Нуссельта при предложенной постановке задачи можно задать в диапазоне Nu = 0,5 – 5. Численные эксперименты проводились при начальных условиях: $\delta_0 = 0,0001$ м, $z_{s0} = 0,001$ м, $z_0 = 0,002$ м $\theta_{s0} = 0.4$, $\theta_{k0} = 0.39$.

Результаты расчетов для некоторых основных динамических параметров приведены на рис. 2 - 6. В качестве примера рассмотрим три варианта со значениями чисел Шервуда и Нуссельта: Nu = Sh = 0,5, что соответствует малым коэффициентам теплоотдачи и массообмена, Nu = Sh = 1,5 и Nu = Sh = 3 при более интенсивном тепломассообмене. Счет велся до момента полного испарения (сублимации) пленки.

На рис. 2 можно увидеть, как меняется безразмерная толщина пленки $\Delta = H_k - H_s$ со временем при различной интенсивности тепло- и массообмена. Общий характер кривых при этом не зависит от чисел Шервуда и Нуссельта, однако длительность процесса сублимации существенно меняется.



Рис. 2. Изменение безразмерной толщины пленки со временем при 1 - Nu = Sh = 0,5, 2 - Nu = Sh = 1,5, 3 - Nu = Sh = 3.

Зависимость времени полного «испарения» пленки от интенсивности конвективного тепломассообмена иллюстрирует рис. 3. Увеличение чисел Шервуда и Нуссельта в 10 раз (0,5 – 5) приводит к уменьшению времени полного испарения пленки на порядок.



Рис. 3. Зависимость времени полного «растворения» пленки газового конденсата толщиной 0,1 мм от критерия Sh.

При этом зависимость массовой скорости сублимации от числа Нуссельта (и соответственно, Шервуда), характеризующих интенсивность конвективного тепломассообмена, имеет линейный характер (рис. 4):



Рис. 4. Зависимость массовой скорости сублимации от числа Nu=Sh.

Следующие графики иллюстрируют зависимость линейной (рис. 5) и массовой (рис. 6) скоростей сублимации от температуры пленки. Кривые, построенные в полулогарифмическом масштабе при трех значениях чисел Нуссельта и Шервуда, являются эквидистантными. Это можно рассматривать как аргумент в пользу критериального описания сублимационных процессов в природных условиях.



Рис. 5. Изменение скорости сублимации в зависимости от безразмерной температуры при 1 – Nu = Sh = 0,5, 2 – Nu = Sh = 1,5, 3 – Nu = Sh = 3.



Рис. 6. Значения массовой скорости сублимации в зависимости от безразмерной температуры при 1 – Nu = Sh = 0,5, 2 – Nu = Sh = 1,5, 3 – Nu = Sh = 3.

Таким образом, количественные оценки времени полного «испарения» пленки газового конденсата и массовой скорости сублимации позволяют определить расход и суммарную массу сублимированного вещества, захватываемого потоком флюида. Построенные по результатам расчетов графики свидетельствует о том, что на сублимацию существенным образом влияют коэффициенты конвективной теплоотдачи и массообмена. Однако их значения зачастую можно определить только по порядку величины, поэтому использование при моделировании данного процесса безразмерных величин, оценка влияния различных параметров через критерии, представляется наиболее оптимальным методом исследования сублимации в недрах земли.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена нестационарная модель и алгоритм численно-аналитического решения уравнений конвективного тепломассопереноса при сублимации минералов в однородном газовом потоке. Решение задачи динамики сублимирования пород литосферы в безразмерных величинах дает возможность проанализировать влияние критериев Нуссельта и Шервуда, характеризующих интенсивность конвективного тепломассообмена, на температуру, толщину пленки газового конденсата, линейную и массовую скорости сублимации. Полученные значения времени полного «растворения» пленки конденсата, расхода и суммарной массы сублимированного вещества, переносимого магматическим флюидом по трещинам вмещающих пород, позволяют оценить масштабы эндогенного рудообразования, обусловленного сублимационным механизмом. Анализ полученных результатов показывает, что «геологические» времена протекания процесса сублимации весьма непродолжительны.

Список литературы:

- Ащепков И.В. Глубинные ксенолиты Байкальского рифта. Новосибирск: Наука, 1991. 157 с.
- Добрецов Н.Л., Ащепков И.В., Симонов В.А., Жмодик С.М. Взаимодействие пород верхней мантии с глубинными флюидами и расплавами в Байкальской рифтовой зоне // Геология и геофизика. 1992. № 5. С. 3 – 21.
- Черепанов А.Н., Шапеев В.П., Семин Л.Г., Черепанова В.К., Игуменов И.К., Михеев А.Н., Гельфонд Н.В., Морозова Н.Б. Квазиодномерная модель тепломассопереноса при сублимации пластины молекулярного кристалла в плоском канале // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 4. С. 109 – 115.
- Черепанова В.К. Математическая модель процесса сублимации металлорганических соединений в потоке инертного газа // Доклады АН ВШ РФ. 2011. № 1(16). С. 41 – 53.
- Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия. 1977. 344 с.
- Матвеев А.Н. Молекулярная физика. М.: Высшая школа, 1981. 400с.
- Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырный П.И. Вычислительные методы. М.: Наука, 1976. 237 с.
- Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970. 649 с.
- Шарапов В.Н., Черепанов А.Н., Акимцев В.А., Черепанова В.К. Модель динамики сублимирования пород литосферы над очагами базитовых расплавов // Доклады АН. 2002. Т. 385. № 4. С. 533 – 536.



УДК 536.248

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-3-15

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ

Чернявский А.Н., Павленко А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Построена математическая модель, позволяющая определять времена ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении. Выполнено численное моделирование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкого азота. Проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания от плотности теплового потока при различных входных числах Рейнольдса. В области высоких тепловых потоков расчетные зависимости практически идентичны при всех рассмотренных степенях орошения. В области низких тепловых потоков наблюдается расхождение расчетных кривых, которое может быть объяснено существенностью вклада испарения в картину теплообмена при данных параметрах задачи. Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Стекающие пленки жидкости характеризуются высокой степенью интенсивности процессов теплообмена, благодаря чему широко применяются в различных технологических установках и аппаратах: системах термостабилизации, криогенных аппаратах, малоинерционных теплообменниках-дозаторах, устройствах для охлаждения высоко-температурных сверхпроводников.

Течение жидкости по вертикальной поверхности неизбежно сопровождается развитием волновых возмущений на свободной поверхности пленки, вносящих существенный вклад в процессы теплообмена и развития кризисных явлений [1–5].

Область высокоэффективного теплообмена при пленочном течении жидкости ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения.

Достижение критического теплового потока приводит к распаду пленочного течения, образованию крупномасштабных несмоченных зон, снижению интенсивности теплоотдачи, и, как следствие, резкому росту температуры теплоотдающей поверхности, что может привести к разрушению тепловыделяющего элемента.

Умение рассчитывать критические тепловые потоки и продолжительность стадии высокоэффективного теплообмена до развития кризисных явлений для заданной системы необходимо для проектирования стабильно работающих теплообменных устройств. Время наступления кризиса и конкретный сценарий распада пленочного течения характеризуются соотношением таких параметров как время ожидания вскипания и время полного локального испарения стекающей пленки жидкости. Данные величины определяют максимальные времена воздействия критических тепловых потоков на волновую пленку при заданной степени орошения.

Таким образом, построение математической модели, позволяющей рассчитывать времена ожидания вскипания для теплообменных пленочных систем, является актуальной задачей, решение которой может найти применение в инженерной практике.

На сегодняшний день существует большое количество работ, посвященных моделированию процесса волнообразования в условиях пленочного течения жидкости и исследованию влияния волнового движения на развитие процессов теплообмена и диффузии. Однако исследований, посвященных моделированию процессов теплообмена в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении, ранее другими авторами проводилось.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

2.1. Гидродинамическая модель

В рамках данной работы моделирование проводилось в двумерной расчетной области. Ось абсцисс направлена вдоль вертикальной стенки, по которой происходит стекание, вниз по течению пленки. Ось ординат ортогональна оси абсцисс и направлена от поверхности стенки к свободной поверхности пленки. Естественными границами расчетной области по оси ординат являются вертикальная поверхность, по которой происходит стекание и свободная поверхность пленки жидкости. В качестве границ расчетной области по оси абсцисс выбраны участок пленки, на котором реализуется первое возмущение (выше данного участка пленка считается безволновой) и участок пленки, отстоящий от первой границы на расстояние, достаточное для завершения процесса волнообразования и реализации течения с устоявшимися волновыми характеристиками.

Для описания процессов течения жидкости и эволюции профиля волновой поверхности в рамках данной работы использовалась двумерная гидродинамическая модель Капицы-Шкадова [6]:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{h} \right) = -\frac{3vQ}{h^2} + gh + \frac{\sigma}{\rho} h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0,$$
(2)

$$u = \frac{3Q}{h} \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right),\tag{3}$$

$$v = -\int_{0}^{y} \frac{\partial u}{\partial x} dy.$$
(4)

Метод описания течения жидкости посредством интегральной характеристики, расхода Q, позволяет исключить зависимость от ординаты и свести задачу к псевдо-одномерной. Компоненты скорости во всей расчетной области могут быть вычислены из h и Q посредством (3) и (4). Дополненная начальными и граничными условиями система уравнений (1 - 4) позволяет рассчитывать динамику течения и эволюцию профиля поверхности во времени в двумерной расчетной области.

Возмущения на «входе» расчетного участка будем задавать путем введения добавки к расходу невозмущенной пленки при условии сохранения невозмущенной толщины:

$$h|_{x=0} = h_0 = \left(\frac{3}{4} \frac{v^2}{g} \operatorname{Re}_{in}\right)^{1/3},$$
 (5)

$$Q_0 = \frac{gh_0^3}{3v} = \frac{v}{4} \operatorname{Re}_{in},$$
 (6)

$$Q|_{x=0} = Q_0 + A_Q \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \sin(\omega t + \varphi) d\omega, \varphi \in [0; 2\pi], \qquad (7)$$

$$A_Q = \frac{Q_0 R}{N}.$$
(8)

Величины h_0 и Q_0 , заданные выражениями (5) и (6), также являются начальными условиями. Другими словами, в начальный момент времени пленка полагается безволновой, а ее толщина и расход – постоянными, определяющимися условиями задачи. Интегральная добавка в выражении (7) задает малые возмущения, амплитуда которых характеризуется параметром A_Q , имеющим вид (8), где N – нормировочный параметр, задаваемый таким образом, чтобы результат деления результата интегрирования в (7) на N лежал в пределах [-1;1], а R – относительная амплитуда возмущений. Ширина спектра возмущений задается параметром ω_0 . Фаза смещения φ является случайной величиной, равномерно распределенной на отрезке [0;2 π].

В качестве граничных условий на «выходе» расчетного участка положим равенство нулю первых пространственных производных расхода и толщины пленки.

2.2. Тепловая модель

Цель настоящей тепловой задачи – определение полей температуры в пленке жидкости и расчет времени ожидания вскипания в зависимости от плотностей теплового потока, инерционности нагревательной поверхности и входных чисел Рейнольдса. Расчет перечисленных выше величин производится путем решения в пленке жидкости не-стационарного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \tag{9}$$

На «входе» расчетной области, а также на свободной поверхности пленки, температура полагается равной температуре насыщения жидкости. На «выходе» расчетной области первая производная температуры по продольной координате полагается равной нулю. На нагревательной поверхности используется граничное условие

$$\frac{\partial T}{\partial y}\Big|_{y=0} = -\frac{q(t,x)}{\lambda} + \frac{\delta_h C_h \rho_h}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}\Big|_{y=0}.$$
 (10)

учитывающее закон тепловыделения в модели и тепловую инерционность нагревательного элемента. В начальный момент времени температура жидкости также полагается равной температуре насыщения.

В естественных переменных, границы расчетной области не являются постоянными в силу нестационарнсти свободной поверхности. Для разрешения данной проблемы использовалось преобразование координат

$$\eta(t, x, y) = \frac{y}{h(t, x)},\tag{11}$$

переводящее расчетную область в прямоугольную.

После преобразования координат уравнение (9) и граничное условие (10) принимают вид (12) и (13) соответственно:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{h} \left[v - \eta \frac{\partial h}{\partial t} - u\eta \frac{\partial h}{\partial x} - 2a \frac{\eta}{h} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + a\eta \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right] \frac{\partial T}{\partial \eta} = (12)$$
$$= a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - 2a \frac{\eta}{h} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial \eta} + \frac{a}{h^2} \left[1 + \eta^2 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2},$$
$$\frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = -h \frac{q(t,x)}{\lambda} + h \frac{\delta_h C_h \rho_h}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{\eta=0}, \qquad (13)$$

а граничные условия на «входе», «выходе» и свободной поверхности пленки, а также начальное условие сохранят прежний вид.

С целью учета испарения со свободной поверхности, уравнение (2) модифицируется следующим образом:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{\lambda}{L\rho} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{\eta=1} + \frac{\lambda}{L\rho} \frac{1}{h} \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1}.$$
 (14)

2.3. Принципы численного моделирования

Решение системы уравнений (1), (12) и (14) осуществлялось методом конечных разностей с итерациями на каждом временном шаге. Более подробно методика решения данной системы уравнений описана в работе [7].

2.4. Закон тепловыделения в модели

При проведении моделирования были использованы параметры нагревательной поверхности и закон тепловыделения (15), соответствующие экспериментальному участку в работе [1].

$$q(t) = \begin{cases} q_0 \cdot \frac{t}{\tau_0}, t < \tau_0 \\ q_0, t \ge \tau_0 \end{cases}.$$
 (15)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

3.1. Расчетный профиль пленки

В рамках представленной математической постановки было проведено моделирование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкого азота. Характерный вид волновых возмущений на поверхности пленки жидкости в адиабатических условиях представлен на рис. 1.



Анализ расчетных данных показывает, что представленная математическая постановка позволяет моделировать как волны большой амплитуды, так и мелкую капиллярную рябь. Подробное исследование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкости и эволюция амплитудно-частотных характеристик волновых возмущений проведены в работах

3.2. Расчетный профиль пленки

[8] и [9].

В рамках данной работы был проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкого азота от плотности теплового потока при различных входных числах Рейнольдса.

Время ожидания вскипания определялось как минимальное время достижения нагревательной поверхностью заданного перегрева. В рамках данной работы использовались два пороговых значения перегрева для жидкого азота при атмосферном давлении: $\Delta T=26$ K, соответствующее 95%, и $\Delta T=32$ K, соответствующее 100% вероятностям вскипания в условиях гомогенной нуклеации. Достижение реальных температур вскипания в указанном диапазоне определяется степенью чистоты жидкости (наличием готовых центров парообразования) и шероховатостью теплоотдающей поверхности.

В области высоких тепловых потоков расчетные зависимости практически идентичны для всех рассмотренных входных чисел Рейнольдса, что свидетельствует о слабом влиянии интенсивности орошения нагревательной поверхности на время ожидания вскипания в данном диапазоне тепловых нагрузок. В области низких тепловых потоков наблюдается расхождение расчетных кривых, которое может быть объяснено существенностью вклада испарения в картину теплообмена при данных параметрах задачи (рис. 2).



Рис. 2. Расчетные времена ожидания вскипания, $\Delta T=26K: 1 - Re_{in}=38; 2 - Re_{in}=230; 3 - Re_{in}=630.$

3.3. Сравнение с экспериментальными данными

Также в рамках данной работы было выполнено сравнение расчетных времен ожидания вскипания с экспериментальными данными [1]. Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента как в области низких, так и в области высоких тепловых потоков (рис. 3).



Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных времен ожидания вскипания, Re_{in}=230: 1 — Эксперимент; 2 — ΔT =26K; 3 — ΔT =32K.

3.4. Подавление вскипания

В рамках представленной математической модели был проведен расчет зависимости плотности теплового потока подавления вскипания от входного числа Рейнольдса (рис. 4).



Рис. 4. Расчетные плотности тепловых потоков подавления вскипания.

Представленная кривая делит пространство параметров (Re_{in} ; q) на две области: область I соответствует подавлению вскипания, область II - развитию кипения в стекающей пленке жидкости.

В условиях подавления вскипания, распад пленочного течения может осуществляться посредством развития полного локального испарения пленки жидкости. Реализация данного сценария распада пленочного течения возможна при развитии интенсивного испарения со свободной поверхности пленки, а, сле-

Список литературы:

- 1. Павленко А.Н., Суртаев А.С., Мацех А.М. Переходные процессы в стекающих пленках жидкости при не-стационарном тепловыделении // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 905–916.
- Pavlenko A.N., Surtaev A.S. and Chernyavskii A.N. Breakdown of a falling wave liquid film during nonsta-tionary heat release // Heat Transfer Research. 2008. V. 39. N 6. P. 509–517.
- Pavlenko A.N., Surtaev A.S., Chernyavski A.N. and Volodin O.A. Liquid decay and metastable regular structures in the falling films at nostationary heat release // Heat Transfer Research. 2009. V. 40. N 1. P. 17– 29.
- Суртаев А.С., Павленко А.Н. Кризисные явления в стекающих пленках жидкости при периодически изменяющейся тепловой нагрузке // Теплофизика и Аэромеханика. 2009. Т. 16. № 3. С. 485– 496.

довательно, при достаточных значениях плотностей теплового потока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была представлена математическая модель, позволяющая проводить расчет профиля волновой поверхности, полей скорости, температуры, и определять времена ожидания вскипания в стекающих пленках жидкости в условиях нестационарного тепловыделения.

В рамках упомянутой выше модели, был проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания от плотности теплового потока в стекающих пленках жидкого азота при различных входных числах Рейнольдса.

Результаты численного моделирования демонстрируют отсутствие влияния степени орошения нагревательной поверхности на времена ожидания вскипания в области высоких тепловых потоков.

В области низких тепловых потоков расчетные времена ожидания вскипания в существенной мере зависят от входного числа Рейнольдса, что говорит о существенном влиянии испарения со свободной поверхности на процесс нестационарного теплообмена в данном диапазоне тепловых нагрузок.

Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными во всем рассмотренном диапазоне плотностей тепловых потоков.

Представленная математическая модель позволяет осуществлять расчет плотностей тепловых потоков подавления вскипания для заданных входных чисел Рейнольдса.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы интеграционных проектов СО РАН (проект №2).

- Surtaev A.S., Pavlenko A.N. Development of crisis phenomena in falling wavy liquid films at nonstationary heat release // Microgravity Science and Technology. 2010. V. 22. N 2. P. 215–221.
- Шкадов В.Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 43–51.
- 7. Чернявский А.Н. Расчет параметров распада волнового пленочного течения при нестационарном тепловыделении // Теплофизика и Аэромеханика. 2014. Т. 20. № 1. С. 59–66.
- Чернявский А.Н., Павленко А.Н. Численное моделирование процесса волнообразования в стекающих пленках жидкости // Теплофизика и Аэромеханика. 2011. Т. 18. № 3. С. 441–448.
- Чернявский А.Н., Павленко А.Н. Исследование эволюции амплитудно-частотных характеристик волно-вых возмущений в стекающих пленках жидкости // Вестник НГУ: Физика. 2011. Т. 6. № 3. С. 40–48.

СЕКЦИЯ 4

Волновая механика газожидкостных систем и многофазные течения





УДК 533.6.011.55

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-4-01

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗВРАЩАЕМЫХ АППАРАТОВ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Адамов Н.П., Харитонов А.М., Часовников Е.А

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения РАН (ИТПМ СО РАН), 630090, Россия, Новосибирск, ул. Академика Ржанова, 4/1

введение

При полёте летательных аппаратов (ЛА) в плотных слоях атмосферы под воздействием возмущающих факторов возникают колебательные формы движения относительно центра масс. Изменения амплитуды колебаний ЛА определяется его динамической устойчивостью, которая характеризует параметры траектории. Для обеспечения безопасного движения ЛА необходимо знание вращательных производных, и, прежде всего, продольного демпфирования $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$. Поэтому вот уже полвека в различных аэродинамических центрах численно и экспериментально изучаются динамические характеристики различных конфигураций моделей возвращаемых аппаратов [1÷14]. В этих работах достаточно полно излагаются теоретические основы и методы определения аэродинамических производных при дозвуковых и трансзвуковых скоростях. При этом преобладающее число исследований посвящено численным методам моделирования демпфирующих характеристик коротких затупленных конических тел с углом полураствора более 45°. При сверх и гиперзвуковых скоростях поведение демпфирующих характеристик имеет свою специфику, так как структура обтекания характеризуется формой и расположением скачков уплотнения. Поэтому изменение какого-либо из параметров (например, амплитуды колебаний) может привести к изменению структуры обтекания, а, следовательно, к изменению аэродинамических характеристик несущей поверхности. Следует отметить, что публикации по нестационарной аэродинамике при сверх и гиперзвуковых скоростях весьма ограничены, и главным образом посвящены теоретическому определению нестационарных аэродинамических характеристик тел, движущихся в атмосфере Земли и колеблющихся с малой амплитудой около нулевого угла атаки. С целью совершенствования методов численного моделирования и их валидации актуально получение экспериментальных данных по динамическим характеристикам моделей конических тел, особенно при гиперзвуковых скоростях потока. При этом целесообразно воспользоваться моделью кругового конуса. Во-первых, потому, что подобная конфигурация удовлетворяет требованиям моделирования практически любыми численными алгоритмами. Вовторых, острые конуса динамически обычно более устойчивы. Для валидации расчётных методов, измерительные устройства должны обеспечивать более высокую точность измерений.

Измерение демпфирующих характеристик моделей возвращаемых из космоса аппаратов (ВА) при гиперзвуковых скоростях связано с большими трудностями, обусловленными малым демпфированием моделей, большим лобовым сопротивлением. Критический анализ возможностей различных методов определения демпфирующих характеристик моделей ВА показал, что наиболее перспективным является метод свободных колебаний [11 – 15]. Поэтому в данной работе выбран метод вращательных колебаний на подшипниках качения [13, 15]. Следует отметить, что возвращаемые космические аппараты имеют большое лобовое сопротивление, вследствие чего потеря энергии от момента сил трения в подшипниках соизмерима с работой аэродинамического демпфирующего момента. Поэтому момент сил трения необходимо учитывать при определении продольного демпфирования.

В ряде случаев необходимы также знания характеристик динамической устойчивости отделяемых головных блоков с системой аварийного спасения.

В этой связи ниже представлены результаты экспериментального исследования демпфирующих моментов тангажа моделей кругового конуса с целью валидации развиваемых методов расчёта нестационарного обтекания, выявлению режимов потери статической и динамической устойчивости модели перспективного возвращаемого аппарата (ВА) и модели отделяемых головных блоков с системой аварийного спасения (ОГБ САС) при числах Маха М= 2, 4, 6. Приводится описание моделей, условий испытаний и методики определения продольного демпфирования моделей на установке свободных колебаний с подшипниками качения.

1. МОДЕЛИ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе периодического действия Т-313 Института теоретической и прикладной механики СО РАН, которая является трубой периодического действия с размером рабочей части 0,6 × 0,6 м [16]. Для определения характеристик аэродинамического демпфирования была разработана специальная установка с подшипниками качения, обеспечивающая свободные колебания моделей.

Рис. 1 демонстрирует установку свободных колебаний, на которой в саблевидной подвеске " α "- механизма трубы, обеспечивающей возможность изменения угла атаки в пределах -4 ÷ +22° (с точностью ± 1,5'), установлена модель конуса. На конце державки неподвижно закреплен узел колебаний, в который вмонтированы подшипники качения, обеспечивающие перемещения модели относительно оси вращения. Система фиксации и освобождения модели состоит из пневмоцилиндра, закрепленного на донной державке, и арретира. Шток пневмоцилиндра перемещает арретир в переднее положение и фиксирует модель. После выхода трубы на рабочий режим шток пневмоцилиндра переводится в заднее положение, освобождая модель. Когда модель выходит на балансировочный угол атаки шток пневмоцилиндра переводится в переднее положение.



Рис. 1. Общий вид установки свободных колебаний.

Геометрические параметры модели конуса с углом полураствора 20° составляли: характерная площадь $S=0,0171 \text{ м}^2$, характерная длина l=0,2015 м. Ось вращения модели располагалась на расстоянии $X_T = 111 \text{ мм}$ от носика конуса ($\overline{x}_T = x_T / l = 0,55$, $\overline{y}_T = y_T / l = 0$).

Модель ВА общий вид которой представлен на рис. 2 представляет собой капсулу в виде сферического лобового щита с обратной конической поверхностью и с характерной площадью $S=0,0183 \text{m}^2$ и характерной длиной l=0,135 m. Модель в масштабе 1:29 имеет два варианта положения оси вращения. Вариант № 1: $X_T = 88,8 \text{ мм}$, $Y_T = -5,4 \text{ мм}$. и вариант № 2: $X_T = 88,8 \text{ мм}$, $Y_T = -8,1 \text{ мм}$. Координата X_T отсчитывается от концевого шпангоута к вершине модели. Установка свободных колеба-



ний принципиально аналогична приведённой выше.

Рис. 2 Модель ВА

Общий вид модели ОГБ САС в масштабе 1:30 представлены на рис. 3. Модель состоит из цилиндрического головного блока с двумя рядами сопел, который крепится к переходному конусу, сопряжённому с конусом и сферической тыльной частью. Характерные площадь и длина модели соответственно составляют $S=0,01705 \text{ м}^2$, l=0,5208 м.



Рис.3 Общий вид модели ОГБ САС

На цилиндрической части державки установлена направляющая, на которой посредством конического переходника крепится сменная втулка со встроенными перпендикулярно к оси модели подшипниками качения. По направляющей движется арретир, который фиксируют модели во время запуска и остановки трубы. Арретир перемещается по направляющей электродвигателем при помощи ходового винта.

Настройка установки свободных колебаний и отладка всех механизмов и систем проводилась на градуировочном стенде (рис. 4), позволяющем реализовать метод физического маятника с регистрацией углового положения модели при помощи лазерной указки.



Рис. 4 Общий вид стенда свободных колебаний в T-313 Основной целью испытаний на градуировочном стенде являлась уменьшение трения в подшипниковом узле вращения до приемлемого уровня. Для этого измерялась огибающая амплитуд колебаний модели и при помощи специального метода определялся приведенный коэффициент трения подшипников качения f*. Испытания показали, что момент трения с хорошей точностью может быть смоделирован функцией,

$$\mathbf{M}_{mp} = \left[-R f_* \frac{d}{2}\right] \operatorname{sgn}(\dot{\vartheta})$$

где R – сила реакции в подшипниках; ϑ – угол тангажа; d – диаметр цапфы подшипника.

В результате градуировочных испытаний модели ВА удалось довести уровень сухого трения в подшипниках до величины $f^*=0,001 \div 0,002$, что соответствует паспортным данным применяемых подшипников[17]. Результаты измерений огибающей амплитуд колебаний модели на градуировочном стенде приведены на рис. 5.

Определение угла тангажа модели в T-313 осуществлялось посредством обработки результатов съемки колебаний модели цифровой видеокамерой через теневой прибор ИАБ-451. Ниже кратко описывается методика обработки цифровых изображений и определения угла тангажа на примере конуса.



На рис. ба приведен видеокадр, полученный при колебаниях конуса в рабочей части трубы. Алгоритм обработки изображений был реализован в программной среде Matlab и заключается в определении перепада яркости (границы объектов). Затем с использованием известного в теории обработки цифровых изображений преобразования Хафа [24] выделяются прямолинейные образующие конуса (рис. 6б). И, наконец, производится линейная аппроксимация прямолинейных образующих с помощью метода наименьших квадратов с определением угла наклона последних.



Обработка видеограмм при различных числах Маха в статических испытаниях и без потока показала, что зависимость углов наклона образующих конуса от трубного угла атаки α_{mp} линейна. Однако, измеренный угол

раствора конуса $2\Theta_{uxm}$ заметно отличается от истинного $2\Theta_k = 40,125^\circ$, что в наибольшей степени проявляется в потоке. Поэтому угол атаки конуса определялся по обеим образующим: $\alpha_{mp} = (\vartheta_e + \vartheta_u)/2$, где *в* – верхняя поверхность конуса, *н* – нижняя поверхность конуса.

С целью частичной компенсации оптических искажений определялась градуировочная характеристика теневого прибора без потока, в виде зависимости истинного угла атаки от измеренного. С учетом градуировочной характеристики при числах Maxa M= 2, 4, 6 обрабатывались изображения конуса при весовых испытаниях и строились графики зависимостей погрешностей определения угла тангажа от истинного угла атаки, которые оказались линейными. Погрешности рассчитывались по формуле $\Delta \alpha_{_{u_{3M}}} = \alpha_{_{u_{3M}}} - \alpha_{_{ucm}}$, где $\alpha_{_{u_{3M}}}$ определялся с учетом градуировочной характеристики. Погрешности пропорциональны углу атаки. Можно показать, что указанные систематические погрешности не скажутся на точности определения декремента затухания и частоты колебаний, а, следовательно, и аэродинамических производных.

На рис. 7 представлены среднеквадратические погрешности определения угла тангажа, полученные путем обработки 50 кадров при наличии потока в рабочей части аэродинамической трубы. Видно, что доверительные интервалы определения угла тангажа при доверительной вероятности $P=0.95 (\pm 2\sigma)$ не превышают $\pm 0.02^{\circ}$.



Кроме рассмотренных выше погрешностей возникают динамические погрешности, обусловленные конечным временем экспозиции кадра видеокамеры, равным $\Delta t = 0,00002$ с. Можно полагать, что максимальные динамические погрешности будут соизмеримы с угловым перемещением модели за время экспозиции при максимальных скоростях движения модели (вблизи нулевого угла атаки) $\Delta \upsilon \approx 0,018^\circ$. На огибающих амплитуд колебаний, где угловая скорость движения модели равна нулю, динамические погрешности будут пренебрежимо малыми.

Момент инерции моделей *IZ* относительно оси вращения определялся расчетом по программе «Solid Works». Испытания модели проводились при числах Маха M= 2, 4, 6, при этом значения числа Рейнольдса находились в интервале Re= $(2,5 \div 4,0) \times 10^6$. Отклонение модели от балансировочных углов атаки осуществлялось в сторону отрицательных углов с начальной амплитудой $\Theta_0 \approx 2,0 \div 5,5^\circ$.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Уравнение движения модели на подшипниках качения в аэродинамической трубе имеет вид:

$$I_{z}\ddot{\vartheta} + \left[-(m_{z}^{\bar{\omega}_{z}} + m_{z}^{\bar{\alpha}})\frac{qSl^{2}}{V} \right]\dot{\vartheta} + \left(-m_{z}^{\alpha}qSl \right)\vartheta - M_{mp} = 0$$

где $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}$ – комплекс аэродинамических производных демпфирования [10], V – скорость потока в рабочей части, q – скоростной напор, m_z^{α} – производная коэффициента момента тангажа по углу атаки (аэродинамическая производная $m_z^{\bar{\omega}_z}$ не учитывается ввиду ее малости).

Уравнение движения нелинейно, т.к. момент трения *Мтр* нелинейно зависит от $\dot{\vartheta}$. Однако величина его мала, что позволяет использовать для решения уравнения приближенные аналитические методы [23]. При этом хорошую точность обеспечивает решение первого приближения, которое получается достаточно простым. Это позволяет решать обратную задачу, т.е. по известному решению $\vartheta(t)$ находить неизвестные параметры уравнения. В рамках первого приближения решение уравнения имеет вид:

$$\vartheta = \Theta \cos \omega_0 t$$

где Θ – огибающая амплитуда, $\omega_0 = \sqrt{-\frac{m_z^{\alpha} qSl}{I_z}}$

частота собственных колебаний.

Изменение амплитуды Θ описывается уравнением

$$\frac{d\Theta}{dt} = -n\Theta - k_{mp},$$

где $n = \frac{-(m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}})qSl^2}{2I_z V}$ – декремент аэродинамическо-

го демпфирования, $k_{mp} = \frac{Rdf_*}{\pi I_z \omega_0}$.

Решение последнего уравнения описывается функцией [11]:

$$\Theta(t) = (\Theta_0 + \frac{k_{mp}}{n})\exp(-nt) - \frac{k_{mp}}{n}$$
(1)

Сущность используемого метода определения аэродинамических производных заключается в следующем. Реализация переходного процесса $\vartheta(t)$ разбивается на небольшие временные отрезки (N= 1 – 2 периода колебаний). Затем переходный процесс на каждом временном отрезке аппроксимируется решением уравнения движения линейного осциллятора с затуханием

$$\vartheta = \vartheta_0 + \Delta \vartheta \exp(-nt)\cos(\omega t + \phi)$$

и определяются неизвестные параметры ϑ_0 , $\Delta \vartheta$, n, ω , ϕ .

После этого рассчитываются огибающие амплитуды переходного процесса $\Theta(t)$. По этой методике обрабатывается весь переходный процесс.



Рис.8 Переходный процесс при M= 6, 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация

Полученные угловые скорости ω осредняются и рассчитываются статические производные ($\omega \approx \omega_0$):

$$m_z^{\alpha} = -\frac{\omega^2 I_z}{qSl} \tag{2}$$

Вращательные производные рассчитываются по формуле:

$$m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}} = -2I_z n \frac{V}{qSl^2} \quad (3)$$

Декремент затухания определяется посредством аппроксимации методом наименьших квадратов огибающих амплитуд $\Theta(t)$ зависимостью (1). Пример такой аппроксимации показан на рис. 9.



Рис. 9 Огибающие амплитуд переходного процесса при M= 6: 1 – эксперимент, 2 – аппроксимация

Результаты многократных измерений (13 реализаций) при M = 4 показали, что среднеквадратические отклонения для аэродинамических производных равны:

$$\sigma(m_z^{\alpha}) = 0,003, \qquad \sigma(m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\dot{\alpha}}) = 0,01.$$

Доверительные интервалы (при нормальном законе распределения и доверительной вероятности *P*= 0,95) составляют соответственно:

$$\pm 2\sigma(m_z^{\alpha}) = \pm 0,006, \qquad \pm 2\sigma(m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}) = \pm 0,02.$$

Относительные погрешности определения аэродинамических производных не превышают 2 % для m_z^{α} и 7 % для $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИНАМИЧЕ-СКИХ ИСПЫТАНИЙ

Обработка результатов весовых испытаний в исследованном диапазоне чисел М позволила определить значения статических производных для всех трёх моделей, которые согласуются с аэродинамическими производными, полученными при динамических испытаниях, что подтверждает достоверность коэффициентов демпфирования исследуемых моделей.

Коэффициенты вращательных производных конуса

В таблице 1 (Приложение 1) приведены аэродинамические производные модели, измеренные в процессе весовых и динамических испытаний модели конуса, а также приведенная частота колебаний ($\overline{\omega} = \omega l/V$) во всём диапазоне скоростей. На рис. 10 в качестве примера приведены переходные процессы угла тангажа конуса по времени для чисел M=2 и 4, полученные на установке свободных колебаний.



Рис. 10. Переходные процессы угла тангажа: а) M=2; б) M=4

На рис.11 приведены измеренные аэродинамические производные конуса для нормальной силы c_y^{α} и момента тангажа m_z^{α} , которые сопоставляются с расчётом по трём методам: по линейной теории, по ударной теории Ньютона и с использованием вычислительного пакета Fluent. В программе Fluent решаются трёхмерные уравнения Навье-Стокса с использованием модели турбулентности k- ω SST. При этом решение строилось методом установления, с использованием явной разностной схемы второго порядка точности аппроксимации по пространству для расчета параметров потока и первого порядка для расчета параметров турбулентности.



Рис. 11. Коэффициенты производных нормальной силы $c_y^{\alpha} u$ момента тангажа m_z^{α} от числа Маха: крестики - весовой эксперимент при двух значениях числа Re; светлые символы - динамический эксперимент при двух значениях числа Re; 3– расчет по линейной теории; 4– расчет по ударной теории Ньютона; 5– численный расчет по программе Fluent.

Сопоставление производных, полученных в статическом и динамическом экспериментах, (таблица № 1, рис. 11), показывает, что максимальные расхождения не превышают 5,6 %. Статические производные c_y^{α} и m_z^{α} , полученные в динамических и весовых экспериментах, согласуются между собой, а также с результатами расчётов.

Экспериментальная зависимость вращательных производных $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ от числа Маха на рис. 12 сопоставлена с расчётом по линейной теории и по ударной теории Ньютона.



Рис. 12 Зависимость $m_z^{\overline{\alpha}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ от числа M: 1 - 2 динамический эксперимент, при двух значениях числа Re; 3 - pacчет по линейной теории; 4 – расчет ударной теории Ньютона.

При числах M < 3 наблюдаются нерегулярные незатухающие колебания модели с максимальной амплитудой $\Theta \approx 2^{\circ}$, которые видны на рис. 10а. В этих случаях демпфирующие производные $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ могут зависеть от амплитуды колебаний. Такие режимы, имеющие характер биений, не моделируются в рамках приведенных расчетных методов.

С увеличением числа М в эксперименте наблюдается существенное увеличение демпфирующих свойств модели конуса.

Следует отметить, что аэродинамические производные не зависят от приведенной частоты колебаний $\overline{\omega}$. Поэтому можно заключить, что аэродинамические эффекты запаздывания при неустановившемся движении конуса малы и аэродинамические нагрузки могут корректно описываться математической моделью в форме гипотезы гармоничности [5].

Таким образом, показано, что число Рейнольдса, приведенная частота и амплитуда колебаний не оказывают существенного влияния на аэродинамические производные.

Сопоставление измеренных значений демпфирующих производных $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ с расчётом по ударной теории Ньютона, представленное на рис. 12, демонстрирует существенные расхождения.

Линейная теория, несмотря на удовлетворительное согласование с экспериментальными данными в интервале М= 2÷4, не в состоянии смоделировать нерегулярные незатухающие колебания.

Коэффициенты вращательных производных модели ВА

На рис.13 в качестве примера приведены теневые картины обтекания модели на балансировочных углах атаки в процессе динамических испытаний при числе M = 6.



Рис. 13. Теневая картина обтекания: M= 6: а) ∞22,5°, б) ∞29°

Огибающие амплитуд переходных процессов, полученные по описанной выше методике для всех исследованных вариантов и режимов, приведены на рис. 14.

Аэродинамические производные модели и параметры подобия ($\overline{\omega} = \omega l/V$ – приведенная частота колебаний) сведены в табл. 2 (приложение 1) и представлены на рис.15.



Рис. 14. Огибающие амплитуд переходных процессов Аэродинамические производные модели и параметры подобия (ō = ωl/V – приведенная частота колебаний) сведены в табл.2 и представлены на рис.15.



Рис. 15. Зависимость коэффициента продольного демпфирования от числа М, 1-вариант модели № 1; 2- вариант модели № 2.

Модель сохраняет демпфирующие свойства на всех режимах (рис. 16а), за исключением режима при M= 2 для варианта № 2 модели. Различие демпфирования для 1-го и 2-го варианта модели при M= 4 и 6 находится в пределах погрешностей эксперимента. Увеличение числа М приводит к заметному падению демпфирующих свойств модели. В случае модели № 2 при M= 2, возникают нерегулярные автоколебания, которые происходят с максимальной амплитудой $\Theta \approx 4^\circ$, и имеют характер биений (рис. 16б).

Поэтому в этом случае определить вращательные производные $m_{\tau}^{\bar{\omega}_{z}} + m_{\tau}^{\bar{\alpha}}$ не представляется возможным.



Рис. 16. Переходные процессы угла тангажа по времени: а) M= 6, вариант модели № 2; б) M= 2, вариант модели № 2

Коэффициенты вращательных производных модели ОГБ САС

Модель ОГБ САС исследовалась в варианте с передним положением оси вращения (вариант № 1) и с задней центровкой (вариант № 2).

На рис. 17 приведены теневые картины обтекания модели в окрестности балансировочных углов атаки, полученные при весовых испытаниях. Видно, что обтекание носовой части модели (и прежде всего, сопел двигательных установок) сопровождается образованием ударных волн и отрывом потока, что оказывает сильное влияние на структуру течения в области задней конической части модели.

В табл. 3 (приложение 1) приведены аэродинамические производные модели и параметры подобия (балансировочные углы атаки составляли величины $\alpha \approx 2 - 3^{\circ}$), полученные на установке свободных колебаний. Сопоставление статических производных m_z^{α} с соответствующими производными, полученными в весовом эксперименте (рис. 18а), показывает, что максимальные расхождения (M= 4) не превышают 10 % и подтверждает достоверность полученных данных.



Рис. 17. Теневые картины обтекания модели при M=4 a) α=0, б) α=3.

При задней центровке (вариант № 2) и числе M= 2 модель после освобождения перемещалась по апериодическому закону на положительные углы атаки и упиралась в ограничитель. Этот результат был зафиксирован и в повторном эксперименте. Для этого режима определить вращательные производные $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ не представлялось возможным.

На рис. 18б представлены графики зависимостей вращательных производных $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ от числа Маха. Видно, что модель сохраняет демпфирующие свойства на всех режимах. Для варианта модели № 1 при числе М= 2 демпфирование уменьшается. Демпфирование 1-го варианта модели существенно выше демпфирования 2-го варианта модели.

Следует отметить, что при обработке огибающих амплитуд колебаний предполагалось, что демпфирующие моменты модели не зависят от амплитуды колебаний. Поэтому фактически определялись осредненные по всем амплитудам колебаний величины демпфирующих моментов.

Однако эксперимент показывает, что производные $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}$ на некоторых режимах сильно зависят от амплитуды колебаний.

Примером этого служат данные, приведенные на рис. 19. Видно, что при больших амплитудах модель обладает демпфирующими свойствами, тогда как при малых наблюдается потеря демпфирования. Возникают автоколебания, которые происходят с достаточно малой амплитудой и носят нерегулярный характер типа биений.



Рис. 18. Зависимость аэродинамических производных от числа M_∞: а) статические производные, б) производные демпфирования; 1 – вариант модели № 1; 2 – вариант модели № 2; 3 – вариант модели № 1 (весовые испытания).



Рис. 19. Изменение угла тангажа по времени для варианта модели № 1 при M= 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Разработанные установка свободных колебаний и методика определения аэродинамического демпфирования позволили измерить продольное демпфирование моделей конуса с углом полураствора 20°, возвращаемого космического аппарата ВА сегментально-конической формы и модели ОГБ САС при числах Маха M= 2, 4, 6 в аэродинамической трубе T-313. Исследованные модели обладают статической и динамической устойчивостью на всех исследованных режимах за исключением режима при M= 2, при котором возникают нерегулярные автоколебания, имеющие характер биений. Производные всех моделей m_z^{α} , полученные в весовых, и в динамических экспериментах, хорошо согласуются.

Результаты расчета вращательных производных $m_z^{\bar{\omega}_z} + m_z^{\bar{\alpha}}$ по линейной теории в диапазоне чисел М= 1,75–3,5 удовлетворительно согласуются с экспериментом. Расчеты демпфирования тангажа по ударной теории Ньютона существенно отличаются от экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

- Петров К.П. Аэродинамика тел простейших форм // Издательство «Факториал», 1998, 432 с.
- Бюшгенс Г.С., Студнев Р.В. Аэродинамика самолета. Динамика продольного и бокового движения. М.: Машиностроение, 1979, 349 с.
- Tobak M., Schiff L.B. On the Formulation on the Aerodynamic Characteristics in Aircraft Dynamics// NASA TR R-456. 1976, Jan., 39 p.
- Нилсен Дж. Аэродинамика управляемых снарядов.М. Оборонгиз, 1962, 474 с.
- 5. Белоцерковский С.М., Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа.- М.: Наука, 1971.- 768 с.
- Coulter S.M., Marquart E.J. Cross and Cross-Coupling Measurements on the SDM at AEDC. AIAA Paper 82-0596, 1982.
- Schmidt E. Standart Dynamics Model experiments with the DFVLR/AVA transonic derivative balance. AGARD-CP-386, 1985.
- Beyers M.E., Kapoor K.B., Moulton B.E. Pitch-and Yaw-Oscilation Experiment on the Standart Dynamics Model at Mach 0.6. NRC NAE-LTR-UA-76, 1984.
- Beyers M.E. SDM Pitch-and Yaw-axis stability derivatives. AIAA Paper 85-1827, 1985.
- Райх А.Л. Теория и методика экспериментального определения вращательных производных// Труды ЦАГИ, выпуск № 419, М., 1939.
- Липницкий Ю.М., Красильников А.В., Покровский А.Н., Шманенков В.Н. Нестационарная аэродинамика баллистического полета. М.: Физматлит, 2003, 174 с.
- Козловский В.А. Экспериментальное определение в аэродинамических трубах методом свободных колебаний характеристик демпфирования спускаемых в атмосфере планет аппаратов// Космонавтика и ракетостроение, № 1 (38), ЦНИИмаш, 2005 с. 81 – 94.
- Кабин С.В., Колин И.В., Кульков Н.С., Марков В.Г., Нуштаев П.Д. Вращательные производные модели тяжелого самолета со стреловидным крылом большого удлинения при тангажных колебаниях в потоке больших дозвуковых скоростей// ТВФ, № 5 – 6, 2007. с. 10 – 17.
- Kazemba C.D., Braun R.D., Clark L.G., Schoenenberger M. Survey of Blunt Body Dynamic Stability in Supersonic Flow// AIAA-2012-4509. p. 1–27.
- Беговщиц В.Н., Кабин С.В., Колинько К.А., Нуштаев П.Д, Храбров А.Н. Метод свободных колебаний на упругом шарнире для исследования нестационарных аэродинамических производных при трансзвуковых скоростях потока// Ученые записки ЦАГИ, 1996, № 3-4, с. 39 – 50.
- А.М. Харитонов Техника и методы аэрофизического эксперимента. Изд-во, Новосибирск: НГТУ, 2011 с. 642.
- Бачманова Н.С., Лапыгин В.И., Липницкий Ю.М. Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов на больших углах атаки // Изв. АН СССР МЖГ № 6, 1973. С. 79–84.
- 18. Адамов Н.П., Пузырёв Л.Н., Харитонов А.М., Часовников Е.А. Дядькин А.А., Крылов А.Н. Аэродинамические производные модели головного блока системы аварийного спасения при гиперзвуковых скоростях // Теплофизика и Аэромеханика, т. 20, № 6, 2013, С. 749–758.
- Tobak M., Wehrend W.R. Stability Derivatives of Cones at Supersonic Speeds// NACA TN 3788, 1956.
- Орлов П.И. Основы конструирования. М.: Машиностроение, 1977, кн.2.
- Адамов Н.П., Быков И.В., Пузырёв Л.Н, Харитонов А.М. Научнотехнический отчёт о составной части ОКР Модификация модели ВА. Экспериментальные исследования суммарных аэродинамических характеристик ВА на основных режимах полёта. СЧ ОКР «ППТС - ИТПМ-Э», 2011г.
- Schiff L.B., Tobak M. Results from a New Wind –Tunnel Apparatus for Studying Coning and Spinning Motions of Bodies of Revolutions // AIAA Journal, vol.8, № 11, 1970.
- Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Физматгиз, 1958, 408 с.
- Р.Гонсалес, Р.Вудс. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2005.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Таблица1 Весовые испы-Динамические испытания тания № Re×10⁻⁶ М c_{y}^{α} $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ m_{π}^{α} m_{π}^{α} $\bar{\omega}$ исп. -0,306 -0,217 1b 2,04 5,6 1,611 0,057 -0,334 2,28 -0,354 -0,366 -0,230 2b 5,5 1,657 0,054 2,55 1,714 -0,383 -0,378 3b 5,6 0,053 --0,251 4b 2,79 6,3 1,688 -0,397 0,051 -0,371 5b 3,04 7,3 1,720 -0,396 0,050 -0,379 -0,257 3,55 1,769 -0,391 0,049 -0,386 -0,277 8,3 6b 4,04 10,3 1,728 -0,358 0,046 -0,379 -0,267 7b 8 5,14 1,8 1,713 -0,346 --_ 9 6,08 2,0 1,709 -0,344 0,015 -0,374 -0,308

Таблица 2

| Число М | Число Рейнольдса, Re×10-6 | Приведенная частота колебаний, ю | $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{lpha}}$ | | | |
|--------------------|------------------------------|----------------------------------|---|--|--|--|
| Вариант модели № 1 | | | | | | |
| 2,0 | 2,5 | 0,0230 | -0,24 | | | |
| 4,1 | 4,1 | 0,0168 | -0,21 | | | |
| 5,8 | 2,7 | 0,0079 | -0,16 | | | |
| Вариант модели № 2 | | | | | | |
| 2,0 | 3,0 | 0,0278 | - | | | |
| 4,1 | 4,0 | 0,0180 | -0,19 | | | |
| 5,8 | 3,0 | 0,0084 | -0,17 | | | |

Таблица З

| Число М | Число Рейнольдса Re×10 ⁻⁶ , | Приведенная час- тота колебаний, $\overline{\omega}$ | m_z^{lpha} | $m_z^{\overline{\omega}_z} + m_z^{\overline{\alpha}}$ | | |
|--------------------|--|---|--------------|---|--|--|
| Вариант модели № 1 | | | | | | |
| 2 | 14,0 | 0,0726 | -0,123 | -0,0315 | | |
| 4 | 24,8 | 0,0641 | -0,170 | -0,0864 | | |
| 6 | 10,2 | 0,0244 | -0,131 | -0,0678 | | |
| Вариант модели № 2 | | | | | | |
| 2 | 14,0 | - | - | - | | |
| 4 | 24,5 | 0,0331 | -0,0615 | -0,0629 | | |
| 6 | 10,3 | 0,0115 | -0,0387 | -0,0478 | | |



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-4-05

УДК 532.529:532.591 ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

Огородников И.А., Бородулин В.Ю.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В работе приводится вывод уравнений сохранения массы и импульса для гетерогенной среды с применение полевого и дискретного описания диспергированной фазы. В качестве примера приводится вывод волновых уравнений для жидкости с пузырьками газа. Показано, что полевой и дискретный способ моделирования имеют сходство математических формулировок и позволяют получить один и тот же результат, когда физические условия задачи допускают применение каждого из подходов.

введение

Большинство реальных сред, которые встречаются на практике являются гетерогенными системами, т.е. неоднородными и состоящими существенно однородных фаз, разделённых поверхностями раздела. Однородные фазы отличаются друг от друга по составу и свойствам. Наибольшую информацию о процессах в этих средах, в том числе динамических, можно получить если детально описать поведение каждой фазы и взаимодействие между ними. Прямое моделирование процессов находит всё более широкое применение, но с точки зрения вычислений оно довольно сложное даже для относительно простых систем. С одной стороны, для получения информации о процессах требуются большие вычислительные мощности, а с другой, получаемую избыточную информацию о системе приходится загрублять, например, усреднением, чтобы ее свести к экспериментально измеряемым величинам. На другом полюсе находятся подходы, в которых гетерогенная среда рассматривается в виде однородного по составу континуума с осреднёнными специальным образом характеристиками. Такое описание несмотря на свою простоту является весьма эффективным и находит широкое применение в решении ряда практических задач. Существует множество процессов, где гетерогенный характер среды обуславливает основные эффекты и требует учёта внутренней структры, динамических особенностей входящих в неё фаз и взаимодействия фаз между собой. Проиллюстрируем сказанное на примере жидкости с пузырьками газа. Пузырьки определяют внутреннюю структуру смеси. Основными параметрами газожидкостной смеси, которые определяют её свойства, являются объемное газосодержание, пузырьков размер и их пространственное распределение и распределение по размерам. В приложении к волновым задачам в газожидкостных смесях в [1] представлен широкий обзор гомогенных моделей и проведён анализ их специфики. Показано, что структура низкочастотных

волн может быть описана, например, уравнениями КдВ, БКВ. В высокочастотной области структура импульсов сжатия с длительностью меньшей периода собственных колебаний пузырьков может быть описана с помощью Клейна-Гордона. vpавнения Впервые описание экспериментального наблюдения формирования волн «предвестников» В пузырьковой среде И их моделирование уравнением Клейна-Гордона было дано в [2]. Ряд наблюдаемых явлений и эффектов можно легко объяснить, если при моделировании более полно учитывать собственно гетерогенный характер среды. Как правило, гетерогенные среды имеют базовую несущую среду с дискретными включениями других фаз. Локальные характеристики геторогенной среды зависят от фарактеристик конкретных неоднородных включений, свойств несущей среды и взаимодействия между ними. Один из подходов к построению моделей гетерогенных сред представлен в [3]. Он послужил «микроскопической» волновой модели, основой которая позволяет с единой позиции описать результаты опубликованных разными авторами экспериментов, а также расчитывать наблюдаемые явления и предсказывать новые эффекты в рамках одной модели. Среди них можно выделить формирование «резонансных» уединённых волн, последовательности уединённых волн, формирование предвестников и ударных волн. Проявление тех или иных эффектов обусловлено многими факторами: энергией возбуждающих волн, соотношением спектральных характеристик возбуждающей волны и собственных частот пузырьков, разнообразием физических свойств фаз. Например, следствием инерционной задержки реакции пузырька на воздействие волны является дисперсия звука в газожидкостной среде. По характеру дисперсии можно судить о динамических свойствах неоднородностей, поэтому интерсны модели, которые способны отображать дисперсионные свойства среды во всём возможном частотном диапазоне.

Целью работы является построение с единых позиций простой модели объединяющей в себе как гомогенный, так и гетерогенный подходы. По существу это попытка совмещения полевого и дискретного описания различных фаз системы. Отправным пунктом при этом служат законы сохранения количества вещеста и движения.

1.ГОМОГЕННАЯ И ГЕТЕРОГЕННАЯ МОДЕЛИ

Рассмотрим некоторый малый объём смеси жидкости с пузырьками газа (рис.1), который в момент времени t занимает в пространстве положение \vec{r} и имеет величину
δV . Если пузырьки внутри этого объема имеют собственный объём $\delta \Omega(\vec{r},t)$, а плотность газа много меньше плотности жидкости $\rho_1(\vec{r},t)$, то соответствующая ему масса будет равна массе жидкости $\delta M = (\delta V - \delta \Omega) \cdot \rho_1$

рассматриваемого Относительно малости объёма необходимо сделать следующее замечание. Объём δV может считаться малым в той мере в какой погрешность связанная с допущением о постоянстве параметров смеси внутри него является несущественной. Таким образом везде в пределах бV плотность жидкости считается одинаковой, а все пузырьки можно заменить одним эффективным пузырьком, объём которого равен суммарному объёму всех пузырьков из этой области. Допускается также, что двигаясь и деформируясь под действием волны давления $p(t, \vec{r})$ этот объём состоит из одних и тех же элементарных частиц жидкости и газа. Тогда сохранение количества вещества можно выразить следующим образом



Рис.1. Малый объём смеси жидкости с пузырьком газа.

Раскрывая производную получим

$$\left(\delta V - \delta \Omega\right) \cdot \frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 \cdot \left(\frac{d}{dt} \delta V - \frac{d}{dt} \delta \Omega\right) = 0.$$

Скорость изменения объёма частицы смеси можно выразить с помощью поверхностного интеграла

$$\iint_{S_V} \vec{u} \, \vec{d}S,$$

где \vec{u} - поле скорости на границе жидкой частицы смеси, S_v - поверхность, которая ограничивает жидкую частицу смеси с объёмом δV извне. После перегруппировки членов предыдущее уравнение можно записать в виде:

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 \cdot \frac{1}{\delta V} \iint_{S_V} \vec{dS} = \frac{1}{\delta V} \cdot \frac{d}{dt} (\rho_1 \delta \Omega)$$
(1)

При выводе уравнений движения как в рамках гомогенного, так и гетерогенного подхода уравнение (1) будет рассматриваться в качестве общей отправной точки.

1.1. Уравнения гомогенной модели

Остановимся вначале на способе получения уравнения закона сохранения количества вещества при использовании гомогенной модели. Для этого раскроем производную в правой части уравнения (1) и заметив, что

$$\rho_1 \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta \Omega}{\delta V} \right) = \rho_1 \cdot \frac{1}{\delta V} \frac{d}{dt} \delta \Omega - \rho_1 \cdot \left(\frac{\delta \Omega}{\delta V} \right) \cdot \frac{1}{\delta V} \frac{d}{dt} \delta V$$

придём к другой тождественной записи:

$$\left(1 - \frac{\delta\Omega}{\delta V}\right) \cdot \frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 \cdot \left(1 - \frac{\delta\Omega}{\delta V}\right) \cdot \frac{1}{\delta V} \iint_{S_V} \vec{u} \, \vec{dS} = \rho_1 \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta\Omega}{\delta V}\right) \quad (2)$$

Обозначим отношение объёма пузырьков внутри рассматриваемой малой области смеси к её объёму через $\tilde{\phi}$:

$$\tilde{\varphi} = \frac{\delta\Omega}{\delta V}$$

Значение объёмного газосодержания φ в произвольной точке смеси может быть получено с помощью предельного перехода $\delta V \rightarrow 0$ при условии, что этот предел существует:

$$\tilde{\varphi} = \lim_{n \to \infty} \tilde{\varphi}$$

Определим для поля скорости й

$$div\vec{u} = \lim_{\delta V \to 0} \left(\frac{1}{\delta V} \iint_{S_V} \vec{u} \, dS \right)$$

и перейдём в уравнении (2) к пределу при $\delta V \rightarrow 0$. В результате получим выражение закона сохранения количества вещества при гомогенном представлении смеси:

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 div\vec{u} = \frac{\rho_1}{1 - \varphi} \frac{d\varphi}{dt}$$
(3)

Отметим, что уравнение (3) в точности совпадает с уравнением полученным, например, в [3]. Для него характерно наличие источникового члена, который содержит полевую переменную φ , характеризующую поведение газовых пузырьков. В этом уравнении производительность источника массы зависит от динамики газовых пузырьков и определяется их сжимаемостью.

1.2. Уравнения гетерогенной модели

Для того, чтобы перейти к описанию гетерогенного представления смеси необходимо вернуться К уравнению (1). При гетерогенном описании смесь жидкости с пузырьками газа можно представить в виде которые дискретных неоднородных включений, неравномерно распределены внутри несущей их жидкости. Каждая неоднородность обладает своими свойствами характеризуется локальными И местоположением в пространстве, которое может изменяться с течением времени. При этом нельзя ввести понятие объёмного газосодержания подобно плотности в виде предельного отношения объема газовой фазы смеси к её общему объему. Это ограничение связано с неопределённостью отношения объёмов при различном выборе характерного масштаба бV и как следствие

отсутствие предела при стремлении $\delta V \rightarrow 0$. В этом случае перепишем уравнение (1) в следующем виде:

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \rho_1 div\vec{u} = \lim_{\delta V \to 0} \left(\frac{1}{\delta V} \cdot \frac{d}{dt} (\rho_1 \delta \Omega) \right).$$
(4)

В различные моменты времени в некоторых элементарных объёмах δV могут содержаться неоднородности, в других нет. Если в элементарном объёме не содержится ни одного пузырька, то производительность источника в точке приписываемой его положению будет равна нулю. И наоборот, в случае содержания неоднородностей точке можно приписать некоторое ненулевое значение производительности. Другими словами правая часть уравнения (4) по существу представляет собой плотность распределения производительности источников массы. Поэтому в пределе при $\delta V \rightarrow 0$ получим:

$$\lim_{\delta V \to 0} \left(\frac{1}{\delta V} \cdot \frac{d}{dt} (\rho_1 \delta \Omega) \right) = \sum_k \frac{d}{dt} (\rho_1 \delta \Omega (\vec{r}_k, t)) \cdot \delta (\vec{r} - \vec{r}_k(t)).$$

Суммирование осуществляется по всем неоднородностям смеси. Локализация конкретного неоднородного пространстве включения В осуществляется с помощью дельта-функции в силу её "фильтрующего" свойства. Гетерогенное описание позволяет сформулировать закон сохранения количества вещества, например, даже в случае когда смесь содержит всего один пузырёк. Если газовый пузырёк находится в точке \vec{r}_0 то можно записать:

$$\frac{d\rho_{1}}{dt}+\rho_{1}div\vec{u}=\frac{d}{dt}(\rho_{1}\delta\Omega_{0}(t))\cdot\delta(\vec{r}-\vec{r}_{0}(t)).$$

1.3. Сохранение импульса

Для вывода уравнения сохранения количества движения можно повторить аналогичные рассуждения. Элементарный объём смеси δV при условии пренебрежения массой газа обладает следующим количеством движения:

$$\delta \vec{K} = \rho_1 \vec{u} \cdot (\delta V - \delta \Omega)$$
.

Скорость его изменения равна сумме всех поверхностных и объёмных сил воздействующих на эту массу. Если \vec{g} плотность объёмной силы, то её значение составит:

$$\vec{F}_V = (\delta V - \delta \Omega) \rho_1 \vec{g}$$

Поверхностные силы запишем в следующем виде:

$$\vec{F}_{S} = -\iint_{S_{V}} p \, dS + \iint_{S_{\Omega}} p \, dS,$$

где p - поле давления, S_{Ω} - внутренняя поверхность, образованная суммой поверхностей пузырьков внутри объёма. Запишем для скорости изменения количества движения следующее выражение:

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_1 \vec{u} \cdot (\delta V - \delta \Omega) \right) = \left(\delta V - \delta \Omega \right) \rho_1 \vec{g} - \iint_{S_V} p \, \vec{dS} + \iint_{S_\Omega} p \, \vec{dS}.$$
(5)

В силу сохранения количества вещества левая часть уравнения может быть упрощена:

$$\rho_1 \cdot \big(\delta V - \delta \Omega\big) \frac{du}{dt}.$$

Множитель $(\delta V - \delta \Omega)$ преобразуем к $\delta V \cdot \left(1 - \frac{\delta \Omega}{\delta V}\right)$ и перенесём в правую часть. В результате получим

$$\rho_1 \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho_1 \vec{g} - \frac{1}{\left(1 - \frac{\delta\Omega}{\delta V}\right)} \cdot \frac{1}{\delta V} \iint_{S_V} p \vec{dS} + \frac{1}{\left(1 - \frac{\delta\Omega}{\delta V}\right)} \cdot \frac{1}{\delta V} \iint_{S_\Omega} p \vec{dS}$$

При рассмотрении смеси в виде гомогенной среды можно утверждать, что предел отношения $\delta\Omega$ и δV существует в любой точке пространства занятого смесью и его значение равно объёмному газосодержанию φ . Учитывая для поля давления существование предела

$$\nabla p = \lim_{\delta V \to 0} \frac{1}{\delta V} \iint_{S_V} p \, dS$$

при $\delta V \rightarrow 0$ получим следующие уравнения:

$$\rho_1 \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho_1 \vec{g} - \frac{1}{1 - \phi} \nabla p$$

или

$$\rho_1 \cdot (1-\phi) \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho_1 \cdot (1-\phi) \, \vec{g} - \nabla p$$

В гетерогенном случае уравнение (5) запишем в виде:

$$\rho_1 \cdot \left(1 - \frac{\delta\Omega}{\delta V}\right) \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho_1 \cdot \left(1 - \frac{\delta\Omega}{\delta V}\right) \vec{g} - \frac{1}{\delta V} \iint_{S_V} p \, dS + \frac{1}{\delta V} \iint_{S_\Omega} p \, dS.$$

Перейдём к пределу при $\delta V \rightarrow 0$ и получим

$$\rho_1 \cdot \left(1 - \sum_k \delta\Omega(\vec{r}_k, t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_k(t))\right) \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho_1 \cdot \left(1 - \sum_k \delta\Omega(\vec{r}_k, t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_k(t))\right) \vec{g} - \nabla p.$$

Здесь суммирование, как и выше, осуществляется по всем неоднородностям смеси. В случае одиночного пузырька можно написать

$$\rho_1 \cdot (1 - \delta\Omega_0(t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t))) \frac{du}{dt} = \rho_1 \cdot (1 - \delta\Omega_0(t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t))) \vec{g} - \nabla p.$$

2.ВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим теперь задачу о распространении звука в случае когда жидкость содержит всего несколько неоднородных включений. Для простоты ограничимся, например, одним «вмороженным» в жидкость пузырьком. Примем условие акустического приближения. Отклонение значений плотности жидкости δρ₁ много меньше её равновесного значения ρ_{10} , скорость движения жидкости \vec{u} существенно ниже значения скорости звука в ней с₀. Следовательно в уравнениях движения можно пренебречь нелинейными членами и записать систему в приближенном виде:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_{10} di v \vec{u} = \rho_{10} \cdot \delta \dot{\Omega}_0(t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t)), \tag{6}$$

$$\rho_{10} \cdot \left(1 - \delta \Omega_0(t) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t))\right) \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p.$$
(7)

Подействуем оператором $\frac{\partial}{\partial t}$ на уравнение (6), а на

уравнение (7) оператором ∇ . Результат второго вычтем из первого. При этом получим неоднородное волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - \Delta p = \rho_{10} \delta \ddot{\Omega} \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t)) - \rho_{10} div \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(\delta \Omega_0 \vec{u} \right) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t)) \right)$$

Второй член в правой части уравнения дипольный. Он является малым по сравнению с монопольным и им можно пренебречь. Неоднородное волновое уравнение значительно упрощается и принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho_1 = \rho_{10} \delta \ddot{\Omega}_0 \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t)), \qquad (8)$$

где

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho_1}\right)_S.$$

Необходимо отметить, что подобное уравнение в случае малого объёмного газосодержания $\phi \ll 1$ строго получается и при гомогенном описании. При этом в отличие от уравнения (8) в источниковом члене объём одиночного пузырька и дельта-функция заменяются объёмным газосодержанием ϕ :

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho_1 = \rho_{10} \ddot{\varphi}$$
⁽⁹⁾

При выводе уравнений не использовалось никаких предположений относительно динамики пузырьков. Кроме того, если в качестве неоднородности рассматривать некую пульсирующую сферу, то волновое уравнение с монопольным источником в правой его части (8) также позволит описывать излучение звука или его рассеяние. Поле источника, удовлетворяющее уравнению (8) будет выражаться

$$\rho_1(\vec{r},t) = \rho_{10} \frac{\delta \ddot{\Omega}_0(t - \frac{r}{c_0})}{4\pi c_0^2 r}.$$

Для расчета поля излучателя необходимо задать закон вынужденных пульсаций $\delta\Omega_0(t)$, а для расчета рассеяния звука необходимо задать импедансную характеристику неоднородностей.

2.1. Дисперсия звука в жидкости с пузырьками

Результирующее звуковое поле в случае взаимодействия с газовым пузырьком будет выражаться решением системы волнового неоднородного уравнения и уравнения пульсаций пузырька. Если для описания пульсаций пузырька использовать уравнение Рэлея и поместить пузырёк радиуса R(t) в начало системы координат, то система примет вид:

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho_1 = \rho_{10} \delta \ddot{\Omega}_0 \cdot \delta(\vec{r})$$
(10)

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^{2} + \frac{4\mu\dot{R}}{\rho_{10}R} + \frac{2\sigma}{\rho_{10}R} = \frac{1}{\rho_{10}} \cdot \left(P_{0} + \frac{2\sigma}{R_{0}}\right) \cdot \left(\frac{R_{0}}{R}\right)^{3\gamma} - \frac{P_{0}}{\rho_{10}} - \frac{p(t)}{\rho_{10}},$$
$$\delta\Omega_{0} = \frac{4\pi}{3}R^{3}(t),$$
$$p(t) = \rho_{1} \cdot c_{0}^{2},$$

где μ-коэффициент динамической вязкости жидкости, γ-показатель адиабаты газа, σ-коэффициент поверхностного натяжения, P_0 -равновесное значения давления в среде. Чтобы получить дисперсионные соотношения линеаризуем систему уравнений, считая, что пузырёк совершает малые пульсации относительно равновесного положения, т.е.

$$R=R_0+\delta R,$$

причём $\delta R \ll R_0$. Уравнение (10) выписанное для поля давления в линейном приближении преобразуется к виду:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = 3\rho_{10}c_0^2 \Omega_{00} \frac{\ddot{R}}{R_0}\delta(\vec{r}), \qquad (11)$$

где Ω_{00} -равновесное значение объёма пузырька. Уравнение Рэлея преобразуется к виду:

$$\ddot{R} + \lambda \dot{R} + \omega_0^2 R = -\frac{p(t)}{\rho_{10}R_0},$$
 (12)

где λ-коэффициент потерь, ω₀-собственная круговая частота пульсирующего пузырька, причём

$$\lambda = \frac{4\mu}{\rho_{10}R_0^2},$$
$$\omega_0^2 = \frac{3\gamma P_0}{\rho_{10}R_0^2}$$

Асимптотику дисперсионного соотношения легко получить для трёх характерных частотных областей. В случае высокочастотных пульсаций пузырька при $\omega >> \omega_0$ уравнение (12) заменяется приближённым

$$\ddot{R} = -\frac{p(t)}{0}$$

а уравнение (11)

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = -4\pi R_0 c_0^2 p(t) \delta(\vec{r}).$$

В случае частот близких к резонансным $\omega \approx \omega_0$

$$\dot{R} = -\frac{p(t)}{\rho_{10}\lambda R_0},$$

$$\frac{p}{2} - c_0^2 \Delta p = -4\pi \frac{R_0 c_0^2}{\lambda} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \delta(t)$$

В случае низкочастотных пульсаций $\omega \approx \omega_0$

$$R=-\frac{p(t)}{\rho_{10}R_0\omega_0^2},$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = -\frac{\rho_{10} \Omega_{00} c_0^2}{\gamma P_0} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \delta(\vec{r}).$$

Аналогичные асимптотики строго получаются и для гомогенной модели. Отличие заключается в том, что все дельта-функции заменяются на N, где N-количество пузырьков в единице массы смеси. Тогда высокочастотному звуку соотвестует уравнение Клейна-Гордона [2]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = -4\pi R_0 N c_0^2 \cdot p(t),$$

в области вблизи резонанса - телеграфное уравнение

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = -4\pi \frac{R_0 N c_0^2}{\lambda} \cdot \frac{\partial p}{\partial t},$$

а низкочастотному звуку - волновое уравнение

$$\left(\frac{1}{c_0^2} + \frac{\rho_{10}\Omega_{00}N}{\gamma P_0}\right) \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = 0$$

Наличие в первых двух случаях в волновом операторе множителя c_0^2 свидетельствует о том, что в спектре возможных волновых процессов будут присутствовать так называемые «предвестники» - волны, которые распространяются по смеси с неизменной скоростью равной скорости звука в несущей жидкости c_0 . В последнем случае «предвестники» не формируются.

Действительно для уравнения Клейна-Гордона будем иметь дисперсионное соотношение

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_0^2 \cdot \left(1 + \frac{4\pi R_0 N}{k^2}\right),$$

для телеграфного уравнения:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_0^2 \cdot \left(1 + i \frac{4\pi R_0 N c_0^2}{\lambda \omega}\right)^{-1}$$

и, наконец, для волнового уравнения:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_M^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{c_M}{c_0}\right)^2\right)^{-1}$$

где *с*_{*M*}-скорость Мэллока, которая определяется формулой

$$c_M^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_{10} \phi_0} \, .$$

Как видно из уравнений, предельными скоростями обладают волны из первого и последнего частотного диапазона. Для высокочастотного звука в качестве предельной скорости будет выступать скорость звука в несущей жидкости c_0 , а для низкочастотного - скорость Мэллока c_M .

Получить дисперсионное соотношение для описания волновых процессов сразу во всем частотном диапазоне можно если воспользоваться решением дифференциального уравнения (12) для вынужденных колебаний [4]:

$$R(t) = -c_0^2 \cdot \left(\rho_{10}R_0\omega_*\right)^{-1} \int_0^t \rho_1(\tau) \cdot e^{\frac{\lambda \cdot (\tau-t)}{2}} \sin\left(\omega_* \cdot (t-\tau)\right) d\tau,$$

где $\omega_* = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\lambda^2}{4}}$. Подставляя $R(t)$ в уранение (9)

получим линейное интегродифференциальное уравнение

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho_1 = -\frac{3\phi_0 c_0^2}{R_0^2 \omega_*} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t \rho_1(\tau) \cdot e^{\frac{\lambda \cdot (\tau - t)}{2}} \sin\left(\omega_* \cdot (t - \tau)\right) d\tau$$

Соответствующее ему дисперсионное уравнение будет

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_0^2 \cdot \left(1 + \frac{3\varphi_0 c_0^2}{R_0^2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\lambda\omega}\right)$$

Следовательно дисперсия звука в жидкости с пузырьками газа имеет типичный резонансный характер (рис.2).



Рис. 2: Зависимость фазовой скорости звука от частоты

Как видно из сопоставления уравнений гетерогенной и гомогенной модели дисперсионные эффекты начинаются проявляться даже в случае одиночного пузырька.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате применения единого подхода к «осредненному» и «дискретному» описанию динамики среды гетерогенной получены уравнения соответсвующие известным гомогенным моделям, теории рассеяния, а также «микроскопической» модели. Показано, что полевой И дискретный способ моделирования имеют сходство математических формулировок и позволяют получить один и тот же результат, когда физические условия задачи допускают применение обоих методов. Дискретное описание обладает более широкими возможностями, так как позволяет формулировать математически корректные уравнения, даже для гетерогенной среды, состоящей их несущей срелы и одной частицы, когда гомогенный подход приципиально не применим.

Список литературы:

- Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990. 246 с.
- Малых Н.В., Огородников И.А. О применении уравнения Клейна– Гордона для описания структуры импульсов сжатия в жидкости с пузырьками газа // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР.Сиб. Отд-ние.Ин-т гидродинами-ки. 1977.Вып.29.С. 143.
- Огородников И.А. Уравнения движения гетерогенных сред // Гидродинамика турбулентных течений: Сб. ст. / АН СССР Сиб. Отд-ние. Ин-т теплофизики. 1989. С. 60–71.
- Огородников И.А. Резонансное формирование уединённых волн в среде со структурой. Новосибирск. 1983 (препр. РАН. Сиб. отд– ние. ИТ. № 90-83).



УДК 532.529.5

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-4-03

ГАЗОЖИДКОСТНОЕ ТЕЧЕНИЕ В НАКЛОННОМ ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Гореликова А.Е.^{1,2}, Кашинский О.Н.¹, Рандин В.В.^{1,2}, Чинак А.В.^{1,2}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

2 Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментального исследования трения на стенке, теплообмена и диаметра газовых пузырей в восходящем течении в плоском наклонном канале. Измерения проводились в диапазоне приведенных скоростей жидкости 0,3÷1,1 м/с, при значениях объемного расходного газосодержания 0,1÷20%. Проведено сравнение значений трения на стенке для генераторов пузырей с различным количеством капилляров. Получены экспериментальные данные для значения диаметра газовых пузырей на расстояниях 100, 470 и 900 мм от места ввода дисперсной фазы в поток жидкости.

введение

Газожидкостные потоки встречаются в целом ряде промышленных установок в химической и биологической промышленностях, в энергетике и ряде других областей. При теоретическом моделировании гидродинамики двухфазных потоков из-за сложности структуры часто требуется использование многочисленных приближений и эмпирических данных, что делает экспериментальное изучение газожидкостных потоков актуальным.

Большая часть экспериментальных исследований пузырьковых течений посвящена течениям в вертикальных трубах и каналах [1,2], не смотря на то, что в случае с газожидкостными течениями ориентация и форма канала могут быть очень важны [3,4].

Данная работа является продолжением работы [5]. Работа посвящена изучению зависимости гидродинамики и теплообмена двухфазного течения в зависимости от угла наклона канала, а так же нахождение зависимости диаметра газовых пузырей при различных значениях объемного расходного газосодержания. Целью этой работы было дальнейшее изучение влияния газовых пузырей на теплообмен и гидродинамику течения в плоском наклонном канале, а так же нахождение зависимости диаметра газовых пузырей от расстояния до места ввода дисперсной фазы в поток жидкости в наклонном плоском канале.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ



Рис. 1. Экспериментальная установка. 1 – основной бак, 2 – центробежный насос, 3 – форкамера с конфузором, 4 – секция с генератором пузырей, 5 – промежуточная секция, 6 – оптическая секция, 7 – измерительная секция, 8 – скоростная видеокамера, 9 – датчики температуры, 10 – датчики трения, 11 – бак сепаратор, 12 – расходомерная диафрагма.

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости двухфазный циркуляционный контур, рабочим участком которого был прямоугольный канал из оргстекла с поперечным сечением 10x100 мм и длинной 1,7 м. Генератор пузырей представляет собой оргстеклянную вставку, с вклеенными в нее капиллярами. В работе использовались 3 типа генераторов: 21 капилляр с внутренним диаметром 0,3 мм, 41 капилляр с внутренним диаметром 0,36 мм, 1 капилляр с внутренним диаметром 0,36 мм. Пузыри образовывались при отрыве газа от торцов капилляров, которые выступали в поток жидкости на 5 мм от верхней стенки канала. Расстояние от места ввода газа до измерительной секции, в которой располагались датчики трения и температуры, составляло 900 мм. Оптические наблюдения проходили при расстоянии L=100÷900 мм от места ввода газа. Температура рабочей жидкости поддерживалась постоянной на уровне 25°С с помощью системы термостатирования.

Исследования гидродинамики течения были проведены с помощью электрохимического метода с использованием миниатюрных платиновых датчиков трения [6]. В качестве рабочей жидкости использовался раствор ферри – (0,16%) и ферроцианида (0,21%) калия и углекислого натрия (2,55%) в дистиллированной воде. Для тепловых измерений на верхней стенке измерительного канала была наклеена фольга, которая служила нагревательным элементом. Датчики температуры прикреплялись с использованием термопасты к обратной стороне фольги. В качестве датчиков температуры использовались платиновые термосопротивления.



Рис. 2. Зависимости заполненности пузырькового слоя, относительного теплообмена и касательного напряжения от объемного расходного газосодержания (Re=12400, θ =45°).



Рис. 3. Сравнение трения на стенке и заполненности пузырькового слоя от объемного расходного газосодержания для генераторов с различным количеством капилляров (Re=12400, L=900 мм).

Исследования теплообмена проводились так же с использованием в качестве рабочей жидкости раствора ферри- и ферроцианида калия и углекислого натрия в дистиллированной воде. Согласно [7] 20% раствор углекислого натрия имеет теплопроводность близкую к теплопроводности воды, следовательно, можно предположить, что добавки, присутствующие в рабочей жидкости, не вносят существенных изменений в теплофизические свойства. Исследование диаметра газовых пузырей проводилось с помощью теневого метода. Пузыри освещались встречным параллельным пучком света и снимались на видеокамеру со скоростью 500 кадров/с при разрешении 512x512 точек.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Были получены зависимости трения на верхней стенке и коэффициента теплообмена в зависимости от объемно расходного газосодержания (Рис. 2). Малые добавки газа (до 1 %) приводят к резкому увеличению значений этих величин по сравнению с однофазным течением.

Небольшое снижение значения относительного коэффициента теплообмена после экстремума при газосодержании 1÷2 % может быть связано с тем, что при увеличении расхода газа через генератор пузырей, увеличивается средний диаметр пузырей и разброс диаметров пузырей, уменьшается эффективность их влияния на процесс теплообмена.



Рис. 4. Гистограммы размеров пузырей (β=9%, Re=12400, θ=45°, 21капилляр) а) без нормировки;

b) объем газа, перенесенный одним диаметром пузырей, нормированный на полный объем газа.



Рис. 5. Зависимость диаметра пузырей, переносящих основной объем газа, от объемного расходного газосодержания для различных генераторов пузырей (Re=12400, θ =45°, L=750 мм).



Рис. 6. Зависимостьсреднего диаметра газовых пузырей от объемного расходного газосодержания на различных расстояниях от места ввода дисперсной фазы (Re=12400, θ =45°, 41 капилляр).



Рис.7. Зависимость заполненности пузырькового слоя от объемного расходного газосодержания на различных расстояниях от места ввода дисперсной фазы (Re=12400, θ =45°, 41 капилляр).

Визуальные наблюдения показывают, что при углах наклона канала более 20^0 от вертикали и числах Рейнольдса не превышающих $2,5 \times 10^4$, практически все пузыри находятся у верхней стенки канала и располагаются в один слой. Это позволяет ввести оценочную характеристику – заполненность пузырькового слоя – которая соответствует доле площади снимка, занимаемой газовыми пузырями. Зависимость заполненности пузырькового слоя от объемного расходного газосодержания имеет качественно схожий вид с зависимостями коэффициента теплоотдачи и трения на стенке от объемного расходного газосодержания.

На рисунке 3 представлено сравнение трения на стенке и заполненности пузырькового слоя для генераторов пузырей с 21 капилляром и с 41 капилляром. Зависимость заполненности пузырькового слоя от объемного расходного газосодержания для разных генераторов имеет качественно похожий вид. Тем не менее, значение трения на стенке для генератора пузырей с 41 капиллярами выше, чем для генератора с 21 капилляром. Такая разница, вероятно, объясняется тем, что у генератора с 21 капиллярами очень высокая скорость истечения газа из капилляров, что приводит к образованию большого количества мелких пузырей (D<1мм). При этом мелкие пузыри дают существенный вклад при измерении заполненности газового слоя, но мало влияют на перенос импульса в пристенном слое, двигаясь в следе крупных пузырей.

На рисунке 4 приведены гистограммы распределения размеров пузырей при значении объемного расходного газосодержания $\beta = 9\%$ для генератора с 21 капилляром. Видно, что количественно преобладают пузыри диаметром меньше 1 мм. При этом основная часть газа переносится пузырями диаметром 3÷6 мм.

Увеличение диаметра газовых пузырей с увеличением расхода газа связанно с коалесценцией пузырей вблизи капилляров и по пути следования пузырей вдоль стенки канала. Так же о коалесценции пузырей свидетельствуют дополнительные максимумы на гистограммах, которые соответствуют диаметрам пузырей с кратными объемами.

Если рассмотреть зависимость пузырей, переносящих основной объем газа при различном объемном расходном газосодержании, получим увеличение диаметра при росте газосодержания (Рис. 5). При сравнении графиков для генераторов с 21 и 41 капилляром с близкими значениями внутреннего диаметра, можно отметить, что в области $\beta > 4\%$ их поведение с хорошей точностью совпадает, в то время как при значениях $\beta < 4\%$ различие можно объяснить коалесценцией пузырей вблизи капилляров. Разница графиков для генераторов с 1 и с множеством капилляром объясняется коалесценцией по пути следования пузырей вдоль стенки канала, и с увеличением объемного расходного газосодержания β разница между ними увеличивается.

На рисунке 6 приведены зависимости среднего диаметра газовых пузырей от расходного газосодержания на различных расстояниях от места ввода газовой фазы. Видно, что в области $\beta < 2\%$ графики показывают близкие значения на всех трех контрольных расстояниях от генератора пузырей. При увеличении β графики заметно расходятся. Расслоение кривых, полученных на разных расстояниях от генератора пузырей, по мере увеличения газосодержания, так же качественно соответствует представлениям об увеличении скорости коалесценции с ростом концентрации пузырей. На рисунке 7 приведены зависимости заполненности пузырькового слоя от объемного газосодержания для различных расстояний от места ввода газа в поток. Видно, что при газосодержании менее 1% все три кривые практически совпадают. Вероятно, это объясняется тем, что концентрация пузырей настолько маленькая, что вероятность коалесценции пренебрежимо мала. При повышении газосодержания процесс коалесценции усиливается, средний диаметр пузырей начинает увеличиваться и поэтому скорость роста заполненности газового слоя существенно замедляется и начинает существенно зависеть от расстояния до точки ввода газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено экспериментальное исследование трения на стенке, теплообмена и диаметра газовых пузырей в восходящем пузырьковом течении в плоском наклонном канале прямоугольного сечения. В ходе работы были получены следующие результаты:

 Отмечено качественное подобие поведения трения на стенке, теплообмена и заполненности пузырькового слоя при различных расходных газосодержаниях.

- Показано влияние свойств генератора пузырей на касательное напряжение трения на стенке.
- Показано существенное изменение характеристик потока за счет коалесценции пузырей по мере удаления от точки ввода газа

Список литературы.

- 1. Sun X., Kim S., Smith T.R., Ishii M. Local liquid velocity measurements in air-water bubbly flow. Experiments in Fluids. 2002. No. 33.Pp. 635-662.
- Magaud F., Souhar M., Wild G., Boisson N. Experimental study of bubble column hydrodynamics. Experiments in Fluids.2001. No. 56.
- Sanailluah K., Thomas N.H. Velocity and Voidage Profiles for Steeply Inclined Bubbly Flow in Segregated – Disperse Regime/ Experimental and Computational Aspects of Validation of Multiphase Flow CFD Codes. 1994. Vol. 180. Pp. 735-740.
- 4. Phothof I.W.M., Clemens F.H.L.R. Experimental study of air-water flowing downward sloping pipes. International Journal of Multiphase Flow. 2011.No. 37.Pp.278-292.
- Гореликова А.Е., Кашинский О.Н., Рандин В.В. Чинак А.В. Влияние расхода газа на диаметр газовых пузырей в восходящем течении в плоском наклонном канале. Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 2. С. 139-144.
- Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Гешев П.И. Электродиффузионный метод исследования локальных характеристик турбулентных течений. Новосибирск, 1986, 247 с.
- Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Москва. Издательство «Наука». 1972. 720 с.



УДК 532.62; 532.59

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №4-05

ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Евсеев А.Р.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Доклад посвящен разработке и применению оптических методов для исследования оптически непрозрачных двухфазных потоков, то есть потоков с высокой концентрацией дисперсной фазы. Разработан оригинальный трехволоконный оптический датчик лазерного доплеровского анемометра, проведены измерения скорости и концентрации дисперсной фазы в кипящем и циркулирующем кипящем слое. Разработан модифицированный двухволоконный оптический датчик, с помощью которого проведены измерения толщины пленки криогенной жидкости и распределения жидкости внутри дистилляционной колонны. Для исследования потоков жидкости с прозрачными частицами разработан метод оптической однородности, в котором коэффициенты преломления двух фаз подогнаны с высокой точностью. Такая двухфазная среда оптически прозрачна при максимальной концентрации дисперсной фазы, и доступна для исследований локальной структуры оптическими методами. Приводятся средние, пульсационные и спектральные характеристики турбулентного фильтрационного потока в регулярных упаковках шаров.

введение

Двухфазные потоки с высокой концентрацией дисперсной фазы широко распространены как в природных явлениях, так и в современных технологиях во многих отраслях промышленности: энергетике, каталитической химии, нефтехимической, газовой, металлургической, фармацевтической, строительной и других.

Отличительной особенностью физического моделирования турбулентных двухфазных потоков с высокой концентрацией дисперсной фазы является (в большинстве случаев) ограниченность или невозможность применения классических оптических методов типа ЛДА, PTV, PIV и других, поскольку такие среды оптически непрозрачны. Но в работах [1-5] показано, что совместное применение указанных оптических методов с методом оптической однородности, в котором коэффициенты преломления фаз подогнаны с высокой точностью, дает возможность исследования потоков жидкости с твердыми прозрачными частицами до самых высоких концентраций. В последнее время метод оптической однородности интенсивно развивается, им исследуют гидродинамику суспензий, процессы фильтрации и другие высоконцентрированные потоки. В докладе приводятся средние, пульсационные и спектральные характеристики

турбулентного фильтрационного потока в кубической и октаэдрической упаковках шаров.

В потоках газа с твердыми частицами и в газожидкостных потоках объемная концентрация дисперсной фазы не должна превышать несколько процентов [6, 7]. Возможности измерения оптическими методами при более высоких концентрациях связаны с уменьшением оптического пути между датчиком и частицами (например, ближайшие 1-3 слоя частиц у прозрачной стенки), а также с применением эндоскопа [8]. В работах ОИВТ РАН [7, 9, 10] рассмотрены особенности исследования запыленных потоков с крупными частицами с помощью ЛДА: методика амплитудной дискриминации, измерения массовой концентрации частиц, ограничения метода ЛДА в зависимости от геометрических размеров двухфазного потока, его концентрации и диаметра частиц. С целью проведения измерений в двухфазных потоках с высокой концентрацией дисперсной фазы в [11, 12] провели модернизацию оптической головки ЛДА, что расширило диапазон концентрации дисперсной фазы до 20% и более.

Зондовые методы измерения локальных характеристик в двухфазных потоках с высокой концентрацией дисперсной фазы необходимы, поскольку бесконтактные методы часто становятся неэффективными, трудными и дорогими для применения в крупномасштабных аппаратах и натурных объектах. Но их применение требует максимальной миниатюризации датчиков. Широкое применение в настоящее время получили различные волоконно - оптические датчики, которые обладают рядом преимуществ: малым диаметром (~ 125 мкм); высокой эластичностью и механической прочностью; высокой коррозионной стойкостью, широкой полосой частот и малыми потерями. В датчиках оптическое волокно применяется в качестве линии передачи и/или чувствительного элемента. В работе рассматриваются одно-, двух- и трехволоконные оптические датчики, на основе которых реализованы дифференциальная и инверсно- дифференциальная схемы ЛДА (ЛДВА-3), а также схема ЛДВА-1, которая является аналогом схемы ЛДА с опорным пучком. В этих схемах роль блоков формирующей и приемной оптики ЛДА выполняют световоды, что существенно упрощает их конструкцию. Разработан модифицированный двухволоконный датчик, с помощью которого можно измерять толщину пленки криогенной жидкости, а также ее распределение в труднодоступных местах и в натурных объектах. Применение волоконно-оптических датчиков для исследования локальных характеристик показало их эффективную работу до максимально возможных концентраций твердых частиц и пузырьков в двухфазных потоках [13].

1. ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ВОЛОКОННЫЙ АНЕМОМЕТР ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО И ИНВЕРСНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ТИПА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ПОТОКАХ ГАЗА/ЖИДКОСТИ С ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Для исследования гидродинамики различных оптически непрозрачных дисперсных систем типа кипящий и циркулирующий кипящий слой, высококонцентрированный газожидкостный поток и других, была разработана схема анемометра с тремя световодами (ЛДВА-3), в которой лазерное зондирование потока осуществляется двумя пересекающимися лучами. Она аналогична хорошо известной в лазерной анемометрии дифференциальной схеме, работающей в режиме обратного рассеяния [14- 16].



Рис. 1 а, б. Блок-схема трехволоконного ЛДВА-3 с ячейкой Брэгга (а), и конструкция трехволоконного датчика дифференциального типа (б).

Принципиальная схема ЛДВА-3 с тремя световодами показана на рис. 1а. Роль блоков формирующей и приемной оптики выполняют световоды. Луч Не - Ne лазера 1 (мощность 15 мВт, λ = 632.8 нм - длина волны излучения) расщепляется с помощью ячейки Брэгга (20 МГц) на два пучка равной интенсивности. С помощью микрообъективов 3 они вводятся в формирующие световоды многомодового или одномодового типа, 4-поворотная призма. На выходе формирующих световодов пространственное совмещение световых пучков в исследуемой области достигается путем жесткой фиксации концов световодов в специальных канавках пластинки 6, выполненных в соответствии с геометрией дифференциальной схемы (рис. 1 б). Направляющие канавки задают угол пересечения (60°) двух зондирующих пучков в измерительном объеме, при пространственном совмещении которых образуется интерференционное поле. При пересечении частицами измерительного объема датчика происходит амплитудная модуляция рассеянного излучения. Измерительный объем датчика составлял ~ 0.0435 мм³, а расстояние его геометрического центра от торца

мм», а расстояние его теометрического центра от торца датчика составляло 0.5 мм. Применялись многомодовые

световоды типа кварц-кварц с апертурой NA=0.2 (КК/100 /120 /200 - диаметры световедущей жилы, отражающей оболочки и защитного покрытия, мкм), длина световодов в опытах составляла 10 м. Для передачи рассеянного излучения на фотоприемник 7 служит приемный световод 5, который расположен симметрично относительно двух формирующих. Электронный сигнал с фотоприемника проходит фильтры нижних и верхних частот, и направляется на смеситель 9, на который подается также сигнал с задающего генератора 8 (20 МГц). Выделенный смесителем доплеровский сигнал измеряется специальным процессором следящего типа 10 и наблюдается на осциллографе 11. Электронный сигнал с фотоприемника поступает также на компаратор 12, выход которого подключен к частотомеру 13 для измерения концентрации частиц. Концентрация частиц в двухфазном потоке измерялась по времени их нахождения в измерительном объеме датчика за заданный период наблюдения Т в соответствии с алгоритмом $\phi_t = \sum t_i / T$, где t_i - время нахождения *i*- той частицы в измерительном объеме датчика, погрешность измерения составляла ± 10%. Следует отметить, что измерительный объем датчика почти соответствовал среднему объему частицы.

Работу дифференциальной схемы измерителя скорости со световодами определяют: угол между формирующими световодами (θ), апертура оптических волокон (ϕ) и расстояние между выходными торцами световодов. Анализ работы трехволоконной схемы показал [14], что наименьшая методическая погрешность, вызванная расходимостью лазерных пучков, формирующих измерительный объем ЛДВА-3, достигается при больших углах пересечения (50-70)°, где она не превышает 10% (рис. 2 а, б).



Рис. 2 а, б. (а) Зависимость методических погрешностей измерения частоты доплеровского сигнала χ от угла пересечения зондирующих пучков (θ), и апертуры световода (б) [14].

Проверка работы датчика ЛДВА-3 при большой концентрации дисперсной фазы проводилась в опытах с вращающимся диском, на который закреплялся (по центру) стеклянный сосуд цилиндрической формы диаметром 200 мм и высотой 100 мм, заполненный песком со средним размером $d_p=0.5$ мм. Датчик ЛДВА-3 погружался в песок на глубину около 20 мм на заданном расстоянии от центра диска (рис. 3 а). При вращении диска с заданной скоростью проводились измерения доплеровского сдвига частоты (F_D), рассеянного частицами света. Калибровочные измерения показали, что погрешность



Рис. 3 а, б. Калибровочный стенд (а), и результаты измерений скорости частиц песка на вращающемся диске (б).

измерения скорости частиц песка в засыпке не превышает 10% (рис. 3 б). Поскольку при хаотической засыпке концентрация близка к $\phi_p \approx 0.6$, то одновременно с измерениями скорости частиц проведены калибровочные измерения их концентрации. На рис. 4 показана зависимость измеренной концентрации частиц песка от порога дискриминации, на основе которой были выбраны параметры электронного блока обработки сигнала.



Рис. 4. Зависимость эталонного измерения концентрации частиц от напряжения порога дискриминатора (вращающийся диск с песком).

С помощью датчика ЛДВА-3 проведены измерения скорости движения частиц оксида алюминия (Al₂O₃) со средним диаметром $d_p = 0.6$ мм и плотностью $\rho_p = 3680$ кг/м³ в аппарате диаметром 100 мм при псевдоожижении воздухом. Высота насыпного слоя частиц (Но) составляла 100 мм. Газораспределительная решетка состояла из двух перфорированных пластин и зажатого между ними пакета сеток с ячейкой 0.1×0.1 мм². Скорость минимального псевдоожижения (U_{mf}) составляла 0.24 м/с. Измерения аксиальной и радиальной компонент скорости движения частиц (рис. 5) проведены на оси аппарата кипящего слоя (КС) на расстояниях h/Ho=0.05, 0.65 и 0.95 от газораспределительной решетки. Режим работы аппарата КС был близок к минимальному псевдоожижению. По оси абсцисс отложены значения скорости частиц, а по оси ординат - вероятность мгновенного значения скорости относительно общего количества измерений. Результаты измерений показывают, что при h/H₀=0.65-0.95 кипящий слой находится в состоянии интенсивного перемешивания. Однако вблизи газораспределительной решетки (h/H₀=0.05) существенно уменьшается вероятность больших скоростей, что связано с меньшим



Рис. 5. Распределение плотности вероятности аксиальной (Ua) и радиальной (Ur) компонент скорости частиц на оси лабораторного аппарата с кипящим слоем.

размером пузырей в этой области. Максимальная скорость движения частиц связана со скоростью движения пузырей, которая определяется их размером. Таким образом, с помощью датчика ЛДВА-3 и специального блока электронной обработки сигнала можно измерять скорость и концентрацию дисперсной фазы в высококонцентрированных двухфазных потоках.

В совместной работе с ВТИ проведены комплексные исследованию интегральных и локальных характеристик гидродинамики и теплообмена в циркулирующем кипящем слое (ЦКС), а также влияния на них различных режимных параметров (скорости газа, массы материала в топке, плотности и размера частиц). Экспериментальные исследования проводились на крупномасштабной модели котла с ЦКС высотой 6.6 м, сечение вертикальной рабочей части составляло 0.4×0.4 м². С помощью датчика ЛДВА-3 проведены измерения профилей скорости и концентрации частиц в сечении ЦКС на расстоянии 4 м от газораспределительной решетки. Проведено сравнение полученных результатов с опубликованными данными других исследований [13, 16, 17].

Блок-схема инверсно-дифференциальной схемы лазерного анемометра для измерения скорости движения дисперсного материала с тем же самым волоконнооптическим датчиком (рис. 2 б) показана на рис. 6 а, б. Луч Не-Ne лазера 1 (15 Мвт, $\lambda = 632.8$ нм) с помощью градиентной линзы 2 вводится в многомодовый кварцевый световод 3. Приёмные световоды 4 и 5 располагаются под углом $\pm \theta = 30^{\circ}$ к зондирующему световоду 3 в соответствии с геометрией инверсно-лифференциальной схемы. После юстировки световоды жёстко крепятся в направляющих канавках датчика, и закрываются сверху пластинчатой крышкой толщиной 0.8 мм. Пластинчатый датчик (рис. 2 б) крепится к трубе - державке, с помощью которой он направляется в исследуемую область двухфазного потока. Частица, движущаяся в измерительном объеме датчика, рассеивает зондирующее излучение, которое частично попадает в приёмные световоды 4 и 5. Вследствие эффекта доплера частота рассеянного света в световоде 4 имеет сдвиг F_{D1}, а в световоде 5 - F_{D2}. На выходе из световодов рассеянный свет с помощью градиентных линз направляется на куб-призму 6, где происходит их пространственное совмещение.



Рис. 6 а, б. Инверсно-дифференциальная схема лазерного доплеровского анемометра с волоконно-оптическим датчиком (а), и геометрия оптических пучков (б).

Сигнал разностной доплеровской частоты $F_D = (F_{D1} - F_{D2})$ поступает через градиентную линзу диаметром 1.5 мм в волоконно-оптический модуль 7, по которому он направляется на фотоприемное устройство 8. Промодулированные разностной доплеровской частотой импульсы фототока после фильтров низких и высоких частот 9 поступают для анализа и обработки в процессор следящего типа 10, а также на анализатор спектра 11. Скорость движения частиц определяется по известному выражению U·cosa = $F_D \lambda/2 \sin\theta$, где U·cosa - проекция вектора скорости на направление разностного вектора рассеянных пучков, направленного вертикально (рис. 6 б). Инверсно-дифференциальная схема легко перестраивается в дифференциальную схему ЛДВА-3, что существенно упрощает юстировку волоконно-оптического датчика.



Рис. 7. Калибровочные измерения скорости частиц при гравитационном осаждении струи песка, вытекающей из конуса.

Проведены калибровочные измерения скорости движения частиц песка со средним размером 0.5 мм и плотностью 2620 кг/м³ при гравитационном осаждении струи, вытекающей из отверстия конуса (d = 4.7 мм) с полным углом 30°. Волоконно-оптический датчик работал как в инверсно-дифференциальной схеме ЛДА, так и в дифференциальной схеме (рис. 7). По оси абсцисс отложена безразмерная высота (h/d) от отверстия конуса, а по оси ординат – скорость осаждения частиц песка на оси гравитационной струи. Ранее было показано, что скорость частиц на оси струи соответствует скорости истечения идеальной жидкости из отверстия [18]. Измерения показали, что отношение сигнала к шуму в обеих схемах одинаково, но энергетический уровень сигнала в дифференциальной схеме ЛДА почти в два раза выше.

2. ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ВОЛОКОННЫЙ АНЕМОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ПУЗЫРЬКОВ И ЧАСТИЦ В ПОТОКАХ ПРИ ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ

Лазерный доплеровский анемометр с одним световодом (ЛДВА-1) был применён для измерения скорости движения частиц криолита в седиментационном аппарате с наклонными стенками, и скорости всплытия газовой фазы («снарядов») в газ-лифтной установке диаметром 15/16 мм и длиной 6.0/2.7 м. Луч гелий-неонового лазера I (мощность 15 мвт, λ = 632.8 нм) проходит через отверстие в наклонном зеркале 2 и вводится микрообъективом 3 в световод 4 (рис. 8). Световод передает зондирующее излучение в исследуемую двухфазную среду 5 в виде конуса с углом при вершине ~ (14-15)°. Плоскость поляризации лазерного пучка хаотически флуктуирует, а в сечении конуса наблюдаются спеклы. Роль опорного пучка в схеме выполняет волна, отраженная от выходного торца световода, которая связана с разницей коэффициентов преломления жидкости и световода. При подходе пузырька или частицы к торцу рассеянный (отраженный) свет частично попадает в световод, вместе с опорной волной канализируются и направляются обратно на зеркало 2. Зеркало направляет пространственно совмещенные пучки на поляризационный фильтр 6, плоскость пропускания которого ортогональна плоскости поляризации луча лазера. Затем оба пучка направляются объективом 7 через диафрагму 8 на фотоприемник 9. Интерференция пучков приводит к высокочастотной модуляции выходного тока фотоприемника. Таким образом, рассматриваемая схема аналогична по принципу действия схеме с опорным пучком обычного ЛЛА, работающего в режиме обратного рассеивания, в которой световод выполняет роль формирующей и приемной оптики [19]. Электронная часть системы измерения содержит стандартный набор вторичных приборов обычного ЛДА: фотоприёмник 9, фильтр верхних и нижних частот 10, анализатор спектра 11, блок обработки доплеровских сигналов 12. Концентрации дисперсной фазы измеряется по времени ее нахождения в измерительном объеме датчика. Для этого электронный сигнал направляется на фильтр нижних частот 13, компаратор 14 и частотомер 15. Связь между проекцией скорости межфазной поверхности на ось световода и измеряемой доплеровской частотой F_D определяется известным выражением UCosa = $F_D \lambda/2n_f$, где n_f - показатель преломления исследуемой среды.

В качестве примера показаны результаты исследования процессов консолидированного осаждения криолита (d_p=40 мкм, ρ_p = 3000 кг/м3), которые проводились в седиментационном аппарате сечением 0.15×0.1 м² и высотой 0.5 м, с наклонными под углом 60⁰ стенками.



Рис. 8. Блок – схема одноволоконного ЛДВА-1 для измерения скорости и концентрации дисперсной фазы в двухфазных потоках.

Измерения скорости движения частиц проведены в трех сечениях пограничного слоя под верхней (plate on top) стенкой канала, на расстояниях X=55, 100 и 180 мм от его дна. Весовая концентрация (ϕ) криолита в опытах составляла 0.10, 0.20 и 0.30 [20]. При осаждении криолита, в тонком пограничном слое (~ 2 мм) под верхней стенкой аппарата образуется (направленный вверх) конвективный поток осветленной жидкости. При этом скорость осаждения криолита увеличивается почти на 40%. Между потоком осветленной жидкости, направленным вверх, и основным потоком осаждающихся вниз частиц наблюдается переходная зона толщиной около 4 мм, в которой концентрация частиц изменяется почти от ноля до средней концентрации в аппарате.



Рис. 9 а, б, в. Профили скорости частиц криолита («потолочная» пластина) при осаждении в седиментационном аппарате с наклонными стенками [20].

На рис. 9 а-в показаны профили средних скоростей в потоке осветленной жидкости под верхней стенкой канала и в переходной зоне в трех сечениях по его длине. При увеличении концентрации криолита в указанных пределах скорость жидкости в области пограничного слоя толщиной ~ (0.5-2.0) мм плавно уменьшается на ~ (35-40)%. Все профили скорости имеют точку перегиба, что свидетельствует об интенсивных вихревых движениях в переходной зоне между встречными потоками. По длине стенки профили скорости почти не изменяются, за исключением области вблизи поверхности раздела жидкости и частиц. В опытах наблюдается подобие профилей скорости и их зависимость от концентрации криолита. С увеличением массовой концентрации твердой фазы наблюдается относительное уменьшение скорости осаждения частиц. Уменьшается не только разность скоростей между внутренней и внешней частями слоя, но и абсолютное значение скорости во внутренней его части.



Рис. 10 а, б. Скорость (а) и концентрация газовой фазы (б) в режиме газлифта на оси трубы в зависимости от расхода газа: 1- d=16 мм, L=2.7 м; 2- d=15 мм, L=6.0 м

В качестве примера применения ЛДВА-1 на рис. 10 а, б показаны зависимости скорости (U₀) и концентрации газовой фазы (Ф) на оси вертикальной трубы (режим газлифта) от расхода газа. Измерения проведены в трубе диаметром 16 мм и длиной 2.7 м, а также в трубе диаметром 15 мм и длиной 6.0 м. Особенности взаимодействия наконечника волоконного датчика с пузырями, и работа схемы ЛДВА-1 в газожидкостном потоке приведены в [21-23]. При увеличении расхода наблюдается рост скорости газовой фазы и почти экспоненциальный рост ее концентрации. При этом производительность газ-лифта по подъему воды также увеличивается. Эффективность газ-лифта в пузырьковом режиме течения газожидкостной смеси выше, чем в снарядном режиме. Но при увеличении расхода газа происходит рост концентрации пузырьков, которые сливаются в снаряды при $\Phi > 30-40\%$. При смене режима течения газожидкостной смеси относительная эффективность газ-лифта уменьшается.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ МОДИФИЦИРОВАННЫМ ДВУХВОЛОКОННЫМ ДАТЧИКОМ

С помощью датчика ЛДВА-1 можно измерять малые (~1-3 мм) расстояния до отражающей (например, водной) поверхности, по аналогии с датчиками отражательного типа. Основой метода измерения толщины пленки жидкости является освещение отражающей поверхности расходящимся пучком света на выходе зондирующего световода, и регистрации интенсивности отраженного света при калибровке на заданном расстоянии. Проведены измерения толщины пленки жидкого азота на вертикальной пластине с размерами 250×75×5 мм в диапазоне расходов от 0,5 см³/с до 4 см³/с в условиях криогенных температур [24]. Число Рейнольдса в опытах изменялось от 30 до 280. Жидкий азот вытекал через распределительную щель на пластину из бака постоянного уровня, установленных внутри криостата. Одноволоконный датчик (ЛДВА-1) во втулке устанавливался заподлицо на расстоянии 190 мм от передней кромки пластины. Зависимость безразмерного параметра толщины пленки h_d от числа Рейнольдса показана на рис. 10. Здесь $h_d = 4g^{0.5}h^{1.5}/v_1$, g-ускорение свободного падения, V₁-кинематическая вязкость жидкого азота, ▲- данные ЛДВА-1 для жидкого азота [24], (о)- данные для воды Гимбутиса [25], (*)-данные для жидкого азота [26]. Совпадение указанных результатов можно считать удовлетворительным.



Рис. 10. Зависимость безразмерного параметра толщины пленки h_d от числа Рейнольдса [24].

Схему ЛДВА-1 можно упростить, если в качестве направленного ответвителя (зеркала) использовать параллельные торцы двух световодов с наклеенной стеклянной пластинкой, толщиной около 1-2 мм [24, 27]. Луч Не-Ne лазера 1 вводится в зондирующий световод 3 с помощью градиентной линзы 2 (рис. 11). Приемный световод 5 расположен рядом со световодом 3, на их торцы наклеена стеклянная пластинка 4 толщиной 1.6 мм. Наконечник двухволоконного датчика закрепляется во втулке, которая устанавливается заподлицо с обтекаемой поверхностью. При наличии пленки жидкости отраженный свет частично вводится в световод 5, по которому направляется на фотоприемник 6. Затем электронный сигнал обрабатывается на компьютере 7.



Рис. 11.Блок - схемы для измерения толщины пленки жидкости с модифицированным двухволоконным датчиком.

На рис. 12 показана калибровочная зависимость относительного напряжения волоконных датчиков от расстояния до отражающей поверхности: (1) – одноволоконный; (2) двухволоконный; (3) – модифицированный (толщина стеклянной наклейки на торце 1,6 мм). В отличие от обычного двухволоконного датчика (2), в модифицированном датчике (3) наблюдается однозначная зависимость между выходным напряжением и расстоянием до отражающей поверхности. Таким модифицированным двухволоконным датчиком можно измерять толщину пленки жидкости, а также скорость и концентрацию дисперсной фазы в высококонцентрированных двухфазных потоках. Скорость дисперсной фазы можно измерять по доплеровскому сдвигу частоты в рассеянном частицами свете (по аналогии с ЛДВА-1), а



Рис. 12. Зависимость относительного напряжения волоконных датчиков от расстояния до отражающей поверхности стекла: (1) – одноволоконный; (2) двухволоконный; (3) – модифицированный (толщина стеклянной наклейки на торце 1.6 мм) [27].

концентрацию дисперсной фазы – по аналогии с датчиками отражательного типа. На основе модифицированного двухволоконного датчика разработана методика измерения амплитудно-частотных характеристик толщины пленки жидкости в местах трудного доступа и на объектах сложной формы.

Модифицированный волоконно-оптический датчик для измерения толщины пленки жидкости имеет ряд преимуществ перед другими датчиками: высокое быстродействие (10⁻⁴÷10⁻⁵с), малую площадь зондирования поверхности пленки (~ 0.12 мм²), высокую точность измерения (1.5-2% для гладких пленок, 10% для волновых пленок) и длинную линию связи между объектом и прибором (более 100 м). В [27] показано применение модифицированного двухволоконного датчика для исследования механизма растекания струй жидкости при встречном потоке воздуха в дистилляционной колонне с насадкой из рифленых пластин, и измерение толщины пленки жидкости на пластине с локальным нагревателем [28].

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО ФИЛЬТРАЦИОННОГО ПОТОКА С ПОМОЩЬЮ КОМБИНИРОВАННОГО МЕТОДА ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ И ЛДА

Совпадение коэффициентов преломления жидкости и стеклянных шаров обеспечило оптическую однородность системы и доступность измерения в любой точке турбулентного фильтрационного потока с помощью ЛДА «ЛАДО-2». На основе визуальных наблюдений (рис. 13 а), и исследования локальных характеристик была разработана физическая модель турбулентного фильтрационного потока в кубической упаковке (рис. 13 б), которая включает струйную зону в центре ячейки, отрывную (вихревую) зону в области теневой точки контакта, и зоны возвратного течения, направленные к боковым точкам контакта шаров. Проведено измерение трех компонент средней скорости жидкости и RMS пульсаций в указанных зонах, а также спектра продольных пульсаций в струйной зоне и слое смешения. Число Рейнольдса в опытах изменялось от 1000 до 20000. В качестве масштабов длины и скорости приняты диаметр шара (D=18 мм) и максимальная скорость потока U_m в ячейке [3, 13].

Струя формируется в узком сечении ячейки (S_{min}), затем она расширяется в диффузорной части (Sdif) до плоскости, проходящей через теневую точку контакта шаров (S_{max}). Далее струя переходит в конфузорную часть ячейки (S_{conf}), где она сжимается до исходного состояния (S_{min}). Относительная продольная скорость на оси струи в кубической ячейке и ее RMS пульсации изменяются следующим образом: U/U_m= 1, $\sigma_u \approx$ (9-10)% в сечении 1 (S_{min}) ; U/U_m \approx 0.9, $\sigma_u \approx$ (12-13)% в сечении 2 (S_{dif}) ; U/U_m \approx 0.75-0.8, $\sigma_u \approx (15-16)$ % в сечении 3 (S_{max}); U/U_m ≈ 0.9 , $\sigma_u \approx$ (12-13)% в сечении 4 (Sconf). Сечения 1-4 расположены вдоль по потоку на расстоянии D/4. Поперечная и трансверсальная компоненты скорости жидкости на оси струи равны нулю (из-за симметрии потока), а RMS пульсации практически равны продольным. По периферии ячейки в теневой области шара находятся четыре зоны возвратного течения, в которых поток в виде четырех рукавов направлен к боковым точкам контакта, в которых: $U/U_m \approx$ 0, $\sigma_u \approx 0$ в сечении 1; U/Um \approx - (0.06-0.07), $\sigma_u \approx$ (5-6)% в сечении 2; U/U_m \approx - (0.12-0.13), $\sigma_u \approx$ (10-12)% в сечении 3. В конфузорной части ячейки (сечение 4) возвратное течение отсутствует из-за ускорения фильтрационного потока.

Поперечная компонента скорости жидкости в зоне возвратного течения близка к нулю, а трансверсальная компонента изменяется в тех же пределах,



(biggerstan)

Рис. 13 а, б. Турбулентный фильтрационный поток в кубической упаковке шаров при Re= 500 (а), и его физическая модель (б).

как и продольная компонента. Интенсивность пульсаций всех трех компонент скорости потока в зоне возвратного течения практически равны. В слое смешения между струйной областью и зоной возвратного течения RMS пульсации всех трех компонент скорости максимальны и практически равны за исключением зоны ~1-2 мм в близи боковых точек контакта шаров, в них: $\sigma_u \approx (24-28)\%$, $\sigma_v = \sigma_w \approx 0$ (сечение 1); $\sigma_u = \sigma_v = \sigma_w \approx (22-23)\%$ в сечении 2; $\sigma_u = \sigma_v = \sigma_w \approx (19-20)\%$ в сечении 3.

В качестве примера на рис. 14 а, б показаны профили продольной средней скорости турбулентного фильтрационного потока U/Um (а) и RMS пульсаций (б) в плоскости симметрии кубической ячейки в четырех сечениях вниз по потоку при Re= 1.74×10^4 .

В сечении 2 на оси струи и в слое смешения фильтрационного потока исследованы спектральные характеристики продольных пульсаций скорости (рис. 15) при Re=1.74×10⁴.

С возрастанием частоты спектральная функция убывает обратно пропорционально квадрату волнового числа. Такой закон убывания спектральной функции отличается от известного закона «-5/3» Колмогорова. В спектре пульсаций скорости отсутствуют дискретные составляющие, а наибольший масштаб пульсаций имеет порядок диаметра шара.



Рис. 14 а, б. Безразмерные профили продольной средней скорости турбулентного фильтрационного потока U/Um (a) и RMS пульсаций (б) в плоскости симметрии кубической ячейки в сечениях от 1 до 4 при $Re=1.74 \times 10^4$.



Рис. 15. Нормированный спектр пульсаций продольной скорости фильтрационного потока в диффузорном сечении 2 на оси ячейки (●) и в слое смешения (○) при Re=1.74×10⁴ [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Экспериментальное исследование двухфазных потоков при высоких концентрациях дисперсной фазы затруднено из-за оптической непрозрачности, за исключением случая оптической однородности потока с одинаковыми коэффициентами преломления обеих фаз. Волоконно-оптические датчики возмущают исследуемый двухфазный поток, требуют калибровки и введения поправок. Но они относительно просты в эксперименте и не требуют значительных затрат.

2. На основе ЛДВА-3 разработана методика измерения (с погрешностью 10%) скорости и концентрации частиц в турбулентных двухфазных потоках с высокой концентрацией дисперсной фазы, разработана оригинальная конструкция датчика для исследования процессов в кипящем и циркулирующем кипящем слое.

3. Для исследования газожидкостных потоков разработана методика измерения (с погрешностью 10%) скорости и концентрации пузырей с помощью ЛДВА-1.

4. Разработана методика измерения (с погрешностью 10%) толщины пленки жидкости с помощью двухволоконного модифицированного датчика. Разработана эффективная конструкция датчика для измерений в местах трудного доступа и в натурных объектах, включая дистилляционные колонны.

Список литературы:

1. Волков В.И., Мухин В.А., Накоряков В.Е. и др. Исследование гидродинамики пристенного слоя на модели кубической упаковки// ПМТФ. 1980. №6. С. 58-64.

2. Романов Н.Н. Турбулентные характеристики течения в регулярных упаковках шаров/ Кандидатская диссертация. Институт теплофизики им С.С. Кутателадзе СО РАН. 1988, 187 с. Новосибирск.

3. Yevseev, A.R., Nakoryakov, V.E. & Romanov, N.N. Experimental investigation of a turbulent filtrational flow. Int. J. Multiphase Flows// 1991. V. 17. No. 1. P. 103-118.

 M. M. Cui, R. J. Adrian, Refractive index matching and marking methods for highly concentrated solid liquid flows// Experiments in Fluids. 1997. V. 22. P. 261-264.

5. S. Wiederseiner, N. Andreini, G. Epely-Chauvin, C. Ancey, Refractiveindex and density matching in concentrated particle suspensions: a review// Exp. Fluids. 2011. V. 50. P. 1183–1206.

6. Дубнищев Ю.Н., Евсеев А.Р., Соболев В.С., Уткин Е.Н. Исследование газонасыщенных турбулентных потоков с применением лазерного доплеровского измерителя скорости// ПМТФ. 1975. № 1. С. 147-153.

7. Протасов М.В., Вараксин А.Ю., Иванов Т.Ф., Поляков А.Ф. Анализ возможности использования лазерного доплеровского анемометра для исследования сильнозапыленных потоков// ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 298-303.

 Zevenhoven R., Kohlmann J., Laukkanen T., Tuominen M., Blomster A-M. Near-wall particle velocity and concentration measurements in circulating fluidised beds in relation to heat transfer/ Proc. of the 15th Int. Conf. on Fluidized Bed Combustion. May 16 – 19. 1999. Savannah. Georgia.

9. Вараксин А.Ю., Иванов Т.Ф., Поляков А.Ф. Использование лазерного доплеровского анемометра для измерения относительной концентрации крупных частиц// Измерительная техника. 2001. № 8. С. 46-48.

 Вараксин А.Ю., Полежаев Ю.В., Поляков А.Ф. Эффективность амплитудной селекции сигналов при исследовании гетерогенных потоков с использованием ЛДА// Измерительная техника. 1996. № 6. С. 47-50.

11. J. Werther, B. Hage, C. Rudnick, A comparison of laser Doppler and single-fibre reflection probes for the measurement of the velocity of solids in a gas-solid circulating fluidized bed// Chemical Engineering and Process-ing. 1996. V. 35. P. 381- 391.

 Wei F., Lin H., Cheng Y., Wang Z., Jin Y. Profiles of particle velosity and solids fraction in a high-density riser// Powder Technology. 1998. V. 100. P. 183-189.

13. Евсеев А.Р. Экспериментальное исследование локальной структуры турбулентных двухфазных потоков с высокой концентрацией дисперсной фазы/ Докторская диссертация. Институт теплофизики им С.С. Кутателадзе СО РАН. 2013. 299 с. Новосибирск.

14. Евсеев А.Р., Орлов В.А. Дифференциальный доплеровский измеритель скорости с волоконными световодами// Автометрия. 1986. № 6. С. 62-68.

15. Евсеев А.Р., Накоряков В.Е. Лазерный доплеровский анемометр для исследования структуры кипящего слоя/ В кн.: Процессы переноса в высокотемпературных и химически реагирующих потоках. ИТ СО АН СССР. 1982. С. 91-98. Новосибирск.

16. Evseev A.R., Orlov V.A., Ryabov G.A. Measurements of velocity and concentration of particles in circulating fluidised bed by differential Doppler anemometer with fiber optics// Proc. of the 7-th Int. Conf. on Laser Anemometry. Sept. 8-11. 1997. Karlsruhe. Germany.

17. Ryabov G.A., Trukhachev S.N., Folomeev O.M., Evseev A.R. Flow structure in near-wall zone of CFB in relation to local heat transfer// CD - Proceedings of 16th Int. FCB Conference. May. 2001. paper No. 189. USA. 18. Evseev A.R. Measurement of Turbulent Characteristics of a Two-Phase Gravitation Jet // Rus. J. Engineering Thermophysics. 1994. V. 4. №3. P. 313-322.

19. Лисицин В.Н., Орлов В.А., Фомин Ю.Н., Чеботаев В.П. Лазерный доплеровский измеритель скорости непрозрачных потоков жидкости и частиц/ В кн.: Труды III Всесоюз. совещания «Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности», ИТ СО АН СССР. 1980. Новосибирск.

20. Евсеев А.Р., Заостровский П.Ф., Поспелов Ф.М., Успенский М.С. Исследования гидродинамики наклонного канала пластинчатого отстойника лазерным анемометром с волоконно-оптическим трактом // ТОХТ. Т. 23. № 3. С. 407-410.

21. Евсеев А.Р. Лазерный доплеровский измеритель скорости со световодом // Автометрия. 1982. № 3. С. 109-111.

22. Евсеев А.Р., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Тачков С.А., Тимкин Л.С. Измерение структурных характеристик газожидкостного потока лазерным анемометром с волоконным световодом // Автометрия. 1987. № 2. С. 69-73.

23. Евсеев А.Р., Кашинский О.Н., Тимкин Л.С., Тачков С.А. Экспериментальное исследование модели газлифтного подъемника для наклонно-направленных скважин/ ВИНИТИ № 01830036722. отчет по НИР НГУ. 1984. 78 с. Новосибирск.

24. Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Евсеев А.Р., Маркович Д.М. и др. Измерение толщины пленки жидкости волоконно-оптическим датчиком // ПТЭ. 2003. № 2. С. 130-134.

25. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости / Вильнюс: Мокслас, 1988. 233 с.

26. Pavlenko A.N., Serov A.F., Chehovich V.Yu. et al. // ASME Forum on Measurement Techniques in Multiphase Flows, Nov. 1995. San Francisco. USA.

27. Evseev A.R. Liquid film thickness measurement by the fiber optical probe// Proc. Int. Symp. on the Physics of Heat Transfer in Boiling and Condensation. 1997. P. 519-523. Moscow. Russia.

28. S.V. Alekseenko, D.M. Markovich, A.R. Evseev et al. Experimental investigations of liquid distribution over the spructured packing, AIChE J. 2008. V. 54, No. 6. P. 1424-1430.

29. Zaitsev D.V., Kabov O.A., Evseev A.R. Measurement of locally heated liquid film thickness by double-fiber optical probe// Experiments in Fluids. 2003. V.34. No. 6. P. 748-754.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-4-04

УДК 543.318.3; 621.18:662.9 ДИАГНОСТИКА ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ

Мамонов В.Н., Серов А.Ф.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева,

АННОТАЦИЯ

При эксплуатации нефтяных и газоконденсатных скважин существует важная задача по раздельному учету жидкой и газообразной фазы извлекаемой из скважины нефтегазовой смеси. Для решения этой задачи в настоящее время на крупных месторождениях используется сложное и дорогостоящее импортное оборудование. На небольших скважинах использование такого оборудования нерентабельно, поэтому актуальна разработка недорогих современных методов решения рассматриваемой задачи.

В настоящем сообщении для определения наличия и количества газовой фазы в газожидкостном трубном потоке предлагается подход, основанный на комплексном использовании информации о гидравлическом сопротивлении установленного в транспортной трубе сужающего устройства (СУ) и о скорости звука в транспортируемом газожидкостном потоке.

Смысл предложения заключается в следующем: диагностируемый газожидкостный поток проходит через стандартное СУ (например, сопло), оснащенное приборами для измерения текущих значений температуры потока, скорости звука в потоке и перепада давления на СУ. Перепад давления и температура используются для определения действующего значения текущей вязкости потока. При появлении газовой фазы изменяется текущее значение скорости звука в потоке и текущее значение действующего значения вязкости потока. Совместная обработка этой информации позволяет определить и количественные характеристики газовой фазы.

Предлагаемый метод измерения вязкости жидкости с помощью СУ кратко изложен ниже, а также изложены результаты систематических экспериментальных исследований, которые позволяют утверждать, что разработан простой, надежный и недорогой поточный метод измерения вязкости текущей по трубопроводу вязкой жидкости.

В общем случае можно показать [1], что зависимость массового расхода жидкости через СУ зависит от перепада давления ΔP на СУ, геометрии проточной части СУ и свойств жидкости (плотности и вязкости).

Традиционные СУ используют в таких диапазонах расходов измеряемой среды, когда потери на трение малы по сравнению с потерями давления на преобразование потенциальной энергии потока в кинетическую энергию. В этом случае для СУ получается универсальная зависимость, из которой следует, что перепад давления ΔP на СУ зависит только от расхода G и плотности р протекающей через СУ жидкости.

При работе с нефтью и нефтепродуктами в общем случае пренебрегать силами трения нельзя, так как их вязкость может быть достаточно высока, а расходы весьма умеренны. В этом случае, исходя из принципов анализа размерностей и физического подобия гидродинамических процессов [2], очень удобно характеризовать конкретное СУ, имеющее определенную геометрию проточной части, универсальной для любых несжимаемых жидкостей зависимостью:

$$\mathcal{I} = f(Re) \tag{1}$$

Здесь величина $Л=\Delta P/(\rho U^2/2)$ представляет собой безразмерное отношение сил давления потока (ΔP – перепад давления на СУ) к силам инерции (U – средняя скорость во входном сечении СУ диаметром d, ρ – плотность жидкости) и называется коэффициентом сопротивления СУ, а безразмерный параметр Re = Ud/v - традиционное число Рейнольдса (v - кинематическая вязкость жидкости).

Безразмерная зависимость (1) индивидуальна для каждого СУ, так как в нее входят параметры, описывающие геометрию СУ. Но эта индивидуальная с точки зрения геометрии СУ зависимость универсальна для любых жидкостей (в том числе и для смесей) во всем доступном для практики диапазоне расходов, так как она учитывает кинематику потока (скорость U) и свойства жидкости (плотность р и вязкость v).

Для измерения кинематической вязкости жидкости **v** можно использовать обратную универсальную зависимость:

$$\operatorname{Re} = g(\Pi) \to (\operatorname{Ud})/\nu = g(2\Delta P/\rho U^2)$$
(2)

В этом случае, если известны диаметр СУ d и плотность жидкости ρ , измерены перепад давления ΔP и скорость U, то, пользуясь экспериментально полученной универсальной кривой (2), как калибровочной, можно определить величину кинематической вязкости v.

На рисунке 1 приведена схема СУ.



Рис. 1. Схема сужающего устройства

СУ представляло собой плоское сужение высотой 18 мм в участке канала круглого сечения диаметром 50 мм, имеющем конфузорный и диффузорный участки, плавно сопрягающие входное и выходное сечения СУ с плоским сужением. На участке СУ длиной 250 мм (см. рис. 1) с помощью датчика перепада давления измерялся текущий перепад давления ΔР. С помощью платинового термометра сопротивления измерялось текущее значение температуры потока Т. Текущие значения расхода, температуры потока рабочей жидкости и перепада давления регистрировались специально разработанной измерительной системой с частотой порядка 10 измерений в секунду. Более подробно измерительная система описана в работах [3, 4, 5].

На рисунке 2 приведена калибровочная кривая (2), полученная на экспериментальном проливном стенде для реально изготовленного СУ.



Рис. 2. Калибровочная кривая СУ

Калибровочная кривая СУ была построена в диапазоне изменения температуры рабочей жидкости от 21°С до 45°С, что соответствовало изменению её кинематической вязкости от 7 сСт до 16 сСт. Средняя скорость потока во входном сечении СУ изменялась в диапазоне от 0,16 м/с до 0,38 м/с. Из рисунка 2 видно, что все экспериментальные данные, полученные в процессе проведения калибровочных измерений хорошо обобщаются безразмерной универсальной зависимостью вида (2). Это обстоятельство подтверждает все вышеприведенные рассуждения о возможности измерения кинематической вязкости с помощью СУ.

На рисунке 3 приведена зависимость измеренного значения вязкости рабочей жидкости v(изм) от действительного значения вязкости v(t), определенного по температурной зависимости этой вязкости.



Рис. 3. Результаты экспериментов по измерению вязкости

Относительная погрешность результатов измерения кинематической вязкости рабочей жидкости с помощью СУ, отнесенная к верхней границе выбранного диапазона измерения кинематической вязкости, в указанных выше условиях не превышает величины ±2%.

Очевидно, что, если в качестве рабочей жидкости проливного стенда вместо ньютоновской жидкости будет использоваться, например, газожидкостный поток или жидкость, имеющая ярко выраженные неньютоновские свойства, то СУ по описанной выше методике будет регистрировать так называемое «действующее» значение кинематической вязкости потока. Это действующее значение будет соответствовать потере давления на СУ при протекании через него рабочей жидкости в конкретных условиях эксперимента.

На проливном стенде с использованием СУ и расходомера «Кварта» были проведены постановочные эксперименты с газожидкостным потоком. В качестве рабочей жидкости использовался водный раствор глицерина, в который инжектировался воздух в контролируемых условиях (регистрировался расход воздуха с помощью ротаметра и давление в контуре проливного стенда).

Для визуального наблюдения за потоком в контур стенда была включен специальный прозрачный цилиндрический участок. На рисунке 4 приведены фотография этого участка без потока (а) и фотографии (б, в, г), дающие представление о структуре воздушных включений при постоянном расходе воздуха (0,147 м³/ч при нормальном давлении), но при разных значениях давления в контуре стенда: 2 бар (б), 3 бар (в) и 6 бар (г).



Рис. 4. Структура течения при инжекции воздуха а – оптический канал; б - давление 2 бар; в- 3 бар; г- 6 бар.

Для измерения расхода жидкости использовался ультразвуковой расходомер «Кварта», разработанный в ИТ СО РАН [3]. Особенность этого расходомера заключается в том, что величина вязкости протекающей жидкости не влияет на результат измерения расхода. Конструкция расходомера позволяет также регистрировать в непрерывном поточном режиме значение скорости звука в потоке жидкости за короткий интервал времени, проходящей через рабочий канал расходомера.

На рис.5 приведена зависимость скорости звука (а) и перепада давления на СУ (б) в газожидкостном потоке в зависимости от расхода воздуха при расходе рабочей жидкости 5 м³/ч.



Рис. 5. Зависимость скорости звука (а) и перепада давления на СУ (б) от расхода воздуха в газожидкостном потоке

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных экспериментов позволяют сделать следующие выводы:

1. Инжекция воздуха в рабочую жидкость приводит к уменьшению скорости звука в потоке, протекающем через рабочий канал расходомера. Наблюдается корреляция между расходом инжектируемого воздуха и изменением скорости звука.

2. Инжекция воздуха в рабочую жидкость приводит к изменению «действующего» значения кинематической вязкости в потоке, протекающем через рабочий канал СУ. Наблюдается корреляция между расходом инжектируемого воздуха и изменением «действующего» значения кинематической вязкости.

 Хорошая повторяемость полученных результатов позволяет надеяться при таком подходе на разработку удобного и недорогого метода по раздельному учету жидкой и газообразной фазы извлекаемой из скважины нефтегазовой смеси.

Список литературы:

- Кремлевский П.П. Расходомеры и счетчики количества веществ: Справочник. – 4-е изд., преработ. и доп. – Л.: Машиностроение. Ленингр. отд., 1989. 701 с.
- Кутателадзе С.С.. Анализ подобия в теплофизике: Издательство «Наука», Сибирское отделение – Новосибирск, 1982. 280 с.
- Серов А. Ф., Мамонов В.Н., Назаров А.Д., Кириллов К. М., Измерительный пункт «Кварта-Н-50» для контроля дебета и параметров нефтяной эмульсии и нефти на скважине// Сборник материалов Девятого международного научного конгресса "ГЕО-СИБИРЬ-2013", том 2, Новосибирск, 2013, С. 77-82.
- Кобец О.Н., Мамонов В.Н., Серов А.Ф., Черепанов В.Я. Модульная установка для поверки и калибровки средств измерений качества нефти// Измерительная техника. 2012. № 4. С. 71-73.
- Еремин Е.В., Копылов С.В., Безрук А.В., Степанюгин А.В., Серов А.Ф., Мамонов В.Н. Мобильная установка для поверки поточных вискозиметров в условиях эксплуатации// Наука и технологии трубопроводного транспорта нефти и нефтепродуктов. 2012. № 2. С. 68-71.



УДК 532.529+534.222.2

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №4-09

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВОЙ И ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧКИ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЫ

Пинаев А.В., Кочетков И.И.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

АННОТАЦИЯ

Исследована структура нестационарных ударных волн и волн пузырьковой детонации при электрическом взрыве проволочки в воде, химически инертных и реагирующих пузырьковых средах при запасенной в конденсаторе энергии $W_0 = 8 \div 81$ Дж. С помощью оптической съемки изучено формирование и расширение плазменного пузыря после взрыва проволочки в воде и пузырьковых средах. Установлено образование кавитационных зон и исследован характер разрушения жидкости и пузырьковой среды в коротких сильных ударных волнах. Доказано, что инициирование пузырьковой детонации при взрыве проводников осуществляется по резонансному ударно-волновому механизму. Выполнен сравнительный частотный Фурье-анализ ударных волн в инертной пузырьковой среде и волн пузырьковой детонации. Впервые экспериментально доказана возможность передачи детонации из пузырьковой реагирующей среды в объем газа, находящийся над поверхностью раздела. Исследована динамика границы газожидкостной среды после прихода к ней волны пузырьковой детонации. Изучены стадии свечения и расширения плазменного пузыря после взрыва проволочки вблизи границы пузырьковой среды и установлена возможность возбуждения детонации в объеме газа от плазменного пузыря. Определена вероятность передачи детонации из пузырьковой среды в объем газовой смеси над границей пузырьковой смеси, обсуждаются механизмы воспламенения объема взрывчатого газа.

введение

В работах [1-5] впервые обнаружены и исследованы стационарные самоподдерживающиеся волны детонации в химически инертной жидкости с пузырьками взрывчатой газовой смеси и горючей жидкости с пузырьками окислителя. Пузырьковая детонация (ПД) представляла собой волну солитонного типа, распространялась за счет выделения химической энергии в пузырьках со скоростью, превышающей в 5-7 раз равновесную скорость звука в пузырьковой среде, но меньшей скорости звука в жидкости *c*_f. Пузырьковую детонацию инициировали волной газовой детонации, падающей на поверхность пузырьковой среды.

Для сокращения времени формирования волны ПД в работе [6] впервые предложено инициировать детонацию короткими ударными волнами (УВ) от взрыва проволочек внутри пузырьковой среды. В [6-8] с помощью пьезодатчиков и фотоумножителей проведены измерения параметров ударных и детонационных волн, интенсивности свечения при взрыве проволочки в инертных и реагирующих пузырьковых средах. Установлено, что в инертной пузырьковой среде вблизи проволочки образуется короткая быстро затухающая ударная волна с резкими пульсациями давления. В химически активной пузырьковой среде после взрыва проволочки возбуждается нестационарная волна детонации, амплитуда давления и скорость которой выше, а длина меньше, чем у УВ в инертной пузырьковой среде в том же диапазоне запасенной в конденсаторе энергии W_0 . При малых $W_0 = 12\div64$ Дж формирование стационарной волны пузырьковой детонации происходит быстрее, чем при $W_0 = 0,3\div1$ кДж. Из анализа профилей давления и свечения, в [7] был сделан вывод, что инициирование ПД при взрыве проволочки осуществляется по резонансному ударноволновому механизму. Этот вывод нуждается в дополнительной проверке с помощью оптических съемок.

С целью изучения плазменного пузыря при взрыве проволочки, поведения пузырьков в коротких УВ и выяснения механизма инициирования пузырьковой детонации методика измерений, описанная в [6-8], дополнена высокоскоростной покадровой фоторегистрацией. Основное число экспериментов проведено при W_0 , не более чем на порядок превышающих критическую энергию инициирования пузырьковой детонации W^* .

По условиям проведения опытов для установления границы пузырьковой среды на фиксированном уровне и, как следствие, для достижения необходимой объемной концентрации газовой фазы β_0 в пузырьковой среде требуется несколько минут. При этом из верхнего участка трубы газ непрерывно отводится по трубке в атмосферу, и постепенно замещается взрывчатой газовой смесью практически того же состава, что и в пузырьках. В волне ПД пузырьки воспламеняются не ближе некоторого минимального расстояния от границы, и горячие продукты сгорания в пузырьках изолированы слоем жидкости от газового объема. Граница пузырьковой среды после прихода к ней волны ПД движется вверх. В этой связи возникают следующие задачи: существует ли вероятность попадания горячих продуктов сгорания газовой смеси из пузырьков в объем газа, расположенный над границей пузырьковой среды, и инициирования в нем химических реакций? Способен ли воспламениться в верхнем участке трубы газ, адиабатически сжимаемый движущейся границей раздела? Могут ли по тому же механизму образоваться очаги воспламенения в микрообъемах несгоревшей газовой смеси, находящихся внутри движущейся пенистой газожидкостной среды вблизи от ее границы? Дополнительные цели работы - это выяснение возможности передачи пузырьковой детонации в объем газа, находящийся над границей раздела, возможности воспламенения этого газа с помощью взрывающегося проводника, расположенного в пузырьковой

среде вблизи ее границы, механизмов передачи детонации из пузырьковой среды в газ.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводили на вертикальной ударной трубе с внутренним диаметром 35 мм и длиной 4,5 м. Принципиальная схема верхнего измерительного участка трубы приведена на рис. 1. В нижней части медных подвижных изолированных электродов 1 диаметром 3 мм припаивали оловом проволочку З из манганина диаметром 0,3 мм, длиной $l = 9,5 \div 13,5$ мм. Сопротивление проволочки и ее контактов (без сопротивления электродов) составляло 0,26÷0,48 Ом, активное сопротивление электрической цепи между проволочкой и конденсатором – 0,11 Ом. Конденсаторы емкостью $C_0 = 1$ и 2 мкФ заряжали до энергии $W_0 = 8 \div 81$ Дж, коэффициент передачи энергии в проволочку ≈ 2/3. Напряжение на конденсаторе $U_0 = 4 \div 9$ кВ, величина начальной амплитуды тока, измеряемого на шунте сопротивлением 7,06 мОм, $I_0 \approx 6.8 \div 25$ кА. Период собственных колебаний разрядного контура составлял 10,7 мкс.



Рис. 1. Принципиальная схема верхней части ударной трубы. 1 – электроды, 2 – уровень смеси, 3 – проволочка, 4 – секция контроля уровня жидкости, 5 – секция измерений, 6 – ФЭУ, 7 – оптическая камера, 8 – импульсная световая лампа, Д₁÷Д₃ – пьезодатчики.

В качестве жидкости использовали воду или глицерол состава 75% H_2O+25 % глицерина, ($c_f = 1600 \text{ м/c}$), в качестве газов в пузырьках – воздух, либо смесь $C_2H_2+2,5O_2$. Снизу трубы располагался генератор пузырьков из тонких трубочек, создающих пузырьки диаметром $d_0 = 3-4$ мм и объемной концентрацией $\beta_0 = 1 \pm 4\%$.

Давление измеряли пьезокерамическими датчиками с собственной частотой $f_s = 300$ кГц. Сигналы с датчиков подавали на истоковый повторитель на полевых транзисторах с входным сопротивлением 1 ГОм. Постоянная времени пьезодатчиков превышала 1 с, погрешность измерения давления не более 5%. Интенсивность свечения регистрировали фотоумножителем (ФЭУ), световоды ФЭУ установлены напротив пьезодатчиков. Сопротивление нагрузки ФЭУ составляло 5 кОм, емкость выходного кабеля – 100 пФ, время разрешения фотоумножителя – 0,5 мкс. Профили напряжения, тока, интенсивности свечения и давления записывали двумя 4-х лучевыми осциллографами Tektronix TDS2014.

Оптическую съемку процессов проводили с помощью цифровой оптической камеры Photron Fastcam, размещенной напротив измерительной секции 5 с двумя продольными щелями размером 8×240 мм. Камеру фокусировали на проволочку, скорость съемки составляла $(1\div5,25)\cdot10^5$ кадров/с. Подсветку осуществляли импульсной лампой ИФК-120 с противоположной от камеры продольной щели. Для увеличения времени свечения лампы использовали проволочное нихромовое сопротивление 0,5 Ом (d = 1,5 мм), соединенное последовательно с лампой, время подсветки зависело от подаваемого на лампу напряжения и составляло $1,8\div2,2$ мс.

2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Взрыв проволочки в воде и инертной газожидкостной среде

Для сравнительного исследования стадий формирования плазменного пузыря были проведены взрывы проволочки в воде и в воде с пузырьками воздуха. Во всех опытах в течение 2,5-4 мкс после подачи напряжения происходил резкий рост, и затем падение тока до нуля, обусловленный разрывом электрической цепи при разрушении проволочки. Длительность первой яркой вспышки проволочки после замыкания электрической цепи составляла 6,5-13,5 мкс. Характерные осциллограммы свечения, напряжения и разрядного тока при взрыве проволочки в воде и пузырьковых средах приведены на рис. 2. Разогрев проволочки и соответственно ее свечение начинаются позже на 1,5-3,5 мкс момента времени, когда разрядный ток достигает максимума. Продолжительность свечения всегда превышает время, в течение которого по разрядной цепи протекает ток. Если $W_0 > 18$ Дж, то после разрушения проволочки наблюдается возобновление свечения плазменного пузыря после пробоя разрядного промежутка - свечение становится двухстадийным (рис. 2, δ).

Длительность и интенсивность повторного свечения возрастают с увеличением W_0 , продолжительность свечения в несколько раз превышает время выделения энергии.

На рис. 3, а приведены характерные снимки взрыва проволочки в воде, формирования и развития плазменного пузыря. Боковая поверхность пузыря обычно искажена и отличается от цилиндрической формы. Отсчет времени t здесь и на других рисунках начинается от момента подачи тока на проволочку. Первая вспышка после замыкания электрической цепи в данном опыте длится примерно 10 мкс. На осциллограмме (рис. 3, б) ей соответствует короткий пик в начале сигнала 4. Затем свечение резко уменьшается, вновь возникает и продолжается в течение 175 мкс. На всех приведенных ниже осциллограммах сигналы 1÷3 соответствуют датчикам $Д_1 \div J_3$. На датчике J_2 , расположенном напротив проволочки, регистрируется короткая и сильная УВ (рис. 3, б, сигнал 2) длительностью около 40 мкс и амплитудой давления 42 МПа. Здесь небольшой пик давления за передним ударным фронтом (через 25 мкс) соответствует волне сжатия от расширяющегося плазменного пузыря. УВ с удалением от проволочки затухает (на Д1 приблизительно в 2, а на $Д_3$ – в 4 раза). Первоначальный примерно треугольный профиль давления УВ преобразуется на датчиках $Д_1$ и $Д_3$ в профили давления с 3-4 пульсациями (см. сигналы *1* и *3*) длительностью 5-8 мкс. На верхнем участке между датчиками $Д_2$ и $Д_1$ средняя скорость ударной волны $V_{21} = 1823$ м/с, на нижнем участке ($Д_2$ – $Д_3$) $V_{23} = 1723$ м/с.



Рис. 2. Осциллограммы напряжения 1 на конденсаторе, разрядного тока 2 и свечения 3 в области взрывающейся проволочки в воде и газожидкостной среде (вода с пузырьками воздуха, $\beta_0 = 1 \div 4\%$). $C_0 = 1 \text{ мк} \Phi$, $W_0 = 18$ (а) и 40,5 (б) Дж. По вертикали: сигнал 1 - 5 кВ/дел, 2 - 14,2 кА/дел, 3 - 0,5 (а) и 1 (б) В/дел.

В жидкости вблизи пузыря в различные моменты времени t = 57, 113, 213 и 373 мкс возникают кавитационные пузырьки, которые существуют соответственно в течение 43, 73, 30, 443 мкс. Кавитация зарождается в зонах разрежения за ударными волнами и в области разрежения вблизи пузыря на стадии его сжатия. Размер кавитационной области составляет несколько сантиметров, максимальный размер пузырьков достигает 1 мм. Время существования кавитации превышает время существования зон разрежения.

На плазменном пузыре видны поперечные (относительно положения проволочки) длительно существующие полосы с шагом 0,8-0,9 мм, повторяющие форму его поверхности (см. рис. 3, *a*). Вероятной причиной периодических возмущений является неустойчивость расплавленного жидкого токового проводника. В экспериментах, выполненных с взрывающимися проволочками в вакууме и воздухе, принято считать, что причиной возникновения периодической неустойчивости расплавленного металлического проводника является токовая магнитогидродинамическая неустойчивость [9,10]. На снимках наиболее заметными полосы становятся при уменьшении яркости свечения (рис. 3, *a*, *t* ≥ 143 мкс). За время регистрации пузырь совершал одно полное коле-

бание, свечение плазмы обычно исчезало к моменту максимального расширения.



Рис. 3. Фотоснимки взрывающейся проволочки в воде (a); (б) – соответствующая осциллограмма профилей давления $(1\div3)$ и свечения (4), по вертикали: 20 МПа/дел (1÷3), 1 В/дел (4); $C_0 = 2 \, \varkappa \kappa \Phi$, $W_0 = 64 \, Д \varkappa$.

Характер начальной стадии взрыва проводника практически не зависит от внешней среды. В пузырьковой среде, как и в жидкости, регистрируется короткая вспышка, длительность которой определяется в основном параметрами и свойствами проводника. На поверхности плазменного пузыря возникают поперечные линии неустойчивости (рис. 4, а). Вблизи пузыря в поле давления УВ, сформированной взрывом проволочки, пузырьки испытывают сжатие и дальнейшее расширение, после чего они разрушаются. На пузырьки оказывает влияние движение жидкости при расширении плазменного пузыря, в результате чего они смещаются и деформируются. Неустойчивости на поверхности пузырьков могут приводить к их разрушению. Пузырьки, расположенные вблизи расширяющегося плазменного пузыря, иногда оказывают влияние на форму пузыря, искажая его цилиндрическую поверхность.

В пузырьковой среде короткая сильная УВ после взрыва проводника, находящегося напротив $Д_2$ (рис. 4, δ , сигнал 2), затухает гораздо быстрее, чем в жидкости без пузырьков – на датчике $Д_3$ (3), более удаленном от проволочки, чем датчик $Д_1$ (1), УВ практически исчезает. В зависимости от значений W_0 , β_0 и случайного расположения пузырьков степень затухания УВ может изменяться и датчики $Д_1$, $Д_3$ могут регистрировать волны различной конечной амплитуды. В [6,8] отмечалось, что не существует теорий, удовлетворительно описывающих сильные ударные волны в пузырьковых средах.



Рис. 4. Фотоснимки взрыва проволочки в воде с пузырьками воздуха (а); (б) – соответствующая осциллограмма профилей давления (сигналы 1÷3) и свечения (4), по вертикали: 1÷3 – 5 МПа/дел, 4 – 5 В/дел; С₀ = 1 мкФ, W₀ = 24,5 Дж, β₀ = 2%.

Исследование динамики плазменного пузыря показывает, что с ростом W_0 скорость его расширения и максимальный размер при первом расширении увеличиваются (рис. 5, *a*). За время $t \le 2$ мс в жидкости независимо от W_0 пузырь успевает совершить одно полное колебание, и затем при следующем расширении разрушается. В пузырьковой среде плазменный пузырь в течение того же времени постоянно расширяется и только при $W_0 \le 32$ Дж испытывает небольшое сжатие. В пузырьковой среде из-за ее существенно большей сжимаемости по сравнению с чистой жидкостью пузырь испытывает большее расширение. При $W_0 = 32$ Дж максимальные размеры плазменного пузыря при первом колебании в чистой жидкости составляют примерно 14 мм, в пузырьковой среде – 18 мм.

На начальном этапе расширение границы плазменного пузыря в пузырьковой среде и в воде происходит со скоростью около 100 м/с (см. рис. 5, δ). В дальнейшем пузырь в воде расширяется медленнее, чем в пузырьковой среде, и при $t \sim 300$ мкс начинает сжиматься (его скорость меняет знак).



Рис. 5. Зависимость размера (а) и скорости (б) плазменного пузыря от времени в воде при $W_0 = 64$ (1) и 36 Дж (2) и в воде с пузырьками воздуха ($\beta_0 = 2\%$) при $W_0 = 64$ (4) и 36 Дж (3).

2.2. Взрыв проволочки в жидкости с пузырьками химически активного газа

В химически активной пузырьковой среде динамика расширяющегося плазменного пузыря остается практически такой же, как и в инертной пузырьковой среде. В опыте, приведенном на рис. 6, величина электрической энергии, выделившейся на проволочке, была близка к критической энергии инициирования ПД. Проволочка здесь расположена напротив $Д_1$. Несмотря на сгорание отдельных пузырьков (см. кадр, t = 62,9 мкс), детонация не возбудилась, ударные волны затухли с обеих сторон от проволочки (рис. 6, δ , сигналы 2, 3). На снимках, начиная с 4-го кадра, видны сильные деформации поверхности плазменного пузыря, обусловленные местной разгрузкой давления из-за нахождения вблизи их поверхности пузырьков газа.



Рис. 6. Фотоснимки взрывающейся проволочки в химически активной пузырьковой среде (a); (б) – соответствующая осциллограмма профилей давления (сигналы 1÷3) и свечения (4), по вертикали: 1÷3 – 10 МПа/дел, 4 – 5 В/дел; С₀ = 1 мкФ, W₀ = 12,5 Дж, жидкость – глицерол, пузырьки С₂H₂+2,5O₂, β₀ = 2%.

При $W_0 > W^*$ происходит возбуждение пузырьковой детонации (рис. 7). В этом опыте проволочка расположена напротив $Д_1$, фотокамера сфокусирована в сечение, где расположен датчик $Д_2$, световоды ФЭУ расположены напротив $Д_2$ и $Д_3$. При сжатии пузырьков под действием УВ в них регистрируются кратковременные вспышки свечения длительностью около 2 мкс, что указывает на протекание химических реакций. Цифрами на рис. 7, *а* выборочно отмечены воспламенившиеся пузырьки. Пузырьки химически активного газа после вспышки разрушаются быстрее и до меньших размеров ($\leq 0, 1d_0$), чем пузырьки инертного газа. При расширении пузырьков на их поверхности образуются неустойчивости и видны кумулятивные струи, пробивающие пузырек (рис. 7, *a*).

Время от начала взаимодействия пузырька с волной ПД до его воспламенения обычно составляет 20–30 мкс, длительность пульсаций давления соответствует узкому пику в окрестности точки воспламенения (4–6 мкс). В ПД степень сжатия пузырька $n \approx 3$ –4, чему соответствуют в предположении адиабатичности процесса сжатия температура 1000–1350 К, давление 8–30 МПа и период индукции химической реакции газовой смеси менее 1 мкс. На осциллограмме (рис. 7, δ) видно, что волны ПД распространяются в обе стороны от проволочки (вверх и вниз трубы). Датчики Д₂ и Д₃ регистрируют идущие вниз волны сжатия, характерные для ПД, фотоумножитель – свечение пузырьков напротив Д₂ и Д₃ (сигналы $2 \div 4$).



t, = 287,6 306,7 325,7 335,2 346,7 354,3 363,8 382,9 мкс



Рис. 7. Фотоснимки взрыва проволочки в химически активной пузырьковой среде (a); (б) – соответствующая осциллограмма профилей давления (1÷3) и свечения (4), по вертикали: 10 МПа/дел (1÷3), 4 – 5 В/дел; С₀ = 1 мкФ, W₀ = 24,5 Дж, жид-кость – глицерол, пузырьки С₂H₂+2,5O₂, β₀ = 2,1%.

Оптические съемки подтвердили сделанный ранее в [7-8] вывод об ударно-волновом механизме инициирования пузырьковой детонации при взрыве проволочки. Ни в одном опыте не было зарегистрировано воспламенение пузырьков при непосредственном контакте с проволочкой, продуктами ее взрыва и плазменным пузырем. Возбуждение детонации происходило всегда при $W_0 > W^*$, при которой после разрушения проволочки формировалась короткая и сильная УВ. Форма профиля давления вблизи взрывающейся проволочки близка к профилю давления волны ПД – это означает, что в этом процессе реализуется резонансный ударно-волновой механизм инициирования ПД.

Проведенные опыты позволили построить область существования ПД в координатах $W_1 - \beta_0$, где $W_1 =$ 2/3W₀ – переданная в проволочку энергия конденсатора (рис. 8). При значениях W_1 , совпадающих или выше кривой 1, инициирование пузырьковой детонации происходило во всех опытах. Когда величина W₁ оказывалась между кривыми 1 и 2, инициирование происходило с вероятностью меньшей 100%, при W_1 ниже кривой 2 детонация не возбуждалась. На графике приведены энергии W₂ и W₃, необходимые соответственно для плавления и полного испарения используемых проволочек. Здесь $W_2 = (c\Delta T + \lambda)M$, $W_3 = W_2 + rM$, где c = 0.37 Дж/г·К, $\lambda =$ 211,4 Дж/г и r = 4765 Дж/г – соответственно удельные теплоемкость, теплота плавления и испарения манганина, $\Delta T = T_{\lambda} - T_0 = 940$ К ($T_{\lambda} = 1233$ К – температура плавления манганина, $T_0 = 293$ К – начальная температура), $M = ml = 1,22 \div 1,73$ мг – масса проводников. Погонную массу зачищенной для пайки проволочки *m* = 1,28 мг/см определяли путем взвешивания на весах ВЛА-200-М проводника длиной 10 см.



Рис. 8. Область существования ПД при взрыве проволочки (выше кривой 1), 1 и 2 соответственно нижняя и верхняя границы критических энергий, 3 и 4 – соответственно энергии испарения (W₃ = 6,50÷9,21 Дж) и плавления (W₂ = 0,68÷0,97 Дж) используемых в работе проволочек.

В работе [9] при исследовании взрыва проводников в воздухе было установлено, что УВ образуется, если W_0 превышает энергию плавления проволочки и почти в 2 раза меньше энергии ее испарения. Т.е. утверждалось, что пороговый взрыв проволочек в воздухе при атмосферном давлении происходит без их испарения, ударная волна образуется по механизму разбрызгивания жидкого металла. В наших опытах в газожидкостной среде, где существенно ниже сжимаемость среды, значительно выше плотность и теплопотери на границе жидкий металл – жидкость, нельзя сделать однозначный вывод о связи плавления проводника с образованием пороговой УВ. Поскольку УВ регистрировалась при $W_1 > W_3$, то наиболее вероятно, что причинами взрывного разрушения проводника в газожидкостной среде кроме токовой неустойчивости являются его вскипание и частичное испарение.

2.3. Волна пузырьковой детонации вблизи границы

Для исследования поведения пузырьков вблизи границы химически активной пузырьковой среды были проведены опыты, в которых ее поверхность была расположена на 1 см выше датчика Д₁, а проволочка – на 20 см ниже границы пузырьковой среды. Характерные снимки поведения пузырьков в волне нестационарной ПД у границы приведены на рис. 9.



t, = 350 360 370 380 390 400 410 420 430 450 мкс

Рис. 9. Поведение пузырьков в волне пузырьковой детонации вблизи границы химически активной пузырьковой среды, жид-кость – глицерол, пузырьки $C_2H_2+2,5O_2$, $\beta_0 = 1\%$, $W_0 = 18$ Дж.

На первом кадре (t = 350 мкс) выборочно цифрами помечены пузырьки, воспламенение которых зафиксировано по мере распространения волны ПД в моменты времени *t* = 370 (1), 380 (2), 390 (3), 410 (4) мкс. Последний из них прореагировавший пузырек (4) расположен на глубине $h^* \approx 8$ мм. Средняя скорость нестационарной волны ПД на участке между 1-м и 3-м пузырьками составляет 620 м/с. С приближением к границе волна пузырьковой детонации уменьшается по амплитуде и затухает. Поверхность пузырьковой среды при t ≈ 440 мкс начинает двигаться вверх, постепенно приобретая вид пены, со скоростью около 120 м/с. Опыты показывают, что пузырьки, расположенные ближе 8-10 мм к границе, не успевают в достаточной степени сжаться и затем воспламениться из-за разгрузки волны ПД при выходе на поверхность раздела. Воспламенение пузырьков на глубине $h^* \approx 1$ см происходит не более чем в 20% опытов, обычно глубина, на которой пузырьки воспламеняются, превышает 1 см.

Оценим расстояние, на котором еще возможно воспламенение пузырька у границы среды. Период собственных колебаний пузырька в ударной волне $T = 2\pi R_0 \sqrt{\rho_l/3p_l}$ [11]. Для волны треугольного профиля с амплитудой $\Delta p_{1\text{max}}$, которую излучает прореагировавший пузырек, примем $p_l = \Delta p_{1\text{max}}/2 \approx 15$ МПа. Тогда время сжатия пузырька радиусом $R_0 = 2$ мм до его воспламенения $\Delta t \approx T/2 \approx 30$ мкс. Объем газа над поверхностью раздела сообщается с атмосферой, поэтому границу можно считать свободной поверхностью. При средней характерной скорости распространения УВ в пузырьковой среде $V_{\text{gf}} = 620$ м/с действие волны разгрузки начинает оказывать влияние на пузырьки, когда расстояние до границы $\lambda \leq V_{\text{gf}} \Delta t/2 \approx 9$ мм (оценка сверху), что близко к величине, наблюдаемой в эксперименте.

2.4. Спектр ударных и детонационных волн

Для профилей давления в инертной пузырьковой среде (рис. 10, *a*, проволочка напротив $Д_1$) был выполнен частотный анализ сигналов с помощью дискретного Фурье преобразования (рис. 10, δ). Спектр каждого сигнала вычислялся на интервале времени от начала переднего фронта волны до завершения пульсаций давления. Для сравнения на графике спектры сигналов 2 и 3 рассчитаны относительно максимального спектра сигнала 1. С целью увеличения спектрального разрешения применялась процедура «забивания» нулей (zeros-padding). По горизонтальной оси графики ограничены частотой собственных колебаний датчика *f*s.

Из рис. 10, б видно, что спектры сигналов характеризуются практически непрерывным распределением давления по частоте. Амплитуда сигнала 1 до $v \sim 100$ кГц уменьшается примерно на 15 дБ (в 5,6 раза) и при $v \sim 250$ кГц выходит на значение в –40 дБ (ослабление более чем в 100 раз). Пик давления длительностью около 6 мкс ($v \sim 170$ кГц) на переднем фронте волны, сформированный разрядом проволочки, явно на кривой 1 с v < 70 кГц позволяет получить профиль давления, практически совпадающий с начальным сигналом 1 на рис. 10, а. Сигналы 2 и 3 аналогично 1 убывают с частотой, но при любой фиксированной v имеют заметно меньшую амплитуду, при $\nu > 200$ кГц спектры 2 и 3 слабо различаются.

Основная причина затухания амплитуды сильной УВ и ее спектральной амплитуды с расстоянием связана с дисперсией и иными потерями в пузырьковой среде. Наибольшее затухание сигнала по расстоянию наблюдается в области частот до 50 кГц. Частота свободных колебаний пузырьков $v_0 = (3\gamma p_0/(1-\varphi)\rho_l)^{0.5}/2\pi R_0$ [12], где φ – коэффициент, учитывающий взаимное влияние пузырьков. Для амплитуд давления УВ $p_0 = 5\div25$ МПа, $R_0 = 2$ мм и $\beta_0 = 2\%$ величина $v_0 \approx 13-29$ кГц попадает в эту начальную область спектра. Появление в спектре полученных сигналов других частот связано с разрушением пузырьков и взаимодействием волн давления в пузырьковой среде между собой.



Рис. 10, а – осциллограмма профилей давления УВ (1÷3) и свечения (4) при взрыве проволочки в пузырьковой среде (глицерол – воздух), β₀ = 3%, C₀ = 2 мкФ, W₀ = 49 Дж, по вертикали: 20 (1), 5 (2) и 1 (3) МПа/дел, 4 – 0,5 В/дел.

В спектре УВ в химически активной среде уже напротив проволочки хорошо различаются локальные максимумы вплоть до частоты fs, которые по мере распространения волны приобретают более выраженную форму. Это качественно отличается от спектра в инертной среде на удалении от проволочки, где основные колебания были сосредоточены до v < 50 кГц. В сравнении со спектром в инертной пузырьковой среде затухание амплитуды от частоты более слабое, отсутствует затухание спектральной амплитуды с расстоянием. В спектре выделяется 2-3 локальных максимума давления сравнимой амплитуды в области v < 100 кГц. Наличие данных частот в спектре волн обусловлено колебаниями пузырьков и излучением УВ. В нижней части трубы для стационарной волны ПД, профили давления которой представлены на рис. 11, а, спектр сохраняет такие же периодические изменения амплитуды от частоты (рис. 11, б) с хорошо различимыми локальными максимумами в области частот до 300 кГц. В различных опытах максимумы могут смещаться возле некоторого среднего значения с отклонением до 15%.



Рис. 10, б – спектр давления УВ, кривые 1÷3 соответствуют сигналам рис. 10, а.



Рис. 11, а – осциллограмма профилей давления (1, 2) и свечения (3) в волне стационарной пузырьковой детонации, жидкость – глицерол, пузырьки C₂H₂+2,5O₂, β₀ = 2%, C₀ = 2 мкФ, W₀ = 81 Дж, по вертикали: 1, 2 – 20 МПа/дел, 3 – 0.5 В/дел.



Рис. 11, б – спектр давления волны ПД, кривые 1 и 2 соответствуют сигналам рис. 11, а.

2.5. Передача детонации в объем газа при взрыве проволочки в химически активной пузырьковой среде

В экспериментах по передаче детонации из пузырьковой среды в объем газа конденсатор емкостью $C_0 = 1$ мкФ заряжали до энергии $W_0 = 18 \div 40,5$ Дж. Расстояние от проволочки до поверхности пузырьковой среды в опытах $L = 35 \div 1$ см. Верхнюю часть трубы укоротили так, что расстояние от границы пузырьковой среды до торца составляло 675 мм. Датчик $Д_1$ и верхний световод

ФЭУ находились выше границы пузырьковой среды на 15 мм.

Первая серия опытов была проведена при L = 35 см. На такой глубине погружения проволочки параметры волны пузырьковой детонации к моменту ее выхода на поверхность пузырьковой среды близки к стационарным. Обнаружено, что передача детонации из пузырьковой среды в газовый объем возможна, но вероятность *р* такого события низкая ($\approx 10\%$). Затем *L* последовательно уменьшалась до 20, 11 и 4 см. Для каждой фиксированной *L* также определялась величина *p* в зависимости от концентрации пузырьков при $\beta_0 = 1, 2, 3$ и 4%, – по 10 опытам на каждое значение β_0 . В результате выполненных экспериментов оказалось, что *p* $\approx 10,5\pm3,8\%$, и не было выявлено явной зависимости вероятности *p* от величин *L* и β_0 .

Принципиальных отличий характера передачи детонации из пузырьковой среды в газовый объем в зависимости от величины L не обнаружено. При L = 4 см область наблюдения охватывала процессы формирования плазменного пузыря и передачи детонации. На рис. 12, а приведены снимки, на которых видно формирование и расширение плазменного пузыря, выход нестационарной волны ПД на поверхность пузырьковой среды и движение границы раздела, заброс в газовое пространство части жидкости и последующее воспламенение горючей смеси. Слева стрелкой показано положение датчика Д1. Задержка воспламенения t1 объема газовой среды после прихода волны ПД к границе пузырьковой среды здесь составляет 1,09 мс. Воспламенение происходит в разреженной пенистой газожидкостной среде от горячих продуктов сгорания в одном из газовых пузырьков. На последних трех снимках видно, как детонационная волна в газовой фазе поддавливает пенистую газожидкостную среду вниз.

Из анализа опытных данных можно понять механизм передачи детонации. На соответствующей осциллограмме (рис. 12, δ) зарегистрировано распространение волны ПД вниз датчиками Д₂ и Д₃ (сигналы 2, 3), на датчике Д₁ (сигнал 1) момент детонационного воспламенения газовой смеси в пене (t = 1,26 мс) с узким пиком и спадом давления из-за гашения реакции жидкой фазой (см. сигнал 4). После выхода детонационной волны из пены происходит инициирование детонации в газовом объеме и ее распространение вверх и вниз по трубе. Датчик Д₁ регистрирует вторую волну, а ФЭУ – соответствующее свечение. Затем, при t > 2,25 мс, на осциллограмме датчик Д₁ и ФЭУ зарегистрировали приход отраженной от торца трубы волны сжатия и свечение продуктов реакции.

В последней серии опытов проволочка была расположена на расстоянии L = 1 см. В этом положении плазменный пузырь может при расширении выходить за границу пузырьковой среды, что приводит к более частой передаче детонации из-за возможности воспламенения газовой смеси от горячих продуктов взорвавшейся проволочки и разогретой плазмы. На рис. 13 приведены характерные снимки успешной передачи детонации при L = 1 см, где $p \approx 65\%$.



0 0.5 1 1.5 2 t, мс Рис. 12. Фотоснимки передачи пузырьковой детонации в объем газа (а); (б) – соответствующая осциллограмма профилей давления (1÷3) и свечения (4), по вертикали: 1, 2 – 5 МПа/дел, 3 – 1 МПа/дел, 4 – 2 В/дел; $C_0 = 1$ мкФ, $W_0 = 24.5$ Дж, $\beta_0 = 1$ %, L = 4 см, $t_1 = 1.09$ мс.



Рис. 13. Фотоснимки передачи детонации от плазменного пузыря в объем газа; $C_0 = 1 \text{ мк} \Phi$, $W_0 = 18 \text{ Дж}$, $\beta_0 = 1 \%$, L = 1 см, $t_1 = 0.97 \text{ мс}$.

Несмотря на то, что проволочка расположена существенно ближе к границе пузырьковой среды, воспламенение газа происходит от плазменного объема гораздо чаще, не произошло принципиального изменения описанного выше механизма передачи детонации из газожидкостной среды в газ. Оценки и опытные данные показывают, что механизм адиабатического воспламенения объема газа при его сжатии движущейся границей газожидкостной среды не реализуется.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При взрыве проволочки в воде при запасенной в конденсаторе энергии $W_0 > 15-20$ Дж формируется плазменный пузырь, максимальная степень первоначального расширения которого пропорциональна W_0 . В инертных и химически активных пузырьковых средах из-за лучшей их сжимаемости по сравнению с жидкостью расширение плазменного пузыря происходит быстрее и до больших размеров.

Кавитация в жидкости возникает в области разрежения за фронтом коротких УВ, образующихся при взрыве проволочки, расширении плазменного разрядного пузыря, взрыве химически активных пузырьков и при сжатии плазменного пузыря. Время, в течение которого в жидкости наблюдается кавитация, превышает длительность фазы разрежения в УВ.

Пузырьки химически активного газа после воспламенения расширяются, теряют устойчивость и затем разрушаются. Пузырьки, находящиеся близко к границе пузырьковой среды (менее чем на 1 см), не сжимаются и не воспламеняются из-за разгрузки волны вблизи свободной границы.

Съемки воспламенения пузырьков в поле давления УВ от взрыва проволочки доказали вывод о резонансном ударно-волновом механизме инициирования пузырьковой детонации.

Частотный анализ ударных волн в инертной пузырьковой среде показывает, что наибольшее затухание спектральной амплитуды происходит в области частот до 50 кГц, куда попадают частоты колебаний пузырьков.

В химически активной пузырьковой среде затухание спектральной амплитуды заметно меньшее вплоть до частоты 300 кГц. В спектре давления стационарной волны ПД выделяется 2-3 локальных максимума сравнимой амплитуды в области частот до 300 кГц, затухание амплитуды от частоты более слабое, чем в инертной среде и отсутствует затухание спектральной амплитуды с расстоянием. Впервые экспериментально доказана возможность передачи пузырьковой детонации из пузырьковой среды в объем газа, находящийся над поверхностью раздела и установлена возможность возбуждения детонации в объеме газа от плазменного разрядного пузыря.

Определены вероятности инициирования объема газовой смеси над границей пузырьковой смеси при взрыве проволочки внутри пузырьковой среды в зависимости от глубины ее погружения.

Установлен механизм воспламенения объема взрывчатого газа над границей пузырьковой среды при взрыве проводника внутри пузырьковой среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-01-00222а.

Список литературы:

- Сычев А.И., Пинаев А.В. Волна детонации в системах жидкостьпузырьки газа // В кн. Первый Всесоюзный симпозиум по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Алма-Ата, 1984. Тез. докладов. Черноголовка. 1984. Т. 1, ч.1, №65. С. 54-55.
- Сычев А.И., Пинаев А.В. Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ. 1986. №1. С. 133-138.
- Пинаев А.В., Сычев А.И. Обнаружение и исследование самоподдерживающихся режимов детонации в системах жидкое горючее – пузырьки окислителя // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290. №3. С. 611-615.
- Пинаев А.В., Сычев А.И. Структура и свойства детонации в системах жидкость – пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, №3. С. 109-118.
- Пинаев А.В., Сычев А.И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость – пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, №6. С. 76-84.
- Кочетков И.И., Пинаев А.В. Ударные и детонационные волны в жидкости и пузырьковых средах при взрыве проволочки // Физика горения и взрыва. 2012. Т.48. №2. С. 124-133.
- Пинаев А.В., Кочетков И.И. Критическая энергия инициирования волны пузырьковой детонации при взрыве проволочки // Физика горения и взрыва. 2012. Т.48. №3. С. 133-139.
- Kochetkov I.I., Pinaev A.V. Comparative characteristics of strong shock and detonation waves in bubble media by an electrical wire explosion // Shock Waves. 2013. V.23. №2. P. 139-152.
- Перегуд Б.П., Абрамова К.Б. Экспериментальное исследование электрического взрыва // Докл. АН СССР. 1964. Т. 157. №4. С. 837-840.
- Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд, Б.П. Магнитогидродинамические неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6(12). С. 2007-2022.
- Бэтчелор Г.К. Волны сжатия в суспензии газовых пузырьков в жидкости // В сб. переводов. «Механика», 1968, №3, 109. С. 65-84.
- Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М., Наука, 1987. (Nigmatulin, R.I.: Dynamics of Multiphase Media, Part 1. Hemisphere, New York (1991))



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 4 - 10

КРИТИЧЕСКОЕ ИСТЕЧЕНИЕ ПАРОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ СЛОЙ ШАРОВЫХ ЧАСТИЦ

Таиров Э.А.¹, Покусаев Б.Г.², Быкова С.М.¹

¹ Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, 664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130

² Московский государственный машиностроительный университет (МАМИ), 107884, Россия, Москва, ул. Старая Басманная, 21/4

АННОТАЦИЯ

УДК 532.546.2

Проведено экспериментальное исследование истечения парожидкостного потока в цилиндрическом канале через засыпки шаровых частиц. Получены данные по критическому истечению пароводяной смеси различного паросодержания через плотноупакованные слои шаровых частиц из нержавеющей стали размером 2 мм и 4 мм, высота столба шаровой засыпки составляла 250 мм и 355 мм. Опытные данные отражают влияние давления, паросодержания смеси и геометрических параметров засыпки на величину критической массовой скорости. Отмечен линейный характер влияния геометрического фактора $\sqrt{d/H}$. Экстраполяция опытных данных к значению φ =1 коррелирует с теоретическим значением критической массовой скорости газа со свойствами насыщенного пара.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время пористые материалы активно применяются во многих областях техники, а процессы тепло- и массообмена в пористых материалах лежат в основе самых различных промышленных технологий. Интерес к исследованию течений однофазных и парожидкостных сред через зернистые слои, в частности через шаровые засыпки, определился давно. Он обусловлен запросами многих областей инженерной практики, где использование пористых слоев и засыпок либо технологически необходимо, либо предпочтительно как способ повышения эффективности тепло- и массообменных процессов в ограниченном объеме или при минимальном расходе теплоносителя. Показательные результаты исследования гидродинамических процессов при течении одно- и двухфазных потоков в пористых средах представлены в [1-5]. Гидродинамика двухфазных потоков интенсивно исследуется в связи с перспективами применения ядерного топлива в форме шаровых микротвэлов, непосредственно охлаждаемых теплоносителем в кипящих водяных реакторах [6].

Определение максимальных расходов, при которых происходит газодинамическое запирание парожидкостного потока, представляет одну из важнейших задач в вопросах проектирования аппаратов с двухфазным рабочим телом. Наиболее изученными, как в экспериментальном, так и в теоретическом аспектах являются критические двухфазные течения через шайбы, сопла, короткие и длинные трубы [7-9].

Недостаток систематизированных опытных данных и отсутствие общепринятой методики расчета гидравлического сопротивления двухфазным потокам в шаровых засыпках инициировал ряд новых исследований. В экспериментах [10] исследовались шаровые элементы диаметром 3,0 и 3,8 мм из алюминиевого сплава, свинца и стали. Свинцовая дробь средним диаметром 2,033 мм и стальные калиброванные шарики диаметром 2,123 мм использовались в работе [11], никелированные свинцовые шарики размером 2,8 и 4 мм – в работе [12]. В каждом случае получено удовлетворительное обобщение опытных данных с используемой расчетной моделью. Наиболее полное изложение гидравлики и теплообмена засыпок шаровых частиц применительно к условиям активной зоны водо-водяных реакторов представлено, повидимому, в работе [13].

Течение двухфазного потока во всех случаях рассматривается при массовых скоростях, не достигших своих максимальных значений. Какие либо экспериментальные данные, относящиеся к критическим режимам истечения пароводяной смеси через засыпки шаровых частиц, на сегодняшний день отсутствуют.

Данная работа посвящается получению опытных данных по критическим режимам истечения парожидкостного потока через плотноупакованный слой шаровых частиц в зависимости от их размера, высоты слоя, давления и паросодержания в потоке.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Эксперименты проводились на установке «Высокотемпературный контур», содержащей вертикальный участок в виде трубы внутренним диаметром 39 мм со вставкой из шаровых частиц. Для снижения гидравлического сопротивления тракта движения парожидкостной смеси, расположенного за пористым участком, выход из этого участка дополнительно соединен через регулировочный вентиль с магистральным трубопроводом большого диаметра, выведенным в атмосферу.

Укрупненная схема эксперимента и измерений представлена на рис.1. Вода, забираемая из бакааккумулятора 1, пройдя через механический фильтр 2, нагнетается насосом 3, поддерживающим фиксированный расход, через приемный трубопровод в подогревательный участок 4. Нагретая до заданной температуры вода, выйдя из подогревателя, дросселируется через шайбу 8, и получаемая таким образом пароводяная смесь поступает на вход рабочего участка 5. После рабочего участка она конденсируется и охлаждается до комнатной температуры в блоке конденсаторов 6 и возвращается в бак 1. Наиболее точное измерение расхода в стационарных опытах производится объемным способом по времени заполнения контрольного объема, который реализован в автоматическом измерителе расхода 7, установленном на линии сброса конденсата в бакаккумулятор 1. Установленные по тракту движения теплоносителя набор регулирующих вентилей и электромагнитных клапанов позволяют устанавливать и поддерживать различные режимы работы установки. На рис.1б представлена схема рабочего участка с засыпкой твердых шаровых частиц с указанием измерений перепада давления ΔP по высоте столба засыпки, давлений РІ перед и Р2 после дроссельной шайбы 8, давления на выходе из рабочего участка РЗ, а также измерения температур Т1, Т2, Т3 и Т4 в потоке. Давления Р1, Р2 и Р3 измерялись датчиками давления ПД100 с допускаемой основной погрешностью измерения не более 0,5 %. В опытах. выполняемых при входном лавлении Р2=0,6 МПа, измерение полного перепада давления по высоте всей засыпки проводилось тензометрическим датчиком типа DMD-331 с диапазоном измерения до 600 кПа. Приводимая в техническом паспорте основная погрешность датчика составляет 0,5 % от верхнего предела или 3 кПа. В качестве дополнительного измерения рассматривалась также разность датчиков давления Р2 и РЗ. В опытах, выполняемых при входном давлении P2=0,9 МПа, перепад давления в столбе засыпки определялся разностью показаний датчиков *P2* и *P3*, а датчик DMD-331 переключался на измерение перепада давления от входа в засыпку до его внутренней точки.

Дополнительное измерение падения давления во внутренней точке засыпки показывает нелинейный характер изменения давления в потоке, обусловленный сильным расширением и ускорением потока в выходных сечениях шарового слоя. На это же указывают и показания температур во внутренних точках засыпки, которые связаны с давлением парожидкостной смеси. При этом двухфазный поток в режимах максимальных расходов через шаровую засыпку может приближенно рассматриваться как равновесный. Расхождение между термодинамически равновесной температурой смеси, соответствующей измеренному давлению во внутренних точках засыпки, и показаниями термопар T3 и T4, расположенных в этих зонах, находится в пределах погрешностей измерений. На приемлемость гипотезы о термодинамической равновесности при давлениях выше 0,3 МПа указывают также авторы [14], исследовавшие вынужденную фильтрацию кипящей жидкости через пористый образец из тканой металлической сетки.

Температура *T1* регулировалась при помощи регулятора OBEH ТРМ210-Щ1.УР с основной допускаемой приведенной погрешностью прибора 0,5%. Значение *T1* выставлялось на регуляторе температуры в зависимости от избираемого расходного паросодержания x на входе в экспериментальный участок. Высокое давление *P1* до 10 МПа обеспечивало однофазный характер потока горячей воды до шайбы 8. Температура насыщения для воды при входных давлениях *P2* равных 0,6 и 0,9 МПа составляет 158,8 ⁰С и 176 ⁰С, соответственно. Термопара *T2* использовалась для контроля за поддерживаемым давлением *P2* на заданном уровне. Перепад на участке с

засыпкой создавался регулированием давления за каналом при помощи вентиля 10, который установлен на линии выхлопа в атмосферу, и установленных за конденсатором регулировочных вентилей тонкой и грубой регулировки 11,12. Измерение расхода парожидкостной смеси производилось по окончании опыта при полностью закрытом вентиле 10. Так как расход задавался числом оборотов двигателя трехплунжерного насоса давлением до 10 МПа, небольшое до 0,2 МПа возрастание давления за каналом после закрытия вентиля 10 не отражалось на величине расхода, измеряемого по окончании опыта.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки (a) и рабочего участка (б): 1 – бак-аккумулятор; 2 – фильтр; 3 – насос; 4 – подогревательный участок; 5 – рабочий участок; 6 – конденсатор; 7 – автоматический измеритель расхода; 8 – дроссельная шайба; 9 – кольцевые отборы давления; 10, 11– регулирующие вентили; 12 - электромагнитный клапан.

Эксперименты проводились при двух высотах столба засыпки $H_1 = 250$ мм и $H_2 = 355$ мм. В качестве засыпки использовались шарики из нержавеющей стали диаметром d=2 мм и d=4 мм. Пористость шаровой засыпки определялась объемным способом, при котором в мерный сосуд диаметром 35 мм, т.е. близким к диаметру канала, небольшими порциями засыпались шарики. Разность

начального объема воды $V_{0 \mu}$ объема вытесненного шариками воды ΔV составляет объем порового пространства. Пористость, рассчитанная по формуле:

$$m = \frac{V_0 - \Delta V}{V_0} = 1 - \frac{\Delta V}{V_0},$$
 (1)

дала значения: для частиц диаметром 2 мм m = 0,37, для частиц диаметром 4 мм m = 0,396. Засыпка в канале удерживалась между двумя удерживающими решетками с прижимным штоком, что обеспечивало ее неподвижность.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В результате исследования были получены опытные данные по гидродинамическим режимам вплоть до критического истечения парожидкостного потока через слой шаровых частиц для различных значений массового расходного паросодержания x = 0,011 - 0,178. Величина x рассчитывалась исходя из изоэнтальпийного характера процесса дросселирования горячей воды через шайбу 8 (рис.1). При обработке опытных данных использовалась величина массовой скорости ρw_m , рассчитанная с учетом пористости среды:

$$\rho w_m = \frac{G}{f_0 m} \,. \tag{2}$$

Результаты измерений обрабатывались в виде зависимости ρw_m от перепада давления ΔP на высоте засыпки H. Опыты проводились до достижения максимального значения $(\rho w_m)^{max}$, которое оставалось неизменным при дальнейшем увеличении перепада давления ΔP . Рассмотрены влияние на $(\rho w_m)^{max}$ давления на входе в рабочий участок, расходного паросодержания смеси x, диаметра частиц и высоты столба засыпки.

Характерный вид зависимости ρw_m от ΔP при H=250 мм и d=2 мм для различных входных паросодержаний в потоке представлен на рис.2. Видно существенное влияние паросодержания на величину критической массовой скорости. Так $(\rho w_m)^{max} = 551 \text{ кг/м}^2 \text{с при } x$ = 0,011 и $(\rho w_m)^{max}$ = 225 кг/м²с при x=0,178. Увеличение паросодержания здесь привело к снижению (*рw_m*)^{*max*} в 2,45 раза. Также можно отметить, что критический перепад давления с ростом паросодержания несколько увеличивается. Наблюдается плавный выход на режим максимального расхода, поэтому нельзя четко выделить критическое отношение давлений $\beta_{\kappa p} = P_{\kappa p}/P_{ex}$. В зависимости от параметров эксперимента величина $\beta_{\kappa p}$ может принимать различные значения в интервале от 0,24 до 0,43. Увеличение входного давления от 0,6 МПа до 0,9 МПа приводит к возрастанию массовой скорости в 1,4 раза.

Что касается геометрии шаровой засыпки, то диаметр частиц и высота слоя засыпки оказывают весьма значительное влияние на гидродинамическое сопротивление и на величину критической массовой скорости. Как следует из опытных данных, приведенных на рис.3 для x=0,178, увеличение столба засыпки в 1,42 раза ведет к уменьшению (ρw_m)^{тах} в 1,2 раза; а увеличение диаметра частиц в два раза – к возрастанию (ρw_m)^{тах} в 1,4 раза.



Рис.2. Зависимость массовой скорости смеси от перепада давления при высоте столба засыпки H=250 мм, диаметре частиц d=2 мм при различном значении массового расходного паросодержания: ***** - x=0,011; ■ - x=0,016; ● - x=0,022; ***** - x=0,033; ▲- x=0,055; ● - x=0,096; ◆ - x=0,178.



давления. H=250 мм: ● - d=2 мм; ▲ - d=4 мм; H=355 мм: ■ - d=2 мм; ◆ - d=4 мм.

При изучении критических течений в коротких цилиндрических каналах принято геометрию канала характеризовать отношением диаметра трубы D к длине L. В засыпках в качестве безразмерного геометрического параметра рассматривают отношение диаметра частиц d к высоте слоя засыпки H. На рис. 4 построены зависимости (ρw_m)^{max} для различных паросодержаний как функции безразмерного параметра $\sqrt{d/H}$. Для каждого фиксированного x при заданном давлении P эти зависимости представляют линейную функцию от $\sqrt{d/H}$:

$$\rho w_m \stackrel{\text{max}}{=} \sqrt{d/H} . \tag{3}$$



Рис.4. Зависимость максимальной массовой скорости смеси от $\int_{d/H}$ при различных значениях массового расходного паро-

содержания: ***** - *x*=0,011; **■** - *x*=0,016; **•** - *x*=0,022; ***** - *x*=0,033; **▲** - *x*=0,055; **•** - *x*=0,096; **◆** - *x*=0,178.

Представляет интерес рассмотреть асимптотический переход к закону истечения чистого газа при стремлении паросодержания к единице. Здесь уместно ввести в рассмотрение объемное паросодержание φ . Переход от *x* к φ производится по известной формуле:

$$\varphi = \left[1 + s \cdot \frac{\rho'' \ 1 - x}{\rho' x}\right]^{-1}.$$
 (4)

Из предлагаемых зависимостей для коэффициента скольжения *s* наиболее обоснованным применительно к засыпкам предоставляется использование формулы для адиабатного потока пароводяной смеси в вертикальных пучках стержней [15]:

$$s = 1 + 2,27 \cdot \left(1 - \frac{P}{P_{\kappa p}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho w_m}\right)^{0,7}.$$
 (5)

На рис.5 темными маркерами представлены опытные данные для $(\rho w_m)^{max}$ в зависимости от φ . Здесь же светлыми маркерами при $\varphi=1$ нанесены теоретические значения критической массовой скорости истечения однородного газа, взятого при параметрах насыщенного пара.

В [1] отмечается, что наиболее корректным является предположение об изотермическом характере течения газа в зернистом слое. В этом случае расчет следует вести по формуле:

$$\left(\rho w_{m}\right)^{\max} = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot \frac{d}{H} \cdot \frac{P_{ex}\rho''\psi}{m(1-m)}}, \qquad (6)$$

здесь термодинамические параметры P_{ex} , ρ'' отнесены ко входному слою засыпки.



Рис. 5. Зависимость максимальной массовой скорости от истинного объемного паросодержания. Опытные данные – H= 250 мм: ● -d=2 мм, ▲ -d=4 мм; H= 355 мм: ■ -d=2 мм, ● -d=4 мм. Расчет по формуле (6): H=250 мм: ● -d=2 мм, ▲-d=4 мм; H=355мм: □ - d=2 мм; ◆ -d=4 мм.

Отчетливо видно, что экстраполяция экспериментальных зависимостей $(\rho w_m)^{max}$ на область $\varphi=1$ с хорошим приближением согласуется с теоретическими значениями $(\rho w_m)^{max}$ для моделирующего насыщенный пар однородного газа.

Опыт изучения критических двухфазных течений в не очень коротких каналах [7] свидетельствует, что гомогенная модель показывает хорошую сходимость с экспериментом в определении расходных характеристик. Можно ожидать, что модель гомогенного потока с учетом внутреннего скольжения фаз позволит получить приемлемые результаты для критического течения в засыпках.

Установленная опытным путем линейная зависимость между $(\rho w_m)^{max}$ и геометрическим фактором $\sqrt{d/H}$, а также явно выраженный предельный переход к теоретической зависимости (6) при $\varphi \rightarrow I$, допускают рассмотреть возможность модификации зависимости (6) на область, по крайней мере, больших объемных паросодержаний. Представим (6) в следующем виде:

$$\rho w_m^{\max} = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{d}{H} \frac{\psi}{m(1-m)}} P_{ex} \cdot \sqrt{\rho} . \qquad (7)$$

Здесь первый сомножитель зависит только от геометрических параметров засыпки и давления во входном слое. Второй сомножитель определяется единственно плотностью среды.

Формула (7) получена в [1] для изотермического течения идеального газа, и плотность ρ берется во входном слое засыпки.

Поскольку изменение плотности парожидкостного потока по толщине засыпки во много раз превышает изменение плотности изотермического потока идеального газа в поровом пространстве, необходимо найти способ определения такого ρ, которое будучи подставленным в (7) позволило бы получить расчетное значение $(\rho w_m)^{max}$, адекватное опытным данным.

Представим ρ в виде

$$\rho = B(P_{ox}, x) \cdot \rho_{ex}, \qquad (8)$$

где ρ_{ex} – плотность двухфазного потока на входе в засыпку, определяемая с учетом скольжения фаз; $B(P_{ex}, \mathbf{x})$ корректирующая функция. Анализ опытных данных показывает, что зависимость B от x выражена недостаточно четко. Попытка найти зависимость В от Р_{ех} по имеющимся данным, полученным при двух значениях давления, представляется некорректной. С учетом этого были найдены только числовые значения $B(P_{ex})$:

$$B(0.6 M\Pi a) = 0.612; B(0.9 M\Pi a) = 0.705.$$
 (9)

Расчеты по (7) с учетом (8), (9), дали результаты, представленные на рис.6.



Рис.6. Зависимость максимальной массовой скорости смеси от массового расходного паросодержания х. Расчет по формулам (7) - (9): H=250 мм: ___ - d=2 мм; ___ - d=4 мм; *H=355 мм: - d=2 мм; ____ - d=4 мм.* Эксперимент: *H=250* мм: ●-d=2 мм; ▲- d=4 мм; H=355 мм: ■- d=2 мм; ◆-d=4 мм.

Изложенный подход представляет один из возможных способов обобщения опытных данных по критической массовой скорости двухфазного потока в засыпках в виде простой расчетной формулы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование критического истечения парожидкостного потока через плотноупакованные засыпки шаровых частиц в цилиндрическом канале. Получены данные о влиянии давления, начального паросодержания, диаметра частиц и высоты столба засыпки. Показано, что влияние геометрических

параметров засыпки на величину критической массовой скорости может быть представлено через безразмерный фактор $\sqrt{d/H}$.

Экстраполяция опытных зависимостей на область чистого пара достаточно хорошо согласуется с расчетными значениями (*р*w_m)^{max}, полученными для однофазного газа, обладающего свойствами насыщенного пара.

Опытные данные обобщены расчетной зависимостью, опирающейся на представления модели гомогенного потока.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты 12-08-00734a, 14-08-00636a).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- *m* пористость шаровой засыпки;
- G расход парожидкостной смеси, кг/с;
- f_0 площадь сечения трубы, свободной от засыпки, м²;
- φ истинное объемное паросодержание;
- x массовое расходное паросодержание;
- ρ' плотность кипящей воды, кг/м³;
- ρ'' плотность сухого насыщенного пара, кг/м³;
- k показатель адиабаты;

Ш – относительное минимальное проходное сечение в засыпке.

Список литературы:

- Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое. Новоси-1. бирск: ИТ СО РАН. 2005. - 358 с.
- 2 Зейгарник Ю.А., Поляев В.М. Теплообмен и гидродинамика двухфазных сред в условиях вынужденного движения в пористых структурах // ИФЖ. 2000.Т.73. №6. С. 1125-1131.
- 3. Зейгарник Ю.А., Иванов Ф.П. Обобщение опытных данных по внутреннему теплообмену в пористых структурах // ТВТ. 2010. T48. №3. C.402-408.
- 4 Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.В. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах летательных аппаратов. - М.: Машиностроение, 1988 г.
- 5. Минко К.Б., Артемов В.И., Яньков Г.Г. Гидравлическое сопротивление и эффективная теплопроводность засыпок из сферических частиц. // Вестник МЭИ. 2011. №4. С.47-55.
- 6. Филиппов Г.А., Богоявленский Р.Г., Авдеев А.А. Перспективы создания прямоточных микротвэльных реакторов с перегревом пара // Тяжелое машиностроение. 2002. №1. С.43-51
- Фисенко В.В. Критические двухфазные потоки. М.: Атомиздат, 1978, 160 c.
- 8 Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков в атомной и тепловой энергетике/ Дж. Делайе, М.Гио, М. Ритмюллер: Пер.с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 424 с.
- 9. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. II. М.: Наука, 1987. 360 c.
- 10. Лозовецкий В.В., Пелевин Ф.В. Сопротивление шаровых засыпок при течении одно- и двухфазных сред // ИФЖ. 2009. Т.82. №2. С. 283-288
- 11. Авдеев А.А., Созиев Р.И. Гидродинамическое сопротивление потока пароводяной смеси в шаровой засыпке // ТВТ. 2008. Т.46. №2. C. 251-256.
- 12. Таиров Э.А., Васильев С.А., Семчегов И.Н. Потери давления при течении жидкости в слое шаровых частиц // Дисперсные потоки и пористые среды: Тр. РНКТ-5. – М.: МЭИ, 2010. Т.5.С. 226 – 229.
- 13. Сорокин В.В. Гидродинамика и теплообмен шаровых засыпок в условиях активной зоны водо-водяных ядерных реакторов с микротвэлами. Минск: Беларус. Навука, 2010. 191с.
- 14. Бойко И.В., Кичатов Б.В., Пелевин Ф.В., Поляев В.М. Вынужденная фильтрация парожидкостной смеси через пористую среду // Теплоэнергетика, 2001. №3. С. 45 - 48.
- 15. Кириллов П.Л., Бобков В.П., Жуков А.В., Юрьев Ю.С. Теплогидравлические процессы в ЯЭУ: Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике/Под ред. д.т.н., проф. П.Л. Кириллова // т.1., М.: ИздАТ, 2010.



УДК 532.5

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №4-07

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДОЛИ ЖИДКОСТИ В ЯДРЕ ПОТОКА ПРИ АДИАБАТНОМ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ ТЕЧЕНИИ ДВУХФАЗНЫХ СМЕСЕЙ

Минко М.В., Ягов В. В.

ФГБОУ ВПО «НИУ «МЭИ», 111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

АННОТАЦИЯ

Предложена приближенная физически обоснованная методика расчета доли жидкости в ядре потока при адиабатном дисперсно-кольцевом течении двухфазных смесей. Сравнение с доступными экспериментальными данными показало, что данная методика хорошо описывает опытные данные в том диапазоне режимных параметров, для которых она была разработана.

введение

В работе [1] дается краткий анализ выявленных в экспериментах основных закономерностей уноса и осаждения капель в дисперсно-кольцевых потоках, а также современных методов расчета этих процессов. Насколько известно авторам, работа [2] – единственная, в которой унос капель в пароводяных потоках исследовался при отсутствии встречного потока осаждения. В условиях проведения экспериментов практически во всех опубликованных работах (как и в условиях эксплуатации технологических установок) отдельно измерить потоки уноса E и осаждения D невозможно; измерение расхода жидкости в пленке в лучшем случае позволяет определить эффективный поток Е-D. Условие динамического равновесия E=D, рассуждая формально, возможно при любых значениях сравниваемых потоков. Вместе с тем, из-за огромного различия удельных объемов жидкости и пара наличие капель в ядре канала мало изменяет скорость движения пара. Это позволяет в первом приближении принять, что закономерности уноса капель слабо изменяются в зависимости от концентрации капель в парокапельном потоке. Косвенным подтверждением справедливости такого допущения служат результаты [3]. Итоговое уравнение этой работы, определяющее отношение расхода жидкости в ядре потока к полному ее расходу,

$$\frac{m_E}{m_L} = \left(1 + 279.6We_c^{-0.8395}\right)^{-2.209} \tag{1}$$

содержит лишь один определяющий критерий подобия число Вебера $We_c = \frac{\rho_c w_0'' d}{\sigma}$ (w_0'' – приведенная скорость пара, d – диаметр канала, σ – поверхностное натяжение), который, очевидно, определяет лишь интенсивность уноса, но не осаждения. Двухступенчатая итерационная процедура при использовании (1) связана с необходимостью расчета плотности смеси в ядре потока (ρ_c); отличия в расчетах доли унесенной жидкости m_E/m_L на первом и втором шагах можно рассматривать как оценку степени влияния капель в ядре на интенсивность уноса. Поскольку замена в числе Вебера плотности газа на среднюю плотность смеси в ядре увеличивает долю опытных точек, попадающих в диапазон $\pm 50\%$, всего на 4% (с 75 до 78.9%), можно считать, что наличие капель в ядре реального дисперсно-кольцевом потока, действительно, несильно изменяет возмущающее воздействие газа на поверхность пленки.

В данной работе предложена приближенная физически обоснованная методика расчета доли жидкости, унесенной с поверхности жидкой пленки в дисперснокольцевом двухфазном потоке, полученная для условий динамического равновесия процессов уноса и осаждения капель.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Ранее авторами [1] была получена формула для расчета интенсивности уноса капель с поверхности жидкой пленки в отсутствии встречного потока осаждения:

$$E = C \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d}\right)^{1/2} \Gamma_F w_0'', C = 4.5 \cdot 10^{-4}$$
(2),

где Γ_F – массовый расход жидкости, приходящийся на единицу длины периметра трубы, ζ – коэффициент гидравлического сопротивления на стенке канала, р' плотность жидкости. Также было показано, что данное соотношение может применяться не только при уносе капель потоком сухого пара, но и при взаимодействии жидкой пленки с парокапельным ядром. Можно ожидать, что это справедливо и при достижении динамического равновесия, т.е. при равенстве потока уноса капель с поверхности и встречного потока осаждения: Е=D. Поскольку проведенное в работе [4] численное моделирование осаждения капель в целом подтвердило предположение об основной роли турбулентной диффузии в этом процессе, то открывается возможность построения приближенной методики расчета распределения жидкости между ядром потока и пленкой.

Формулу (2), определяющую интенсивность уноса, для рассматриваемых условий динамического равновесия удобно переписать в виде:

$$E = 4.5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d}\right)^{1/2} \frac{m_F}{\pi d} w_0'' =$$

$$= 4.5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d}\right)^{1/2} \frac{4}{\rho'' \pi^2 d^3} m_F m_G$$
(3)

где $m_F = \Gamma_F \pi d$ – расход жидкости в пленке, $m_G = w_0'' \rho'' \frac{\pi d^2}{4}$ – расход пара, $\xi = (1.82 \, \lg \, \text{Re}_F - 1.64)^{-2}$, $\text{Re}_F = \frac{4m_F}{\pi d\mu'}$ – число Рейнольдса пленки, ρ'' - плотность пара, μ' – вязкость жидкости. Если осаждение жидких капель является результатом турбулентной диффузии, то интенсивность осаждения *D* может быть оценена как эффективный рейнольдсов поток массы, помноженный на массовую долю капель в

потоке пара
$$1 - x_c = 1 - \frac{m_G}{m_G + m_E}$$
:
 $D = \frac{4}{\pi d^2} \frac{(\xi''/8)m_G}{(1 - 12.7\sqrt{\xi''/8})} \left(1 - \frac{m_G}{m_G + m_E}\right),$ (4)

где $\xi'' = (1.82 \lg \operatorname{Re}_G - 1.64)^{-2}$, $\operatorname{Re}_G = \frac{4m_G}{\pi d\mu''}$, $\mu'' - вязкость$

пара. (Такой подход в более простом варианте был использован нами ранее в [5].)

Приравнивая выражения (3) и (4), получаем квадратное уравнение относительно доли жидкости в ядре потока m_{E}/m_{L} . Его решение для имеющего физический смысл корня имеет вид:

$$\frac{m_E}{m_L} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{m_G}{m_L} - \frac{C_3}{C_2} + \sqrt{\left(1 - \frac{m_G}{m_L} - \frac{C_3}{C_2}\right)^2 + \frac{4m_G}{m_L}} \right], \quad (5)$$

$$C_2 = 4.5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d}\right)^{-1} \frac{4m_L}{\rho'' \pi^2 d^3}, C_3 = \frac{4}{\pi d^2} \frac{(\xi''/8)}{(1 - 12.7\sqrt{\xi''/8})}$$

Этот простой метод расчета доли жидкости в ядре потока был проверен на доступных экспериментальных данных, представленных в табл.1. Следует отметить, что использование аналогии Рейнольдса (понятие рейнольдсова поперечного потока массы) предполагает, что парокапельный поток рассматривается как гомогенная среда. Это означает, что предлагаемая методика применима в области высоких и умеренных приведенных давлений; вероятно, по этой причине данные [6] для смеси водавоздух, относящиеся к низким приведенным давлениям, обнаруживают значительное отклонение от расчетной зависимости, особенно при малых долях унесенной жидкости.

На рис. 1 представлены данные из работ [7] и [8], относящиеся к дисперсно-кольцевому течению фреона R113 в канале диаметром 10 мм. Согласие расчетных точек с экспериментальными хорошее (табл.2), большинство точек попало в диапазон отклонений ±30%, обозначенный на рисунках пунктирными линиями.

На рис. 2 и 3 дано сравнение результатов расчета с опытными данными работ [9] и [2] при течении смеси вода-пар. На рисунке 2 представлены зависимости относительного расхода жидкости в пленке m_F/m от паросодержания *х* для двух давлений – *p*=3 МПа (рис.2a) и *p*=5 МПа (рис.2б). В этом случае *m* – полный массовый расход смеси, G₀ – плотность потока массы смеси; очевидно, диагональ, соединяющая конечные точки осей координат на рис.2, соответствует отсутствию уноса (вся жидкость движется в пленке), а отличие ординаты любой опытной точки от значения ординаты на диагонали при данном х характеризует долю жидкости в ядре потока. Очевидно, и в этом случае можно говорить об удовлетворительном согласии результатов расчетов и измерений. Большое отклонение некоторых опытных точек имеет место только при толстой пленке (малых паросодержаниях и низких скоростях пара), когда, как отмечает сам экспериментатор, велика погрешность интерпретации результатов измерений. Примерно те же тенденции обнаруживаются и в отношении данных работы [10].







Рис. 2 (а, б). Зависимости относительного расхода жидкости в пленке т_F/т от паросодержания х при течении смеси водапар [9]: а) p=3 МПа, б) p=5 МПа

На рисунке 3 представлено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными работы Б.И. Нигматулина и др. [2]. Здесь, как это отражено в табл. 2, наблюдается хорошее согласие в широком диапазоне давлений $p=0.98\div11.77$ МПа, абсолютное большинство точек попало в диапазон отклонений ±30%.


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных значений т_Е/т_L при течении смеси вода-пар [2]:1 – p=0.98 МПа, 2 – p=1.96 МПа, 3 – p=2.94 МПа, 4 – p=4.9 МПа, 5 – p=6.87 МПа, 6 – p=9.81 МПа, 7 – p=11.77 МПа

В целом можно говорить о хорошем согласии расчетов по уравнению (5) с опытными данными, если иметь в виду, что в этом уравнении используется единственная эмпирическая константа, введенная при выводе формулы (2). Анализ экспериментальных данных показал, что методика не работает при низких значениях числа Рейнольдса пленки. Это объясняется тем, что при анализе уноса капель с поверхности жидкой пленки было сделано допущение о том, что унос происходит в условиях развитого волнового течения пленки; в этом случае для турбулентного газового ядра поверхность пленки является сильно шероховатой, что позволяет получить зависимость для касательно напряжения на межфазной границе [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика расчета доли жидкости в ядре потока при адиабатном дисперсно-кольцевом течении двухфазных смесей. Проведено сравнение с доступными экспериментальными данными для воды и фреонов при различных давлениях. Выполнен анализ диапазона применимости предлагаемой методики расчета.

> Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №13-08-00266а.

Список литературы:

- Ягов В.В., Минко М.В. Моделирование уноса капель в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // Теплоэнергетика. 2013. №7. С. 1–6.
- Нигматулин Б.И., Рачков В.И., Шугаев Ю.З. Исследование интенсивности уноса влаги с поверхности жидкой пленки при восходящем течении пароводяной смеси // Теплоэнергетика. 1981. №4. С.33–36.
- Cioncolini A., Thome J.R. Entrained liquid fraction prediction in adiabatic and evaporating annular two-phase flow // Nuclear Engineering and Design. 2012. V. 243. P. 200 – 213.
- Минко М.В., Ягов В.В. Моделирование распределения жидкости между ядром и пленкой в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // Теплоэнергетика. 2014. №1. С. 68–74.
- Ягов В.В., Минко М.В. Теплообмен в двухфазном потоке при высоких приведенных давлениях // Теплоэнергетика. 2011. №4, с. 13 -23.
- Okawa T., Kotani A., Kataoka I. Experiments for liquid phase mass transfer rate in annular regime for a small vertical tube // Int. J. Heat Mass Transfer. 2005. V. 48. № 3 – 4. P. 585 – 598.
- 7. Lopez de Bertodano M.A., Assad A., Beus S.G. Experiments for entrainment rate of droplets in the annular regime // Int. J. Multiphase Flow. 2001. V. 27. № 4. P. 685 – 699.
- Sawant P., Ishii M., Mori M. Prediction of amount of entrained droplets in vertical annular two-phase flow // Int. J. Heat Fluid Flow. 2009. V. 30. № 4. P. 715 – 728.
- Wurtz J. An experimental and theoretical investigation of annular steam–water flow in tubes and annuli at 30 and 90 bar. 1978. Report № 372. Riso National Laboratory, Denmark.
- Singh K., St. Pierre C.C., Crago W.A., Moeck E.O. Liquid film flow rates in two phase flow of steam and water at 1000 psia // AIChE Journal. 1969. V. 15. P. 51 – 56.

приложение

Таблица 1. Экспериментальные данные, использованные для проверки уравнения (5).

| таблица т. Экспериментальные да | иныс, использо | ванные для пр | оверки. | уравнения (5) | • | | | | |
|--|--------------------|---------------|---------------|-----------------------|--|------------|-----------|------|--|
| Источник | Диаметр канала, мм | | Давление, МПа | | Приведенное давление <i>p/p_{cr}</i> | | | | |
| Lopez de Bertodano M.A. et al. [7] | 10 | | 0.32÷0.53 | | 0.094÷0.16 | | | | |
| Sawant P. et al. [8] | 10.2 | | 0.28÷0.85 | | 0.083- | -0.25 | | | |
| Würtz J.[9] | 10/20 | | 3÷9 | | 0.14÷0.41 | | | | |
| Нигматулин Б.И. и др. [2] | Вода | 13.3 | 13.3 | | 0.98÷11.77 | | 0.04÷0.53 | | |
| Singh K. et al. [10] | Вода | 12.5 | | 6.9÷8.3 0.31÷ | | 0.38 | | | |
| Okawa T. et al. [6] | 5 | | 0.14÷0.76 | 0.006÷ | | ÷0.03 | | | |
| Таблица 2. Статистические характ | | | | | | | | | |
| Источник | | | (1) | $\overline{\zeta}$,% | ζ | , % | (2) | (3) | |
| Lopez de Bertodano M.A. et al. [7] | | | 48 | 15.3 | - 4. | 6 | 89.6 | 97.9 | |
| Sawant P. et al. [8] | | | 22 | 19.5 | 16. | 2 | 68.2 | 100 | |
| Würtz J.[9] | | | 93 | 88.6 | 84. | 5 | 32.2 | 50.5 | |
| Нигматулин Б.И. и др. [2] | | 43 | 24.9 | 5.2 | | 69.8 | 86.0 | | |
| Singh K. et al. [10] | | | 9 | 59.1 | 41.4 | 4 | 33.3 | 44.4 | |
| Okawa T. et al. $[6]^*$ | | | 128 | 45.8 | - 45 | 5.8 | 17.2 | 61.7 | |
| Итого | | | 343 | 49.2 | 7.9 | | 41.7 | 68.8 | |
| $(m_{\rm E}/m_{\rm L})$, $-(m_{\rm E}/m_{\rm L})$ | | 1 <u>N</u> | | | | 1_ <u></u> | | | |

$$\zeta_{i} = \frac{\left(\frac{E}{N}\right)_{calc,i}}{\left(\frac{m_{E}}{m_{L}}\right)_{calc,i}} - \text{отклонение для i-ой точки; } \overline{\zeta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{L} \zeta_{i} - \text{среднее отклонение; } |\overline{\zeta}| = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{L} |\zeta_{i}| - \text{сред-$$

нее отклонение (по модулю), (1) – общее число точек, (2) – процент точек, попавших в диапазон ±30%, (3) – процент точек, попавших в диапазон ±50%, ^{*} - при доле унесенной жидкости $m_F/m_L > 0.2$.



УДК 532.517, 532.59

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 4-12

РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ОБРУШЕНИИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Яковенко С.Н.¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

АННОТАЦИЯ

Развитие неустойчивости при обрушении внутренних волн, генерируемых двумерным препятствием в устойчиво стратифицированном течении, изучено путем DNS с числом Прандтля/Шмидта Pr = 1 и LES с Pr = 700, описывающих случаи атмосферы и океана. Выявлено нескольких мод вторичной неустойчивости в трансверсальном направлении, возникающих после опрокидывания волны. Мелкомасштабная мода ответственна за осцилляции неустойчивости Рэлея-Тейлора (HPT), порождающей конвективные грибовидные структуры с валами неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и вихревыми трубками на цилиндрической поверхности вокруг области опрокидывания. В поздние этапы развития мелкомасштабные вихри U- и О-формы трансформируются в крупные тороидальные структуры. Крупномасштабную моду можно связать с наиболее неустойчивым возмущением двумерной вихревой пары, формирующейся на месте обрушения волны на промежуточных стадиях развития. Для более высоких Pr имеет место более ранний и быстрый рост НРТ со структурами меньшего масштаба. Предложенные сценарии развития неустойчивости проливают свет на механизмы генерации геофизической турбулентности вдали от подстилающей поверхности.

введение

Внутренние гравитационные волны играют важную роль в динамике атмосферы и океана. При некоторых условиях (числах Фруда) происходит рост крутизны, опрокидывание и обрушение волн, приводящее к областям турбулентности, которые часто соответствуют подветренным волнам, генерируемым неровностью топографии [1,2]. Развитая турбулентность, наблюдаемая в приподнятой области обрушения внутренних волн, которые инициированы двумерным препятствием косинусоидальной формы в устойчиво стратифицированном течении (рис. 1), исследована путем DNS при числе Прандтля (Шмидта) Pr = 1 в [3] и LES при Pr = 700 в [4], что соответствует процессам в атмосфере и океане. Однако, сценарии развития неустойчивости и перехода к турбулентности при обрушении внутренних волн до сих пор остаются неясными. Настоящая работа представляет результаты дальнейшего анализа данных DNS/LES [3,4], направленного на прояснения этих сценариев, чтобы, таким образом, пролить свет на механизмы возникновения и поддержания геофизической турбулентности.

1. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

Течение со стратификацией моделируется в рамках приближения Буссинеска, для учета члена плавучести в уравнении Навье–Стокса добавляется уравнение для отклонения плотности. Основные уравнения в безразмерных переменных и обычных обозначениях имеют вид:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} - \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} - \frac{1}{\text{F}_h^2} \delta_{i3} f , \quad (2)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial (u_i f)}{\partial x_i} = \frac{1}{\text{RePr}} \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}, \qquad (3)$$

$$f = \frac{g}{hN^2} \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}, \quad N^2 = \frac{g}{\rho_0} \left(-\frac{d\rho}{dz} \right)_{t=0},$$

Скалярное свойство f и величина p представляют собой нормализованные отклонения плотности и давления от гидростатических величин. Подсеточные напряжения и потки скаляра (τ_{ik} и q_i) выражаются при помощи модели типа Смагоринского, как описано в [4]. Для численного решения (1)-(3) применяется центрально-разностная схема второго порядка на равномерной декартовой сетке для всех пространственных производных, а для шагов по времени взята схема Адамса–Бэшфорта второго порядка при использовании метода проекций. Неразрывность (1) на следующем шаге по времени удовлетворяется неявно путем решения уравнения Пуассона для давления при помощи распараллеленного многосеточного метода.



Рис. 1. Линии тока (сверху) и изолинии скаляра (снизу) для t = 17.5 в сечении y = 0 в DNS при Re = 4000 и Pr = 1 [3].

Косинусоидальный «холм» высоты h мгновенно вводился на дно области расчета в начальные поля постоянных продольной скорости $u_i(x_k, t = 0) = (U, 0, 0)$ и отрицательного градиента плотности (т.е. $f(x_k, t=0) = D - z)$, заданных как условия на входе. Такой холм генерирует внутренние волны, которые после опрокидывания и обрушения образуют квазистационарную область турбулентности [1-3]. Рельеф дна определяется как *z_m* = 0 при $|x| \ge L/h$ и $z_m = 0.5[1 + \cos(\pi x h/L)]$ при $|x| \le L/h$, где x = 0, $z = z_m = 1$ соответствуют положению вершины холма, тогда как z = 0 и z = D/h = 10 – верхней и нижней границе области вычислений. Числа Прандтля/Шмидта, Рейнольдса, Фруда (Pr = v/χ = 1 и 700, Re = Uh/v = 4000, $F_h = U/(Nh) = 0.6)$ и отношение длины к высоте холма L/h = 3.56, а также другие геометрические и численные параметры были тщательно подобраны в результате многочисленных предварительных тестов на грубых сетках [3]. Это позволяет иметь полную уверенность в том, что выбранная комбинация параметров является наиболее подходящей для получения (с достаточной точностью) максимально отчетливых и интенсивных эффектов обрушения волн и более устойчивой области турбулентности на поздних этапах развития.

Основной расчет выполнен с условиями прилипания и нулевого потока массы, заданными неявно на поверхности препятствия (см. в [3]), а при z = 0 вводились условия сводного скольжения. Это моделирует инвертированные опыты в гидродинамическом канале с буксируемым по свободной поверхности телом [1]. Кроме того, для сходства с этими экспериментами, верхняя граница представляла собой твердую стенку, движущуюся тангенциально с фиксированной входной скоростью U. В уравнении для скаляра задавались условия нулевого потока массы на верхней и нижней границе. Выбраны нулевые по нормали к выходной границе градиенты искомых величин скорости и скаляра. На боковых границах (при $y = \pm 5$) применены периодические условия. Для предотвращения искажения потока около холма внутренними волнами, распространяющимися вверх (вниз) по течению, отраженными от входной (выходной) границы и возвращающимися к препятствию, вводились специально сконструированные поглощающие слои вблизи входной и выходной границы [3].

Выбран безразмерный шаг по времени $\Delta t = 0.0005$, удовлетворяющий условиям Куранта. Это значение намного меньше безразмерного колмогоровского микромасштаба времени т ~ 0.17, оцененного в точке, где диссипация максимальна, т.е. все турбулентные масштабы фактически разрешались. Для мелкой сетки, использованной в базовом расчете, безразмерный размер ячейки взят равным $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.02 < 3\eta$ (с колмогоровским микромасштабом *η*, оцененного в точке максимальной диссипации), что вполне достаточно для хорошего разрешения в DNS [3]. Размер расчетной области составил 100h×10h×10h в продольном, трансверсальном и вертикальном направлениях, соответственно (с холмом, расположенным посередине между входной и выходной границей), с 5120×512×512 узлами сетки. Более грубые сетки приводили к менее точной картине на стадии перехода к турбулентности, к неадекватным спектрам на интервалах высоких волновых чисел и к заметному занижению уровня пульсаций в области обрушения. Детали численного алгоритма, его верификации и реализации для воспроизведения турбулентной области можно найти в [3].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В ситуациях с высокими числами Рейнольдса или Прандтля/Шмидта, когда эффекты молекулярной диффузии гораздо слабее конвективных, уравнение (3) может производить тонкие поверхности раздела слоев разной плотности. В численном моделировании обрушения подветренных волн, неустойчивые слои с резким перепадом плотности, действительно, возникают в некоторых локализованных зонах. Такой тонкий неустойчивый слой тормозящейся среды можно видеть при t ~ 24 на передней и нижней кромках области опрокидывания волн (рис. 2). Это обеспечивает такие же условия для роста неустойчивости Рэлея-Тейлора (НРТ), как и в классических двухслойных конфигурациях несжимаемых текучих сред с поверхностью раздела (см., напр., [5,6]). Малые возмущения типа «белого шума» вводились в поле плотности при t = 7.5 (до опрокидывания волны), и в некоторый момент появлялись мелкомасштабные конвективные структуры с трансверсальной периодичностью, указывая на развитие НРТ в месте опрокидывания (рис. 3, 4). Эти структуры подобны наблюдаемым на поверхности раздела несмешивающихся сред и в итоге приводят к образованию хорошо перемешанной квазистационарной области развитой турбулентности, с существенными инерционными интервалами на временных и пространственных спектрах пульсаций скорости и плотности [3,4], где вертикальные градиенты плотности, осредненные по у становятся довольно малыми.



Рис. 2. Линии тока (сверху) и изолинии скаляра (снизу) при t = 24, y = 0 в DNS с Pr = 1 (в меньшей области, чем на рис. 1).



Рис. 3. Эволюция изолиний скаляра при x = 2.5 в DNS с Pr = 1.



Рис. 4. Эволюция изолиний скаляра при x = 2.5 в LES с Pr = 700.



Рис. 5. Характерные величины перепада нормализованного отклонения плотности (Δ , **▲**) и средней высоты амплитуды неустойчивости (\circ , **●**) в сечении x = 2.5, полученные из данных DNS с Pr = 1 (Δ , \circ) и LES с Pr = 700 (**▲**, **●**) (см. рис. 3 и 4).

Отметим, что расчеты имеют достаточное разрешение для воспроизведения мелкомасштабной неустойчивости и последующей развитой турбулентности, обсуждаемой в [3,4], и для Pr = 1 (рис. 3), и Pr = 700 (рис. 4). Кроме того, можно видеть, что характерная амплитуда возмущений (рис. 5) первоначально имеет экспоненциальный рост в согласии с этапом линейной устойчивости развития HPT. Перепад скаляра в поперек зоны неустойчивости при x = 2.5 (рис. 5) растет линейно на интервале 17 < t < 22, из-за взаимного проникновения «языков» более и менее плотных сред (рис. 2) во время продолжающегося процесса крупномасштабного опрокидывания волны. Эта эволюция амплитуды неустойчивости и перепада плотности оказываются довольно типичными и наблюдаются и в других сечениях с соответствующим сдвигом по времени. Для более высоких чисел Pr имеет место (см. рис. 3-5) более ранний и быстрый рост НРТ с более мелкими периодическими структурами (появляющимися в LES при Pr = 700 начиная с $t \sim 18$ и $\lambda_v \ge 0.2h$). Более ранние и мелкие структуры при Pr >> 1 возникают из-за более слабых эффектов молекулярной диффузии, что приводит к более тонким поверхностям раздела и более быстрым ростом амплитуды возмущений в полном согласии с теоретическими оценками [5].



Рис. 6. Трансверсальные спектры турбулентной кинетической энергии (сверху) и дисперсии пульсаций скаляра (снизу), полученные из данных DNS при Pr = 1 и осредненные по области 1.25 < x < 5.0, 1.25 < z < 3.75.

Вторичная неустойчивость, развивающаяся при опрокидывании волны, соответствует набору мод на трансверсальных спектрах пульсаций скорости и плотности (рис. 6). Наименьшая мода спектра ($\lambda_y \sim 0.5h$ в

случае Pr = 1) отвечает возмущениям НРТ, бурно растущим при $21 \le t \le 26$ (рис. 3-5) и приводящим к конвективным грибовидным структурам, которые включают «ролики» неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (НКГ), образующие вихревые трубки («жгуты») (рис. 7), как в классических расчетах с поверхностью раздела двух сред (см., напр., [6]). Эти структуры не были явно обнаружены в предшествующих работах по обрушению подветренных волн из-за недостаточного разрешения поля плотности. На самом деле, циркуляция скорости, показанная на рис. 7, стартует сразу после возмущения неустойчивой поверхности раздела сред разной плотности (из-за закона сохранения массы для двух противоположно направленных движений [6]) и заметна в распределениях пульсаций скорости, определенных как разница между мгновенной скоростью и ее средней по размаху холма величины. Эти флуктуации сначала очень малы и не заметны на фоне случайных возмущений, применяемых при t = 7.5. Как только уровень пульсаций скорости (растущих экспоненциально) становится порядка входной скорости, можно наблюдать не только «ролики» циркуляции скорости, но и соответствующее спиралевидное вращение тонких языков более и менее плотной сред в поле плотности (рис. 7, 8). В итоге возникает ряд квазидвумерных грибоподобных структур, свидетельствующих о нелинейном этапе развития НРТ и, как отмечено выше, наблюдаемых раньше для более высоких Pr из-за более слабых эффектов диффузии, действие которой тормозит эволюцию поля плотности (рис. 3-5).



Рис. 7. Увеличенный вид изолиний скаляра из рис. 3, вместе с векторами скорости в каждой расчетной ячейке (красные и синие круги обозначают циркуляцию скорости между восходящим и нисходящим движениями легкой и тяжелой сред, генерирующими сдвиг скорости и неустойчивость НКГ-типа).



Рис. 8. Сканирование поля скаляра по сечениям x = const при t = 25, показывающим отпечатки элементов HPT.

На рис. 8 представлены отпечатки конвективных структур в различных сечениях (y,z) при x > 2, следующих вдоль «поверхности раздела» с неустойчивым градиентом плотности (визуализируемой, напр., на рис. 2). Соответствующие вихри воспроизводятся вытянутыми и изогнутыми вихревыми трубками, или «жгутами», расположенными на цилиндрической поверхности с сильной завихренностью (рис. 9а), которая следует изогнутому слою с неустойчивым градиентом плотности. Зоны концентрированной завихренности соответствуют циркуляционным «роликам», показанным на рис. 7, а уровень завихренности быстро увеличивается со временем в соответствии с ростом пульсаций скорости и плотности в цепочке развивающихся элементов НРТ. Кроме того, расчеты с дальнейшим измельчением расчетной сетки до $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.01$ воспроизводят (рис. 9б), что эти жгуты могут расщепляться на горизонтальные и наклонные части, с появлением многочисленных «петель» замкнутых вниз по потоку (т.е. шпилькообразных вихрей Uформы). Похожая картина наблюдается в LES-расчете при Pr = 700 (рис. 9в), что подразумевает (в сравнении с рис. 9а,б) одинаковые эффекты численной диссипации и молекулярной диффузии, направленные против появления такой тонкой структуры с вихрями U-формы.

На поздних стадиях развития неустойчивости и перехода к турбулентности ($26 \le t \le 30$ в DNS при Pr = 1) мелкомасштабные вихри трансформируются в более крупные структуры (рис. 10, 11). Отметим, что инвариант Q, отвечающий за идентификацию вихревых структур, достигает максимума при $t \approx 27.5$ (когда некоторые остатки от продольных жгутов видны вниз по потоку на рис. 11), затем релаксирует к меньшим значениям. Другая заметная мода ($\lambda_v \sim 2.5h$) доминирует, начиная с момента t ~ 30, когда становятся заметными крупномасштабные тороидальные структуры (рис. 6, 10-12). Их визуализация усложняется из-за наличия многочисленных вихрей более мелких масштабов, приводящих к инерционному интервалу '-5/3' и вязкой подобласти с более крутыми наклонами на рис. 6. В более ранние моменты времени, указанные выше доминирующие моды, $\lambda_v \sim h/2$ и $\lambda_v \sim 2.5h$, усиливаются независимо, и последнюю моду можно полагать ответственной за максимально нарастающее возмущение исходной двумерной ламинарной вихревой пары, формирующейся в плоскости (x, z) в месте опрокидывания внутренней волны при t > 21 (рис. 2). Мода $\lambda_y \sim 2.5h$ (и укрупнение доминирующих структур со временем) также зафиксирована в опытах при низких числах Рейнольдса $150 \le \text{Re} \le 580$ [2], где предложена модель цепочки наклонных тороидальных вихрей, получившая подтверждение в сопутствующих DNS-расчетах при Re = 200 [7]. Пик $\lambda_y \approx 2.4h$ также обнаружен на трансверсальном спектре пульсаций скорости в измерениях при гораздо больших числах Re = 9 000 [8].







Рис. 9. Изолинии инварианта градиента мгновенной скорости:
(a) Q = 20 (где II = -2Q = u_{i,j}u_{i,j}) при t = 25 в DNS c Pr = 1,
(б) Q = 30 при t = 21 в DNS с более узкой областью шириной 2.5h вместо 10h и с измельченной в два раза сеткой,
(в) II = -40 (т.е. Q = 20) при t = 24.5 в LES с Pr = 700.



Рис. 10. Сканирование изолиний скаляра по времени и различным сечениям x = const и z = const в DNS с Pr =1.



Рис. 11. Трехмерная визуализация изолиний Q – вдоль направлений (x + z) = const сквозь сечения, образованные осями (x - z) и y - в DNS c Pr = 1 при t = 27.5 (сверху) и 32.5 (снизу) для «оптимальных» уровней Q = 70 и 30, соответственно.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Имеется множество работ по развитию неустойчивости в геофизическом контексте, ограниченных простейшими конфигурациями стратифицированных течений. Например, уже около тридцати лет изучается вторичная неустойчивость (анатомия и зоология возмущений различных типов) в крупномасштабных двумерных валах НКГ, формирующихся в стратифицированных сдвиговых слоях [9-12]. Она может проявлять некоторые черты, похожие на наблюдаемые в рассматриваемом случае обрушения подветренных волн (так как области неустойчивого градиента плотности появляются в обоих случаях), но простота конфигурации в [9-12] очевидно приведет к другим сценариям развития неустойчивости. В другом цикле работ (см., напр., [13]) распространяющиеся внутренние волны с обрушением инициировались за счет введения специального вынуждающего члена в определяющие уравнения в спектральном пространстве. Вихревые структуры, идентифицированные при этом, представляли собой продольные полосчатые структуры и переплетенные петли (U-вида), что довольно похоже на визуализацию Q на рис. 9, 11 и соответствует основному сценарию перехода к турбулентности в исследованиях различных течений. В LES-расчетах подветренных волн при Sc = 1 [14] (хотя и с нефизическим условием свободного скольжения на поверхности препятствия) наблюдались ряды «роликов» с продольной компонентой завихренности переменного знака в многочисленных неустойчивых слоях, возникающих в результате опрокидывания распространяющейся вниз по потоку волны. В настоящей работе продольная завихренность чередующегося знака также зафиксирована в продольных (и тангенциальных) структурах (см. рис. 7, 9). С другой стороны, в искривленных и наклонных вихревых жгутах и петлях (рис. 7) имеются все компоненты завихренности. Это отражает трехмерную сложность процессов, происходящих во время реального обрушения подветренных волн и сопровождаемых «захваченной» волной с ротором в следе за препятствием и рядом вторичных приподнятых зон квазистационарной турбулентности, развивающейся при обрушении.



Рис. 12. Траектории частиц и векторы скорости при t = 32.5 (в DNS c Pr =1) в плоскостях (x,z) и (x,y): овал показывает тороидальную вихревую структуру, отрезок соединяет центры противоположно вращающихся вихрей этой структуры.

В опытах [2] по обрушению подветренных волн при Re = 150 отмечено, что трехмерное развитие неустойчивости исходной двумерной вихревой пары (рис. 2) носит конвективный характер и подобно НРТ. В результате формируется цепочка наклоненных тороидальных вихревых структур (вихревых колец) с заметными движениями вниз в центре тора, что ассоциировалось в [2] с аналогичным результатом трехмерного моделирования НРТ, выполненного численно в [15]. В расчетах [15] исследована трехмерная деформация поверхности раздела между слоями среды разной плотности в пределе слабой стратификации в области, подверженной двумерным возмущениям, и найдено, что примерно осесимметричный «гриб» тяжелой среды падает в легкую среду (расположенную снизу), а бароклинно генерируемая завихренность формирует замкнутое вихревое кольцо вокруг этого «гриба». Эта трактовка, по-видимому, имеет некоторый смысл, но противоречит результатам настоящей работы, где из спектров и распределений скорости, плотности, инварианта Q и завихренности показано, что HPT соответствует мелкомасштабная мода ($\lambda_v = 0.5h$), а тороидальным вихрям – крупномасштабная ($\lambda_y = 2.5h$). То есть, вихревые кольца, порождаемые грибовидными элементами НРТ, имеют гораздо меньший трансверсальный масштаб (рис. 7-11), чем формирующиеся позже тороидальные структуры (рис. 10-12), а вихревые структуры на промежуточных стадиях (при $t \sim 25$) являются квазидвумерными (вытянутыми по х и сплющенными по у), но не осесимметричными, как в [15].

Причина расхождения настоящих результатов и трактовки в [2] кроется, по-видимому, в существенном различии характерных чисел Рейнольдса. Из (4.21) видно, что с падением Re длина волны максимально неустойчивых возмущений НРТ растет. Поэтому могло случиться так, что при Re = 150 в [2] независящая от Re крупномасштабная «тороидальная» мода и мелкомасштабная мода НРТ почти совпали, что привело к вышеупомянутой трактовке в [2]. С другой стороны, с ростом числа Re > 4000 ожидаемо уменьшения длины волны НРТ-моды, согласно выражению для максимально неустойчивого возмущения, взятому из [5] в безразмерном виде, что при неизменном размере тороидальных структур приведет к гораздо большему расхождению характерных масштабов вторичной неустойчивости, особенно для случаев в атмосфере и океанах. В таких расчетах (очевидно в рамках LES) начальные НРТ-масштабы могут стать порядка или меньше размера сетки, т.е. не будут адекватно разрешаться, но, с учетом укрупнения НРТ-структур с ростом времени на нелинейной стадии развития (согласно сценарию [5]), последующие стадии НРТ-эволюции, тем не менее, будут охвачены. Аналогичные рассуждения можно привести и для числа Прандтля/Шмидта, также уменьшающего масштабы возмущений HPT с ростом Pr, согласно настоящим результатам. Также можно показать, что рост числа Фруда дает одновременный рост НРТ-моды и «тороидальной» моды по несколько различным степенным законам, но в диапазоне обрушения ($0.1 < F_h < 1$ [1]) это почти не приведет к различию соответствующих масштабов по сравнению с рассмотренным случаем ($F_h = 0.6$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

DNS/LES-моделирование обрушения Выполнено внутренних волн, инициированных препятствием в устойчиво стратифицированном течении при числе Шмидта 1 ≤ Sc ≤ 700 и числе Рейнольдса Re = 4000 – намного большем, чем в предыдущих работах. Показано, что в начальной стадии происходит рост мелкомасштабных возмущений неустойчивости Рэлея-Тейлора (НРТ), длина волны которых зависит от числа Шмидта. В отличие от классических двухслойных систем, сложная структура течения в области опрокидывания волн приводит к вытянутым и изогнутым квазидвумерным элементам НРТ, расположенным на поверхности цилиндра, опоясывающего эту область и содержащего резкие градиенты плотности. Эффекты НКГ приводят к появлению ряда вихревых трубок, следующих поверхности упомянутого цилиндра. Сложное взаимодействие матрицы структур НРТ и НКГ в области обрушения приводит к генерации энергии во всех масштабах движения и возникновению развитой турбулентности с протяженным инерционным интервалом «-5/3» на спектрах. На поздних стадиях развития доминирует крупномасштабная мода, представляющая наиболее неустойчивое возмущение исходной системы двумерной пары вихрей в области опрокидывания и соответствующая цепочке долгоживущих тороидальных вихрей.

Некоторые особенности течения при обрушении волн отмечены в предыдущих работах, однако, настоящие исследования дают наиболее полную картину происходящих процессов за счет использования эффективного алгоритма и достаточного разрешения сетки для адекватного воспроизведения деталей перехода к турбулентности, которые до сих пор не были изучены. Результаты базового расчета соответствовали двумерной топографии, генерировавшей двумерное волновое поле. В реальных ситуациях окружающей среды имеет место трехмерность внешнего поля скорости, что, несомненно, будет влиять на особенности обрушения волн и происходящие при этом процессы перехода, требующие отдельных исследований. Однако, представляется очевидным, что основные эффекты, обнаруженные в настоящей работе (рост крупномасштабной моды глобальной неустойчивости области опрокидывания и мелкомасштабных возмущений НРТ и НКГ, взаимодействие которых в итоге приводит к формированию области турбулентности), останутся теми же самыми в течениях с различными параметрами топографии и внешнего поля скорости. Таким образом, полученные сценарии развития неустойчивости и характерики квазистационарной перемешанной области при обрушении внутренних волн, несомненно, проливают свет на природу возникновения геофизической турбулентности в стратифицированной среде вдали от подстилающей поверхности.

Список литературы:

- Castro I.P., Snyder W.H. Experiments on wave breaking in stratified flow over obstacles // J. Fluid Mech. 1993. Vol. 255. P. 195-211.
- Eiff O.F., Bonneton P. Lee-wave breaking over obstacles in stratified flow // Phys. Fluids. 2000. Vol. 12. P. 1073-1086.
- Yakovenko S.N., Thomas T.G., Castro I.P. A turbulent patch arising from a breaking Internal wave // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 677. P. 103-133.
- Yakovenko S.N., Thomas T.G., Castro I.P. On subgrid-scale model implementation for a lee-wave turbulent patch in a stratified flow above an obstacle // Progress in Turbulence V: Proceedings of the iTi Conference in Turbulence 2012. / Eds.: A.Talamelli et al. – Springer Proceedings in Physics. 2014. Vol. 149. P. 233-236.
- Youngs D.L. Numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh– Taylor instability // Physica D. 1984. Vol. 12. P. 32-44.
- Daly B.J. Numerical study of two fluid Rayleigh–Taylor instability // Phys. Fluids. 1967. Vol. 10. P. 297-307.
- Gheusi F., Stein J., Eiff O.F. A numerical study of three-dimensional orographic gravity-wave breaking observed in a hydraulic tank // J. Fluid Mech. 2000. Vol. 410. P. 67-99.
- Eiff O., Huteau F., Tolu J. High-Reynolds-number orographic wavebreaking experiments // Dyn. Atmos. Oceans. 2005. Vol. 40. P. 71-89.
- Klaasen G.P., Peltier W.R. The onset of turbulence in finite-amplitude Kelvin–Helmholtz billows // J. Fluid Mech. 1985. Vol. 155. P. 1-35.
- Caulfield C.P., Peltier W.R. The anatomy of the mixing transition in homogeneous and stratified free shear layers // J. Fluid Mech. 2000. Vol. 413. P. 1-47.
- Mashayek A., Peltier W.R. The 'zoo' of secondary instabilities precursory to stratified shear flow transition. Part 1. Shear aligned convection, pairing, and braid instabilities // J. Fluid Mech. 2012. Vol. 708. P. 5-44.
- Mashayek A., Peltier W.R. The 'zoo' of secondary instabilities precursory to stratified shear flow transition. Part 2. The influence of stratification // J. Fluid Mech. 2012. Vol. 708. P. 45-70.
- Fritts D., Arendt S., Andreassen O. The vorticity dynamics of instability and turbulence in a breaking internal gravity wave // Earth Planets Space. 1999. Vol. 51. P. 457-473.
- Afanasyev Y.D., Peltier W. The three-dimensionalization of stratified flow over two-dimensional topography // J. Atmos. Sci. 1998. Vol. 55. P. 19-39.
- Tryggvason G., Unverdi S.O. Computations of three-dimensional Rayleigh–Taylor instability // Phys. Fluids A. 1990. Vol. 2. P. 656-659.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 12-01-00050-а, 13-05-00006-а.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-4-08

УДК 532.517, 532.613

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕПАДА ПЛОТНОСТИ И ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ НА ЭВОЛЮЦИЮ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Яковенко С.Н.¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

АННОТАЦИЯ

Эволюция поверхности раздела двух текучих сред исследована при помощи уравнений Навье-Стокса и объемной фракции, а также «континуальной» модели силы поверхностного натяжения (CSF). Для реальных сред (вода-воздух, вода-бензол) имеет место хорошее воспроизведение не только в области линейной устойчивости, но и в нелинейной области (с насыщением *n*). Если перепад плотности сред на поверхности раздела невелик, на нелинейной стадии наблюдаются эффекты неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, приводящей к появлению характерных конвективных грибообразных структур. При большом перепаде плотности (напр., для поверхности раздела вода-воздух) более тяжелая среда глубоко проникает в более легкую, образуя высокие колонны. Неучет эффекта поверхностного натяжения приводит к завышению скорости роста и ложному искажению поверхности раздела, затем к ее фрагментации. Применение CSF-модели корректно описывает эволюцию неустойчивости Рэлея-Тейлора в пределах разброса данных опыта.

введение

Неустойчивость Рэлея-Тейлора (НРТ) возникает при наложении малых возмущений на поверхность раздела между областями тяжелой (расположенной над поверхностью) и легкой (под поверхностью) текучих сред. Различные явления HPT наблюдаются от от астрофизических масштабов (например, в Крабовидной туманности) до микромасштабов. Распыление межзвездного газа, выталкиваемого из плоскости галактики магнитными полями и космическими лучами, может развиваться по сценарию HPT. Подобные процессы имеют место при вспышке сверхновых [1,2], в различных природных и искусственных объектах с термоядерным синтезом, при пожарах и управляемых реакциях горения, в мантии, океанах и атмосфере Земли, существенно влияя на климат. Одним из эффектов НРТ является возникновение турбулентности, а также интенсификация смешения за счет конвективного переноса. На конференциях по турбулентному смешению "Turbulent Mixing and Beyond" различным эффектам НРТ уделено значительное внимание (см., напр., [3]). Другим примером существенного интереса научного сообщества к этой актуальной проблеме является сотрудничество крупнейших научных центров по численному исследованию НРТ [4]. Наибольший из известных расчетов трехмерной НРТ [1] был выполнен при использовании кубической области вычислений с 3072³ узлами сетки, для чего потребовалось около двух недель счета и 65536 процессорных ядер (т.е.

полная мощность IBM BlueGene/L, крупнейшего на момент расчетов суперкомпьютера).

Большинство предшествующих работ по экспериментальным и численным исследованиям выполнено, в основном, в классической постановке с двумя плоскими слоями несмешивающихся текучих сред или в стратифицированной среде со ступенчатым профилем плотности (см., напр., [5]). Эволюция НРТ в условиях реальных течений техники и окружающей среды, изучена гораздо слабее. В частности, при численном моделировании обрушения внутренних волн [6] были отчетливо визуализированы нелинейные эффекты НРТ, фактически инициирующие переход к турбулентности. Тем не менее, для понимания механизмов развития неустойчивости остаются актуальными классические исследования эволюции возмущений одной и нескольких длин волн на поверхности раздела между двумя слоями разной плотности.

В настоящей работе исследуется эволюция НРТ на поверхности раздела двух слоев текучих несмешивающихся сред с варьированием вязкости, поверхностного натяжения и перепада плотности (характеризуемыми числом Рейнольдса, параметром устойчивости и числом Атвуда, соответственно), при помощи численных методов, развитых в [7,8]. Для сравнения используются результаты линейной теории, а также имеющиеся данные измерений и вычислений, представленные в других работах. Основное внимание уделяется двухфазной системе реальных сред (в частности, для поверхностей раздела вода-воздух и вода-бензол).

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Поверхность раздела между двумя несмешивающимися средами воспроизводится путем численного решения уравнений Навье–Стокса, вместе с уравнением для объемной фракции f более тяжелой среды, которые для несжимаемого течения двух сред с эффектами поверхностного натяжения имеют вид [8]:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_k}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] - g \delta_{i3} + F_i^s, (2)$$

$$\rho = \rho_1 f + \rho_2 (1 - f), \quad \mu = \mu_1 f + \mu_2 (1 - f),$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial (u_i f)}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

в обычных обозначениях. Величины *ρ*₁ и *μ*₁ являются плотностью и динамической вязкостью более тяжелой

среды, где f = 1, тогда как ρ_2 и μ_2 – те же величины для более легкой среды, где f = 0.

Для решения основных уравнений применена довольно простая и явная процедура одновременных итераций уравнений для скорости и давления, использующая метод искусственной сжимаемости, с релаксацией по псевдо-времени для удовлетворения уравнения неразрывности (1). Дифференциальные уравнения (1)-(3) дискретизируются на смещенной сетке для предотвращения рассогласования полей скорости и давления. Компоненты вектора скорости (u_i) определяются в центрах граней расчетных ячеек, а скалярные величины (p, f, ρ и μ) – в центре ячеек. Для производных по времени и псевдо-времени взяты явные схемы первого порядка. Для членов молекулярной диффузии в (2) применена центрально-разностная схема.

В [7] приведена иерархия пяти численных алгоритмов для членов конвекции в этих уравнениях. Показано, что противопоточная схема первого порядка (как и QUICK-схема третьего порядка) не подходит для течения двух сред из-за генерации слишком толстой и нереалистичной поверхности раздела, обусловленной численной диффузией противопоточной схемы (и из-за генерации существенного искажения поверхности раздела, обусловленного свойствами ложных осцилляций QUICK-схемы). Остальные три работоспособные схемы MUSCL-cxemy, имеющую OUICKвключают интерполянты и «сжимающий» TVD-ограничитель [9] для уравнения импульсов (2), в сочетании с той же схемой для уравнения объемной фракции (3) (обозначаемой как с4mm), или схемой «модификации наклона» для f, или поточно-противопоточной схемой «доноракцептор», используемой в VOF-методе. Процедура «донор-акцептор», применяемая в VOF-методе [10], обеспечивала резкую поверхность раздела, но демонстрировала появление ложных образований в виде «плавающих осколков» [11]. Наиболее приемлемые результаты с достаточно тонкой и гладкой поверхностью раздела обеспечивала схема с4mm для конвективных членов [9], которая также взята в настоящих исследованиях. Более подробно численные алгоритмы (без эффектов поверхностного натяжения) решения определяющих уравнений (1)-(3) приведены в [7], где эти алгоритмы были апробированы для задачи о течении при обрушении плотины. Результаты расчетов показали хорошее согласие с соответствующими данными лабораторных экспериментов.

Эффекты поверхностного натяжения вводятся в виде объемных сил согласно континуальной модели (CSF) [8,12], где формулировка объемной силы имеет следующий вид:

$$F_{i} = \frac{\sigma \kappa n_{i}}{\rho[f]}, \quad \kappa = -\frac{\partial n_{m}^{*}}{\partial x_{m}}, \quad n_{m}^{*} = \frac{n_{m}}{\sqrt{n_{k} n_{k}}},$$

$$n_{i} = \frac{\partial f_{c}}{\partial x_{i}}, \quad [f] = f_{2} - f_{1} = 1.$$
(4)

Сглаженная функция объемной фракции (цвета) f_c может быть взята в качестве первого приближения равной и самой функции объемной фракции, найденной численно, в связи с размазыванием за счет действия численных схем (т.е. $f_c = f$ в «упрощенной» CSF-модели).

Корректное представление сглаженной функции «цвета» предполагает ее плавное изменение поперек поверхности раздела конечной толщины за счет свертки характеристической функции f с интерполяционной функцией (сглаживающего ядра) в «модифицированной» CSFмодели [12]. В [11] выражение (4) сформулировано для плоских двумерных течений с границами в виде стенок и плоскостей симметрии и применено к ряду тестовых случаев для эволюции поверхности раздела между двумя несмешивающимися текучими средами при сравнительно небольшом числе Атвуда A = 0.333 (т.е. для $\rho_1/\rho_2 =$ 2), с варьированием эффектов вязкости и поверхностного натяжения. Получено хорошее соответствие результатов вычислений с теоретическими оценками и данными измерений.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В [8,9] развитие НРТ на плоской горизонтальной поверхности между двумя текучими средами было инициировано путем задания малого возмущения поля скорости косинусоидальной формы. В настоящей работе для моделирования НРТ применены другие начальные условия, соответствующие данным теории первого порядка [13], лабораторным экспериментам [14] и численному моделированию [15] методом вихревой пелены (ВП). Начальная скорость задана нулевой, а исходное положение поверхности раздела определяется, как и в работах Тейлора [13], Льюиса [14] и Пуллина [15], в виде косинусоидальной функции:

 $y_s(x) = y_{s0} \cos(2\pi x/\lambda), \tag{5}$

соответствующей возмущению с длиной волны $\lambda = 2L$ и малой амплитудой y_{s0}. Тогда, начальное поле объемной фракции имеет вид: f(x,y) = 1 для воды (при $y > y_s$), f(x,y) = 0 для воздуха (при $y < y_s$), f(x,y) = 0.5 в тонкой переходной зоне между двумя средами (при $y = y_s$, т.е. fменяется от нуля до единицы в тонком слое толщиной *h* $<<\lambda$). Начальные распределения давления соответствуют гидростатическим. Левая и правая границы полагаются плоскостью симметрии, верхняя и нижняя границы - твердой стенкой. Высота расчетной области в этом случае простирается до 16L (от $y_{\min} = -12L$ до $y_{\max} =$ 4L), чтобы позволить струям более плотной среды (воды) проникать глубоко в менее плотную (воздух), как это наблюдалось в результатах экспериментов [14]. Постоянная сетка использует размер ячейки $\delta = L/40$; этого оказалось достаточно, как было показано в исследованиях независимости решения от сетки, проведенных в работах [7,8], где можно найти другие детали численной реализации.

Использованы следующие параметры воды и воздуха при нормальной температуре 20°С: $\rho_1 = 998 \text{ кг/m}^3$, $\rho_2 = 1.20 \text{ кг/m}^3$, $\mu_1 = 1.00 \cdot 10^{-3} \text{ кг/(м·с)}$, $\mu_2 = 1.82 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м·с)}$, $\sigma = 0.073 \text{ кг/c}^2$. Условия трех вариантов измерений (2, 7, 28), описанных в [14], находились в следующих диапазонах: 193 м/с² $\leq g \leq 503 \text{ м/c}^2$, 0.0102 м $\leq \lambda \leq 0.0388 \text{ м}$, 0.0295 $\leq y_{s0}/\lambda \leq 0.0625$, что дает 0.004 $\leq \Phi \leq 0.068$, 2.03·10⁴ $\leq \text{Re} \leq 1.62 \cdot 10^5$ для параметра устойчивости $\Phi = 4\pi^2 \sigma/[(\rho_1 - \rho_2)g\lambda^2]$ и числа Рейнольдса $\text{Re} = (\lambda g)^{1/2}\lambda/v$, где $v = (\mu_1 + \mu_2)/(\rho_1 + \rho_2)$. ВП-расчеты [15] проводились при $\Phi = y_{s0}/\lambda = 0.04$, что приблизительно соответствует середине указанных диапазонов для Φ и y_{s0} , т.е. хорошо представляет реализации измерений [14] и, в частности, близко к условиям варианта 2, где $\Phi = 0.034$ и $y_{s0}/\lambda =$ 0.041. Для сравнения результатов в настоящих расчетах в качестве базовых взяты те же значения, что и в [15]. Недостающий параметр полного (эффективного) ускорения силы тяжести задается равным $g = 193 \text{ м/c}^2$, как в варианте 2 экспериментов [14], а из определения Ф получается $\lambda = 0.0193$ м (что близко к $\lambda = 0.0211$ м из варианта 2 из [14]). Соответствующее число Рейнольдса $(\text{Re} = 3.65 \cdot 10^4)$ достаточно велико, а параметр устойчивости довольно мал, так что можно было бы ожидать, что эффекты вязкости и поверхностного натяжения незначительны. Однако, результаты, приведенные ниже, четко иллюстрируют оба эффекта. Кроме того, и «модифицированная», и «упрощенная» версии CSF-модели приводят (см., напр., [8]) к идентичным результатам, особенно при малой относительной величине коэффициента поверхностного натяжения, поэтому в настоящей работе взята упрощенная модель (где $f_c = f$).

В настоящих расчетах эволюции поверхности раздела вода-воздух хорошо воспроизводятся результаты (рис. 1-2) как на этапе линейной устойчивости, так и на нелинейном этапе (с насыщением скорости роста НРТ при больших временах). Если перепад плотности на поверхности раздела не слишком велик, то в нелинейной стадии проявляются эффекты неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, приводящие к характерным грибовидным конвективным структурам (как, например, для ρ_1/ρ_2 = 2 в [8]). С другой стороны, для большого перепада плотности (в частности, при $\rho_1/\rho_2 = 829$ на поверхности раздела вода-воздух) такие эффекты отсутствуют, и тяжелая среда глубоко проникает в легкую. При этом формируются высокие и тонкие плоские струи (воды) между толстыми колоннами (воздуха) с закругленными верхними краями, как видно на рис. 1 при $t^* > 1$, а также показано в [14,15].





Рис. 1. Изолинии объемной фракции воды (f = 0.5) на поверхности раздела воды (сверху) и воздуха (снизу) при $t^* = 0.5, 1.0, 1.5, 1.9, 2.1, 2.3$ (слева направо): (а) $\Phi = 0$, (б) $\Phi = 0.04$.

Пренебрежение поверхностным натяжением (т.е. применение CSF-модели при $\sigma = 0$) приводит уже для $t^* > 1$ к искажению поверхности раздела при $y/L \sim 0.6$, быстро растущему со временем, и к ее фрагментации у правой границы при t* ~ 1.8 (рис. 1a). Отметим, что в других расчетах с варьируемым параметром g (результаты которых здесь не представлены) эти нежелательные эффекты проявлялись тем раньше, чем больше были числа Рейнольдса. С другой стороны, учет поверхностного натяжения согласно CSF-модели (4) позволяет адекватно предсказать рост колонн воздуха и струй воды, а также относительную амплитуду поверхности раздела в пределах разброса экспериментальных данных [14] (рис. 16, 2). Мелкомасштабные нерегулярности, наблюдаемые на нелинейном этапе, являются, по-видимому, неизбежными для течений с высокими числами Рейнольдса или невязких течений, как упоминалось и в [15]. Однако, эти нерегулярности не создают неразрешимых проблем реализации для моментов времени, соответствующих данным опытов Льюиса [14], в отличие от вычислений ВПметодом, выполненных Пуллиным [15].

Отметим, что искажение поверхности раздела при больших временах не является исключительно численным артефактом. Оценка длины волны возмущения для наиболее неустойчивой моды НРТ (максимально нарастающей на линейной стадии) дает без учета поверхностного натяжения (см., напр., [16]) $\lambda_m = 4\pi v^{2/3}/(gA)^{1/3} \approx$ 0.00022 м, т.е. величину порядка размера вычислительной ячейки ($\Delta x = 0.00024$ м) для параметров выполняемых расчетов. С учетом поверхностного натяжения наиболее неустойчивой моде соответствует величина $\Phi =$ 1/3, согласно дифференцированию выражения для скорости роста НРТ (см., напр., в [12,15]), откуда $\Delta x << \lambda_m$ (≈ 0.00669 м) < L. То есть, малые возмущения, неизбежно возникающие в расчетах из-за дискретизации и ошибок округления (и случайные возмущения в реальных условиях), постепенно будут приводить к искажению поверхности раздела как при $\Phi = 0$, так и при $\Phi > 0$, очевидно в тех местах, где ее кривизна максимальна, как это и наблюдается на рис. 1.



Рис. 2. Относительная величина средней амплитуды поверхности раздела вода-воздух как функция времени: 1 – линейная теория [13], 2 и 3 – верхний и нижний пределы разброса экспериментальных данных [14], 4 – расчеты ВП-методом [15], 5–10 – настоящие исследования (5, 6, 7 соответствуют вариантам 2, 7, 28 из [14], но при Ф = 0; 8, 9, 10 – то же при Ф = 0.04).

ВП-метод [15], не учитывающий эффекты вязкости, занижал скорость роста исходных возмущений и оказывался работоспособным в течение весьма ограниченного интервала времени (рис. 2), поскольку растущие нерегулярности поверхности раздела не позволяли численно реализовать дальнейшую эволюцию НРТ. В моделировании с нулевым поверхностным натяжением такие нерегулярности возникали [15] как небольшой излом поверхности раздела в непосредственной близости от крайней верхней точки пузыря воздуха, а затем приводили к развитию вторичной HPT внутри области пузыря первичной неустойчивости и к быстрому появлению сингулярности кривизны поверхности раздела. Похожее искажение в верхней части пузыря воздуха имело место и в настоящих исследованиях (рис. 1), но гораздо позже из-за сглаживающего влияния вязкости при конечных числах Рейнольдса, в отличие от невязких вычислений [15]. С другой стороны, при учете поверхностного натяжения в ВП-методе с параметром устойчивости Ф = 0.04, признаков вторичной неустойчивости на верхушке пузыря уже не наблюдалось [15], и расчеты могли быть реализованы до тех пор, пока амплитуда поверхности раздела вода-воздух не превысит две длины волны начального возмущения, т.е. при $y_a(t) > 2L$. К этому времени из-за эффекта поверхностного натяжения, сопротивляющегося появлению очень сильной кривизны вблизи кончика струи тяжелой среды, возникал выпуклый «набалдашник». Однако в окрестности этого места быстро развивались мелкомасштабные нерегулярности,

с последующей невозможностью реализации вычислений в [15].

В настоящих исследованиях, эффект поверхностного натяжения препятствует возникновению вторичной неустойчивости у верха колонны воздуха до гораздо бо́льших времен, чем в невязких расчетах [15], в связи с отмеченными выше эффектами вязкости. Похожий «набалдашник» на конце струи воды появляется при $t^* \ge$ 1.4, а при $t^* > 2$ (т.е. при $y_a(t) > 3L$) возникают мелкомасштабные нерегулярности, не приводящие к немедленной остановке счета, как это происходило в численном моделировании Пуллина [15]. Отметим, что подобный «набалдашник», действительно, имеет место в реальных условиях на поверхности раздела с большим перепадом плотности, о чем свидетельствуют, например, данные измерений [17] при $\rho_1/\rho_2 \sim 10^3$.

Искажение поверхности раздела порождает слабые колебания скорости роста НРТ при больших временах, а неучет поверхностного натяжения, вместе с усилением и ускорением искажения поверхности, приводит к более ранним колебаниям зависимости $y_a(t)$ (рис. 2). Небольшое ускорение роста $y_a(t)$ при $t^* > 2.00$ для $\Phi = 0$ и при $t^* > 2.14$ для $\Phi = 0.04$ (см. кривые 5, 8, 10) связано с появлением после искажения и фрагментации поверхности раздела отдельных пузырей (над поднимающейся вверх колонной воздуха), всплывающих быстрее, чем колонна воздуха, из которой они появились (рис. 1). Тем не менее, и кривая 8 зависимости $y_a(t)$ при $\Phi = 0$, и расположенная ниже кривая 5 при $\Phi = 0.04$ попадают точно в центр разброса данных измерений [14]. На рис. 2 показаны также результаты настоящих расчетов, соответствующие варианту 7 ($g = 503 \text{ м/c}^2$, $\lambda = 0.0388 \text{ м}$, y_{s0}/λ = 0.0295, Re = 1.62·10⁵) и варианту 28 (g = 410 м/c², λ = 0.0102 м, $y_{s0}/\lambda = 0.0625$, Re = 2.03·10⁴) при $\Phi = 0$ и $\Phi =$ 0.04, которые образуют «веер» кривых 5-10, идеально попадающий в область разброса экспериментальных ланных.

Следует отметить, что изменения числа Рейнольдса и параметра устойчивости в диапазонах, соответствующих данным [14], очевидно приводят к вертикальному разбросу результатов расчетов из-за различной интенсивности демпфирующих эффектов вязкости и поверхностного натяжения, тормозящих скорость роста. Кроме того, дополнительный разброс появляется в расчетах при различных отношениях y_{s0}/λ (бо́льшие относительные значения амплитуды начального возмущения дают более раннее отклонение от поведения, характерного для этапа линейной устойчивости, т.е. к меньшим величинам $y_a(t)/y_{s0}$). Однако все кривые должны почти совпадать в начальные моменты времени и находиться ниже прямой линии, соответствующей оценкам линейной теории Тейлора [13]. Имеющийся разброс опытных данных показывает заметное отклонение от этой линии при малых временах (рис. 2), что объясняется [14] зависимостью вертикального положения измерительных точек от задаваемого значения у₅₀. Этот параметр (варьируемый в широких пределах, 0.13 мм $\leq y_{s0} \leq 8.5$ мм), был наименьшим из измеряемых величин, и неизбежные погрешности этих измерений приводили к заметным изменениям начальных наклонов кривых, полученных при различных условиях в исследованиях Льюиса [14].

Для сравнения особенностей эволюции НРТ на поверхности раздела вода-воздух со случаями меньшего перепада плотности, реализована другая серия расчетов по развитию косинусоидальных возмущений (5) между двумя слоями воды и бензола (этот случай также был исследован в лабораторных измерениях [14]) при использовании того же численного алгоритма, что и для случая «вода-воздух». Только высота области вычислений была уменьшена до 8L (при $y_{max} = -y_{min} = 4L$) в связи с симметричным поведением роста НРТ для случаев низкого перепада плотности. Взяты следующие параметры воды и бензола при 20°С: $\rho_1 = 998 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 879$ $\kappa \Gamma/M^3$, $\mu_1 = 1.00 \cdot 10^{-3} \kappa \Gamma/(M \cdot c)$, $\mu_2 = 6.52 \cdot 10^{-4} \kappa \Gamma/(M \cdot c)$, $\sigma =$ 0.035 кг/с². Другие параметры взяты теми же, что в варианте 45 из [14]: $g = 305 \text{ м/c}^2$, $\lambda = 0.03 \text{ м}$, $y_{s0}/\lambda = 0.015$. Величины λ и y_{s0} не были явно указаны в [14] и найдены на основе информации, представленной на рисунках 12 и 16 из [14]. В результате, число Рейнольдса снова получается довольно большим ($\text{Re} = 1.03 \cdot 10^{5}$), а параметр устойчивости – малым (Ф = 0.0422), поэтому можно ожидать, что эффекты вязкости и поверхностного натяжения не будут значительными. Для проверки последнего эффекта были проведены расчеты отдельно при $\Phi = 0$ и $\Phi = 0.0422$ (рис. 3a, 3б, 2). Видно, что поверхностное натяжение хотя и оказывает небольшое влияние на детали структуры HPT, но общая картина развития оказывается одинаковой в обоих случаях при $\Phi = 0$ и $\Phi =$ 0.0422. Также проверялось влияние вязкости путем варырования значения g на один-два порядка величины: при этом результаты практически не изменялись (и здесь не приведены).

Результаты для поверхности раздела вода-бензол показаны в виде изолиний f = 0.5 (рис. 3) и зависимости гиперболического арккосинуса средней амплитуды возмущения у_а от времени (рис. 4), подобно результатам на рис. 1 и 2 для поверхности раздела вода-воздух. Развитие HPT в ранние моменты времени ($t^* < 1$) согласуется с линейной теорией [13], т.е. происходит в рамках линейной устойчивости, как и для случая «вода-воздух». С другой стороны, в промежуточные моменты времени $(1 < t^* < 2)$ наблюдается развитие вторичных возмущений типа неустойчивости Кельвина–Гельмгольца (НКГ) из-за усиления сдвига скорости между двумя вертикальными потоками тяжелой и легкой сред, направленными противоположно. В результате, в центре области вычисления возникает интенсивный вихрь со спиральной закруткой потока (рис.3а,б), который не обнаруживался для случая «вода-воздух».

Амплитуда поверхности раздела (рис. 4) при малых амплитудах исходного возмущения соответствует данным опыта при $t^* \sim 0.8$. (Отклонение трех экспериментальных точек при $t^* \sim 0.6$, по-видимому, связано с погрешностями измерений [14], в частности, с ограничениями разрешения фотокамеры в начальные моменты при весьма малых значениях $y_{s0} \sim 0.45$ мм, как замечено выше для погрешностей разброса на рис. 2.) С ростом величины y_{s0} нелинейная стадия развития НРТ начинается в более ранние моменты (рис. 4), а картина развития возмущения (рис. 3) при этом не меняется, лишь сдвигается по времени. Это очевидно связано с тем, что переход от линейной к нелинейной стадии происходит при определенной амплитуде поверхности раздела ($y_a \sim 0.5\lambda$, согласно данным [14,16]), т.е. с ростом величины y_{s0} соответствующее такому переходу отношение y_a/y_{s0} уменьшается.



Рис. 3. Изолинии объемной фракции воды (f = 0.5) на поверхности раздела воды и бензола, вычисленные при $t^* = 0$, 1.1, 1.3, 1.5, 1.7, 1.9 (слева направо): (а) $\Phi = 0$, $y_{s0}/\lambda = 0.015$; (б) $\Phi = 0.0422$, $y_{s0}/\lambda = 0.015$; (в) $\Phi = 0.333$, $y_{s0}/\lambda = 0.04$.



Рис. 4. Относительная величина средней амплитуды поверхности раздела вода-бензол как функция времени: 1 – линейная теория [13], 2 – измерения [14], 3 – расчет [15], 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 – настоящие исследования, соответственно, при $\Phi = 0$, $y_{s0}/\lambda = 0.005$, 0.01, 0.015, 0.025, 0.04, 0.05 (штриховые линии), при $\Phi = 0.0422$, $y_{s0}/\lambda = 0.042$. (сплошная линия), при $\Phi = 0.333$, $y_{s0}/\lambda = 0.04$.

Сравнение с данными «вода-бензол» [14] выполнено также в ВП-моделировании [15]. Однако Пуллин [15] пропустил две последние опытные точки при $t^* \sim 0.8$ (рис. 4), на которые Льюисом [14] был сделан акцент при сравнении с теорией Тейлора [13]. Кроме того, Пуллин [15] взял значительно больший параметр устойчивости ($\Phi = 1/3$), чем в варианте 45 из [14]. Поэтому результаты, полученные в [15], могут быть недостаточно аккуратными, а соответствующие выводы - некорректными. В частности, кривая 3 на рис. 4 лежит значительно ниже последних опытных точек (при $t^* \sim 0.8$), а также рано обрывается (при t* ~ 1.1), что указывает на недостатки алгоритма невязких расчетов [15]. Для сравнения, в отдельном расчете (рис. 3в) были взяты те же параметры $\Phi = 0.333$ и $y_{s0} = 0.04 \lambda$, что и в моделировании [15]. Амплитуда НРТ показывает близость результатов, а незначительное различие, по-видимому, связано с особенностями применяемых численных алгоритмов, в частности, с бесконечным числом Рейнольдса в расчетах [15]: т.е. из-за дополнительного демпфирующего влияния вязкости в настоящих исследованиях кривая 11 на рис. 4 проходит чуть ниже кривой 3. Возросшее влияние поверхностного натяжения также приводит к подавлению скорости роста (см. кривые 8 и 11 на рис. 4) и препятствует генерации спиралевидной закрутке НКГ (рис. Зв).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие поверхности раздела двух текучих сред изучено при помощи уравнений Навье–Стокса и объемной фракции, а также континуальной модели для эффектов сил поверхностного натяжения. Тестовые расчеты неустойчивости Рэлея–Тейлора показывают начальный этап линейной устойчивости с постоянной скоростью роста. И вязкость, и поверхностное натяжение демпфируют развитие первичной и вторичной неустойчивости, задерживая искажение и фрагментацию поверхности раздела. Если перепад плотности не слишком велик, на нелинейном этапе наблюдаются эффекты неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, приводящие к появлению характерных грибовидных структур. В этом случае картина развития неустойчивости остается симметричной до значительных моментов времени нелинейного этапа и может быть похожа на соответствующую эволюцию НРТ между слоями различной плотности в однофазной стратифицированной среде. При большом перепаде плотности (например, между водой и воздухом) картина становится сильно несимметричной: более плотная среда (вода) тонкими длинными струями проникает глубоко вниз в менее плотную среду (воздух), приобретающую вид толстых колонн. Результаты настоящих вычислений адекватно описывают эволюцию поверхностей раздела вода-бензол и вода-воздух на этапах как линейной, так и нелинейной устойчивости, в согласии с данными линейной теории [13] и измерений [14].

Список литературы:

- Cabot W.H., Cook A.W. Reynolds number effects on Rayleigh–Taylor instability with possible implications for type-Ia supernovae // Nature Physics. 2006. Vol. 2. P. 562-568.
- Hammer N.J., Janka H.-Th., Müller E. Three-dimensional simulations of mixing instabilities in supernova explosions // Astrophys. J. 2010. Vol. 714. P. 1371-1385.
- Abarzhi S.I. Review of theoretical modelling approaches of Rayleigh– Taylor instabilities and turbulent mixing // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 2010. Vol. 368. P. 1809-1828.
- 4. Dimonte G., Youngs D.L., Dimits A., Weber S., Marinak M., Wunsch S., Garasi C., Robinson A., Andrews M.J., Ramaprabhu P., Calder A.C., Fryxell B., Biello J., Dursi L., MacNeice P., Olson K., Ricker P., Rosner R., Timmes F., Tufo H., Young Y.-N., Zingale M. A comparative study of the turbulent Rayleigh–Taylor instability using high-resolution three-dimensional numerical simulations: The Alpha-Group collaboration // Phys. Fluids. 2004. Vol. 16. P. 1668-1693.
- Voropaev S.I., Afanasyev Y.D., van Heijst G.J.F. Experiments on the evolution of gravitational instability on an overturned, initially stably stratified fluid // Phys. Fluids A. 1993. Vol. 5. P. 2461-2466.
- Yakovenko S.N., Thomas T.G., Castro I.P. A turbulent patch arising from a breaking Internal wave // J. Fluid Mech. 2011. Vol. 677. P. 103-133.
- Yakovenko S.N., Chang K.C. Volume fraction flux approximation in a two-fluid flow // Thermophysics and Aeromechanics. 2008. Vol. 15. P. 169-186.
- Yakovenko S.N., Chang K.C. Application of continuum surface force model to Rayleigh–Taylor instability problem // Thermophysics and Aeromechanics. 2011. Vol. 18. P. 433-446.
- Kelecy F.J., Pletcher R.H. The development of a free surface capturing approach for multidimensional free surface flows in closed containers // J. Comput. Phys. 1997. Vol. 138. P. 939-980.
- Hirt C.W., Nichols B.D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries // J. Comput. Phys. 1981. Vol. 39. P. 201–225.
- Rudman M. Volume-tracking method for interfacial flow calculations // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 1997. Vol. 24. P. 671-691.
- Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // J. Comput. Phys. 1992. Vol. 100. P. 335–354.
- Taylor G.I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I // Proc. R. Soc. Lond. A. 1950. Vol. 201. P. 192-196.
- Lewis D.J. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. II // Proc. R. Soc. Lond. A. 1950. Vol. 202. P. 81-96.
- Pullin D.I. Numerical studies of surface-tension effects in nonlinear Kelvin–Helmholtz and Rayleigh–Taylor instability // J. Fluid Mech. 1982. Vol. 119. P. 507-532.
- Youngs D.L. Numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh– Taylor instability // Physica D. 1984. Vol. 12. P. 32-44.
- Emmons H.W., Chang C.T., Watson B.C. Taylor instability of finite surface waves // J. Fluid Mech. 1960. Vol. 7. P. 177-193.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 12-01-00050-а, 13-05-00006-а.

СЕКЦИЯ 5

Теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность, энергосбережение и альтернативные источники энергии





Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-02

УДК 536.79 + 620.9

"ТЕПЛО ИЗ ХОЛОДА" – НОВЫЙ ЦИКЛ АДСОРБЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛА: ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Аристов Ю. И.^{1,3}, Токарев М.М.¹, Фабиан И.В.², Гордеева Л.Г.^{1,3}, Грекова А.Д.^{1,3}, Брызгалов А.А.²

¹Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 5

²Унискан, Новосибирск, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Инженерная, 26

³Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

Энергосбережение и энергоэффективность определены как приоритетные направления, в которых России нужен научный и технологический прорыв. Существенный потенциал энергосбережения в России связан с использованием низкопотенциальной теплоты (возобновляемых источников энергии, тепловых отходов промышленности, транспорта и ЖКХ, тепла окружающей среды и др.). Относительно низкий температурный потенциал этих источники энергии открывает новые возможности для применения адсорбционных методов преобразования теплоты. В работе предлагается новый цикл адсорбционного преобразования низкотемпературного тепла, который может быть эффективным в странах с холодным климатом, в частности, в России. Определены требования к адсорбенту метанола, специализированному для этого цикла. Предложенный цикл был реализован в лабораторных условиях. В работе обсуждаются первые результаты его исследования, перспективы дальнейшего развития и практического применения.

введение

В настоящее время большинство термодинамических циклов тепловых машин являются высокотемпературными, т.к. они основаны на сжигании органического топлива. Современной тенденцией, которая диктуется ухудшающейся экологической обстановкой, является замена органического топлива на возобновляемые источники энергии (солнечная энергия, тепло окружающей среды и пр.), а также утилизация тепловых отходов промышленности, транспорта и ЖКХ. Эти источники энергии, при огромном потоке, обладают невысоким потенциалом для нагрева. В практическом плане использование даже небольшой доли низкопотенциального тепла может изменить структуру энергетики и существенно ослабить ее зависимость от органических топлив. Это, однако, требует применения новых подходов, в числе которых важное место занимает адсорбционное преобразование теплоты (АПТ) [1-3]. В этой работе предлагается новый цикл АПТ, потенциально интересный для стран с холодным климатом, в частности, для Российской Федерации. Предполагается, что регенерация адсорбента будет осуществляться не обычным путём его нагрева до высокой температуры, а понижением давления адсорбтива над ним, причем последнее обеспечивается исключительно за счет низкой температуры окружающей среды, т.е. без дополнительных затрат энергии, которая имеет коммерческую ценность. Таким образом, полезное тепло будет получено с использованием низкой температуры окружающей среды, поэтому метод получил название "**Теп**ло из **Хол**ода" или ТепХол.

1. ОПИСАНИЕ НОВОГО МЕТОДА

1.1. Термодинамический цикл

В простейшем, трехтемпературном (3T), варианте предложенный цикл реализуется между тремя термостатами с температурами T_1 , T_2 и T_3 и представляет собой две изостеры и две изотермы (рис. 1). Температура конденсатора T_1 соответствует температуре окружающего воздуха. Зимой она может понижаться до (-10°C) - (-60°C) в зависимости от региона. Термостат с промежуточной температурой T_2 тоже является частью окружающей среды и представляет собой, например, водоем или источник грунтовых вод. Его температура может меняться в широких пределах от 4 до 20°C и выше. Наконец, термостат с относительно высокой температурой T_3 связан с контуром обогрева устройства пользователя.



Рис. 1. Предлагаемый изотермический 3Т цикл ТепХол.

Исходное состояние адсорбента (точка 1 цикла, рис. 1) соответствует температуре T_2 и давлению паров адсорбтива P_1 . В этом состоянии равновесное содержание поглощенного адсорбтива $w_1(T_2, P_1)$ должно быть мало за счет его низкого давления $P_1 = P_0(T_1)$, где $P_0(T_1)$ – давление насыщенного пара адсорбтива при температуре $T_1 = (-10^{\circ}\text{C}) - (-60^{\circ}\text{C})$. Затем адсорбент нагреют изостерически (при постоянном содержании адсорбата w_1) до температуры T_3 (стадия 1-2). В точке 2 адсорбер соединяют с испарителем, который находится при промежуточной температуре T_2 и поддерживает постоянное давление пара адсорбтива P_2 . Этот рост давления вызывает адсорбцию паров адсорбтива и его содержание в адсорбенте возрастает до максимального - w_2 , соответствующего равновесию в точке 3 при (T_3 , P_2). Теплота адсорбции выделяется при относительно высокой температуре T_3 (изотерма 2-3). Затем испаритель закрывают и адсорбент охлаждают до температуры T_4 (изостера 3-4). В точке 4 адсорбер соединяют с конденсатором, который имеет температуру T_1 и поддерживает низкое давление пара адсорбтива P_1 . В результате сброса давления происходит регенерация адсорбента до исходного малого содержания w_1 (точка 1). Выделившийся адсорбтив собирается.

Можно проводить процесс преобразования и в неизотермическом режиме, как показано на рис. 2: в точке 2 адсорбер соединяют с испарителем, который находится при температуре T_2 , начинается адсорбция и за счет выделившегося тепла адсорбент нагревается до температуры $T(3') > T_3$. Затем происходит изобарическая адсорбция, пока не установится равновесие в точке 3 при $(T_3,$ P_2). В этом случае потребителю передается такое же количество теплоты *H*, но при более высокой температуре, чем в изотермическом режиме. Максимальная температура $T_{\text{макс}} = T(3')$ получится, если всё выделившееся тепло пойдет на нагрев адсорбента, т.е. процесс 2-3' протекает адиабатически. Варьируя скорость подачи теплоносителя, его температуру можно менять от T_3 до $T_{\text{макс}}$. Если пренебречь теплоемкостями всех компонентов, то максимальную температуру можно оценить из пересечения изостеры 1-2 с изобарой $P_2 = \text{const}$ (точка 3*).



Рис.2. Предлагаемый неизотермический цикл ТепХол.

Ключевой стадией предлагаемого цикла является регенерация адсорбента (4-1), которую мы предлагаем осуществить за счет поддержания над адсорбентом низкого давления P_1 адсорбтива (метанола или аммиака). Сам адсорбент при этом поддерживается при промежуточной температуре $T_2 = 4-25^{\circ}$ С, которая обеспечивается доступным источником природного тепа (грунтовые воды, природный водоем, коммунальные стоки и пр.).

Предлагаемый цикл может быть реализован только в условиях низкой температуры окружающей среды T_1 . Чем она ниже, тем меньше давление адсорбтива P_1 и тем легче провести регенерацию адсорбента на стадии 4-1,

т.е. "холод" помогает получить "тепло" на следующей стадии цикла. Отсюда и название метода - ТепХол.

1.2. Требования к адсорбенту, оптимальному для метода ТепХол

Для реализации нового цикла необходим специфический адсорбент, способный работать в жестких условиях, описанных выше. С одной стороны, он должен связывать адсорбат не слишком прочно, чтобы его можно было удалить быстро и полностью в точке 1 цикла, т.е. при температуре всего 4-25°С. Десорбция метанола (аммиака) при такой низкой температуре возможна, если понизить его давление P₁ над адсорбентом. Как описано выше, мы предлагаем достичь это за счет низкой температуры окружающей среды T_1 , т.к. $P_1 = P_0(T_1)$. С другой стороны, сродство адсорбента к адсорбату должно быть достаточно велико, чтобы большая масса последнего поглотилась при переходе системы в точку 3 (рис. 1 и 2), т.е. при (T_3, P_2) .) При этом выделяется теплота, которую можно использовать для нагрева, $H = Q(w_2 - w_1)$, где $Q - w_2$ удельная теплота адсорбции (Дж/г адсорбата). Таким образом, оптимальным для 3Т цикла ТепХол будет адсорбент, который обменивает максимальную массу адсорбата (w₂ - w₁) между граничными изостерами цикла (1-2) и (3-4). По принципу Поляни, существует взаимно однозначное соответствие между значением адсорбционного потенциала Дубинина-Поляни $\Delta F(P, T) = -RT$ $\ln[P/P_0(T)]$ и величиной адсорбции, т.е. для данного адсорбента каждой изостере соответствует своё значение ΔF [4]. В дальнейшем мы будем использовать это соответствие, т.к. ранее показано, что принцип Поляни выполняется для широкого круга рабочих пар "адсорбент адсорбат", интересных для АПТ [5].

Для изостеры 1-2 с минимальной величиной адсорбции потенциал Дубинина равен $\Delta F_{1-2} = -RT \ln(P_1/P_2) =$ -*RT* $\ln[P_1/P_0(T_1)]$. Для метанола в качестве адсорбтива значения ΔF_{1-2} представлены на рис. 3.



Рис. 3. Зависимость адсорбционного потенциала ∆F₁₋₂ от температуры десорбции метанола T₂ при разных температурах конденсатора (окружающего воздуха).

Величины ΔF_{1-2} для некоторых пар значений (T_1 , T_2) представлены в Таблице 1. При большом сродстве адсорбента к метанолу, десорбция протекает при больших значениях ΔF_{1-2} , которые растут в направлении правого нижнего угла Таблицы 1. Соответственно, для десорбции требуются высокие значения T_2 и низкие - T_1 .

| пола. | | | | | |
|----------------|-------|------|------|------|------|
| | T_2 | 10°C | 15°C | 20°C | 25°C |
| T ₁ | | | | | |
| -10°C | | 2950 | 3680 | 4420 | 5160 |
| -15°C | | 3760 | 4500 | 5260 | 6000 |
| -20°C | | 4600 | 5360 | 6130 | 6900 |
| -25°C | | 5470 | 6250 | 7000 | 7800 |

Таблица 1. Значения ΔF_{1-2} (Дж/моль) при некоторых температурах конденсации T_1 и десорбции T_2 для метанола.

Из таблицы 1 следует, что для разных климатических условий и доступных источников теплоты для десорбции метанола, т.е. разных наборов температур (T_1 , T_2), адсорбенты, требуемые для реализации цикла ТепХол, сильно различаются. При малой движущей силе десорбции - малой разности температур $\Delta T = (T_2 - T_1)$ - адсорбент должен отдавать метанол при меньшем значении $\Delta F_{\rm max}$, т.е. слабее его связывать. Универсальная зависимость $\Delta F_{\rm max}(\Delta T)$ оказалась близка к линейной с наклоном 161,6 Дж/ моль/К (ромбы на рис. 4).



Рис. 4. Связь адсорбционного потенциала перехода с разностью $(T_2 - T_1)(\blacklozenge)$ или $(T_{\max} - T_2)(~)$. Адсорбат – метанол.

Аналогично, на стадии адсорбции (выделения теплоты) в неизотермическом режиме (рис. 2) максимальная температура нагрева $T_{\text{max}} = T(3^*)$ определяется сродством адсорбента к метанолу, т.е. величиной ΔF_{1-2} и температурой испарителя T_2 (рис. 5).



Рис. 5. Зависимость максимальной температуры нагрева адсорбента на стадии адсорбции от величины адсорбционного потенциала при различных температурах испарителя T₂.

Разность $\Delta T = (T_{\text{max}} - T_2)$ показывает, насколько можно поднять температурный потенциал T_2 природного тепла в предлагаемом цикле, т.е. какое тепло можно получить для целей нагрева. Линейная связь между этой разностью и сродством адсорбента к метанолу (ΔF) представлена квадратами на рис. 4. Наклон этой прямой (133,8 Дж/моль/К) меньше, чем первой, поэтому ($T_{\text{max}} - T_2$) оказывается больше, чем ($T_2 - T_1$) на 3-7⁰С (рис. 4).

Таким образом, бо́льшая разность температур природных резервуаров тепла $(T_2 - T_1)$ способствует удалению более прочно связанного адсорбата, что соответствует более высоким значениям ΔF . Используя такой, "более сильный", адсорбент можно на стадии адсорбции 2-3 получить более высокую температуру, т.е. более ценное для нагрева тепло.

Оценим, какое сродство ΔF к метанолу должен иметь адсорбент, если для его регенерации доступно тепло с температурой $T_2 = 10-15^{\circ}$ С и холод с температурой $T_1 =$ -10° С ($\Delta T = 20-25^{\circ}$ С): $\Delta F = 2950-3680$ Дж/моль. Для такого адсорбента на стадии адсорбции $\Delta T = 22-28^{\circ}$ С и максимальная температура $T_{\text{max}} = T_2 + \Delta T = 42-53^{\circ}$ С, что представляет практический интерес, например, для нагрева пола. Здесь мы полагали, что десорбция и адсорбция протекают при одном и том же значении потенциала $\Delta F = \Delta F_{\text{ads}} = \Delta F_{\text{des}}$. С термодинамической точки зрения, это возможно, если адсорбционно-десорбционный гистерезис отсутствует, изобара ад-/десорбции - ступенчатая (моно-вариантное равновесие) и переход происходит как раз при требуемом значении ΔF [6].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Работы проводили по трём основным направлениям: - синтез и исследование сорбентов для метода ТепХол; - конструирование, изготовление и монтаж первого прототипа адсорбционного термотрансформатора ТепХол; - испытания прототипа в различных режимах.

3.1. Синтез и исследование сорбентов метанола

В качестве адсорбента метанола сначала был испытан активированный уголь ACM-35, который считается одним из лучших коммерческих адсорбентов спиртов. Изучение его адсорбционных свойств показало, что в условиях исследуемого цикла ТепХол ($T_1 = -20^{\circ}$ С, $T_2 = 10^{\circ}$ С и $T_3 = 28^{\circ}$ С) он обменивает всего 0.1 г метанола на 1 г угля, что недостаточно для эффективной реализации цикла. Поэтому основное внимание было уделено синтезу новых адсорбентов метанола типа "соль в пористой матрице". Поскольку равновесие соли с метанолом моно-вариантно, то эти материалы имеют изобары адсорбции, близкие к ступенчатым, а положение ступеньки зависит от природы соли и размера пор матрицы [7].

После анализа термодинамических данных для реакций различных солей с метанолом, хлорид лития был выбран в качестве активной соли. Он взаимодействует с метанолом по реакции

 $LiCl + 3CH_{3}OH = LiCl \cdot 3CH_{3}OH,$

связывая 3 молекулы спирта на одну молекулу соли.

Был синтезирован композитный сорбент LiCl/силикагель и исследовано его равновесие с парами метанола. Оказалось, что изобары сорбции действительно близки к ступенчатым и соответствуют поглощению 2.5 молекул метанола на 1 молекулу соли или 0.45 г/г (рис. 6).



Рис. 6. Изотермы сорбции метанола композитным сорбентом LiCl/силикагель при различных температурах.

Оба этих материала были помещены в прототип адсорбционного термотрансформатора в виде гранул размером 0.2-0.4 мм.

3.2. Разработка прототипа адсорбционного термотрансформатора ТепХол

Общая схема первого прототипа адсорбционного устройства для реализации цикла ТепХол представлена на рис. 7. Он состоит из адсорбера, в котором запасается и выделяется низкотемпературное тепло; трех термокриостатов, которые имитируют резервуары с условно низким, средним и высоким температурным потенциалом; испарителя/конденсатора, измерителей потока и температуры теплоносителя, коммутирующих магистралей и кранов (рис. 7 и 8).



Рис. 7. Схема прототипа адсорбционного устройства ТепХол: T1, 2, 3 – термокриостаты, М – насосы, F – измерители потока теплоносителя, V – коммутирующие краны.

Блок адсорбера представлял собой цилиндрическую емкость диаметром 0.5 м и высотой 0.4 м. Внутри адсорбера были вертикально размещены два коммерческих теплообменника (Япония). Они состояли из плоских алминиемых труб, по которым подается теплоноситель, соединенных алюминиевыми пластинами (рис. 9). Площадь оребрения каждого теплообменника составляла $S = 1,24 \text{ м}^2$. Адсорбент был помещен между ребрами теплообменника в виде свободно лежащих гранул и зафиксирован при помощи прижимающихся сеток из нержавеющей стали с размером ячейки $0,1x0,1 \text{ мм}^2$.



Рис. 8. Внешний вид прототипа адсорбционного устройства TenXon.

Испаритель/конденсатор был изготовлен в виде цилиндра диаметром 0,5 м и высотой 0,15 м, внутри которого в горизонтальном положении был размещен теплообменник. Уровень метанола в испарителе/конденсаторе выбирали таким образом, чтобы теплообменник был погружен в него на половину своей толщины. Масса метанола, помещенного в испаритель/конденсатор, составляла 1,5 кг. Уровень метанола контролировали при помощи смотрового окна, расположенного на боковой поверхности корпуса испарителя.



Рис. 9. Внешний вид блока адсорбер-теплообменник.

Испаритель и адсорбер были соединены при помощи шарового вакуумного крана с диаметром проходного отверстия 30 мм. Все основные элементы конструкции и контуры теплоносителя были изолированы для предотвращения тепловых потерь.

Температуру теплоносителя на входе и выходе теплообменников контролировали при помощи ХА-термопар. Давление паров метанола в адсорбере измеряли при помощи датчика-преобразователя ДМ5007А (ТПО Манотомь, Россия). Скорость потока теплоносителя в контурах термотрансформатора измеряли при помощи датчика расхода жидкости «Взлет» и механических измерителей расхода жидкости «СВК-15». Сбор данных осуществляли при помощи АЦП МВА8 (Овен, Россия), управление АЦП и ЦАП было реализовано на основе программного пакета Labwiev (National Instruments, США).

3.3. Испытания прототипа

Мы реализовали предложенный цикл в лабораторных условиях и получили следующие первые результаты:

- композитный сорбент LiCl/силикагель показал гораздо лучшие характеристики, чем коммерческий уголь. Это связано, в первую очередь, со ступенчатым характером равновесных кривых сорбции для композита (рис. 6);

- композит может обменивать в предложенном цикле до 0.3 г/г метанола, что позволяет запасти 250 кДж/(кг адсорбента). Эта величина уже представляет практический интерес и можно надеяться на ее увеличение, если удастся еще повысить емкость сорбента;

- реальный цикл АПТ, построенный по экспериментальным данным, оказался "уже", чем теоретический (рис. 10). Это, видимо, связано с конечным временем проведения процесса (обычно десятки минут), что необходимо для достижения значимой мощности устройства. В результате на стадиях адсорбции и десорбции метанола его содержание в адсорбенте не успевает достичь равновесного;



Рис. 10. Теоретический (красный) и экспериментальный (чёрный) циклы ТепХол. Адсорбент - LiCl/силикагель.

- средняя мощности выделения теплоты на стадии (2-3) достигала 1,2 кВт или 2,4 кВт/(кг адсорбента). Это позволяет надеяться на создание компактного устройства преобразования низкопотенциального тепла по методу ТепХол. Действительно, для устройства нагрева мощностью 5 кВт, потребуется всего около 2 кг адсорбента; - при $T_1 = -20^{\circ}$ С и $T_2 = 20^{\circ}$ С максимальная температура на стадии нагрева достигала 45°С (рис. 10), т.е. $\Delta T = 25^{\circ}$ С. Это демонстрирует возможность необходимого повышения температуры полезного тепла в простом, одностадийном варианте метода ТепХол.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как уже отмечено выше, применение адсорбционных систем преобразования тепла и, в частности, предложенного в работе метода ТепХол может быть весьма актуальным, особенно для стран с холодным климатом, например, России. Действительно, во многих российских регионах температура окружающей среды в зимний период может опускаться до -30°С и ниже (рис. 11). Средняя температура около -20°С характерна для Новосибирской области в течение января, части декабря и февраля. Период, в течение которого среднесуточная температура не превышает -10°С, может длиться в наиболее холодных краях России до полугода. Столь низкая температура помогает существенно уменьшить давление паров адсорбтива (метанола или аммиака) в конденсаторе, что облегчает его удаление (десорбцию) с адсорбента. Таким образом, возможная география распространения метода ТепХол в России может быть очень широка. Другими странами, где он может быть полезен являются США, Канада, Норвегия, Дания и Исландия. Значительный интерес может иметь использование этого метода в Арктике и на побережье Антарктиды, где в качестве среднетемпературного источника тепла можно использовать океанскую воду ($T_2 = 4^{\circ}$ C).



Рис. 11. Средняя температура воздуха в январе на территории бывшего СССР [8].

С другой стороны, в России и других странах тепло, имеющее потенциал +30°С и ниже, считается бросовым теплом, не имеющим перспектив использования. Источниками такого тепла, например, являются сточные воды жилого сектора и промышленных производств, выхлопы вентиляции, грунтовые воды и т.д. Последний источник обладает огромным потенциалом, как в России [9], в целом, так и в Новосибирской области в частности.

Полученные в данной работе первые результаты по анализу метода ТепХол являются весьма обнадёживающими, поскольку они демонстрируют принципиальную возможность его реализации. Более того, ряд достигнутых параметров уже сейчас представляют практический интерес. Это, в первую очередь, мощность выделения теплоты на стадии адсорбции. Величина средней мощности достигала 1,2 кВт или 2,4 кВт/(кг адсорбента), что может быть основой для создания компактного устройства для запасания/преобразования низкопотенциального тепла. Максимальная температура полезного тепла, полученная при испытании реального прототипа, составляла 45°С. С одной стороны, эта температура уже представляет практический интерес, а с другой, она пока еще ниже, чем теоретически возможная (57°С) для данного цикла и адсорбента. Значит, существуют существенные резервы оптимизации условий реализации цикла - скорости подачи охлаждающей жидкости, теплоемкостей конструктивных элементов и пр.

Синтезированный и исследованный нами композитный сорбент хорошо подходит для цикла с температурами $T_1 = -20^{\circ}$ С и $T_2 = 20^{\circ}$ С ($\Delta F_{1-2} \cong 6000$ Дж/моль), но практически "не работает" в более жестких условиях при более высоких значениях T_1 и более низких – T_2 . Для этих условий предполагается синтезировать линейку новых сорбентов, которые слабее связывают метанол и могут быть регенерированы при ΔF_{1-2} = 2000-4000 Дж/моль. Их предполагается испытать в циклах с низкой температурой регенерации $T_2 = 0.4^{\circ}$ С. Неисчерпаемые запасы такого тепла заключены в природных водоёмах, включая мировой океан в арктической и антарктической зонах. Поскольку в этом случае подъем температуры в единичном цикле может составлять всего 10-20°С, то для повышения конечной температуры произведенного тепла будет рассмотрена возможность использования каскадных циклов, последовательно повышающих температурный потенциал полезного тепла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существенный потенциал энергосбережения в России связан с использованием возобновляемых источников энергии. Поскольку они имеют относительно низкий температурный потенциал, это открывает возможности для применения **адсорбционных** методов преобразования теплоты.

В этой работе предлагается новый цикл адсорбционного преобразования низкопотенциального тепла, который может быть эффективным в странах с холодным климатом, в частности, в России. Его особенностью является то, что регенерация адсорбента осуществляется не обычным путём его нагрева, а понижением давления адсорбтива над ним, причем последнее обеспечивается исключительно за счет низкой температуры окружающей среды, т.е. без дополнительных затрат энергии, которая имеет коммерческую ценность.

Сформулированы требования к адсорбенту, оптимальному для предложенного цикла. Оценено, какое сродство к метанолу должен иметь оптимальный адсорбент в зависимости от температур регенерации и окружающего воздуха. Показано, что оптимальный адсорбент должен иметь близкие к ступенчатым изобары ад-/десорбции. Как результат этого подхода, синтезирован новый композитный сорбент метанола LiCl/силикагель, специализированный для цикла ТепХол, и изучено его равновесие с парами метанола.

Предложенный цикл был исследован в лабораторных условиях. Для этого был сконструирован и создан первый прототип устройства ТепХол. В результате его испытаний была продемонстрирована принципиальная возможность реализации цикла ТепХол и установлено, что

- в цикле с температурами $T_1 = -20^{\circ}$ С и $T_2 = 20^{\circ}$ С может обмениваться до 0.3 г/г метанола, что позволяет запасти 250 кДж/(кг адсорбента);

- максимальная температура на стадии нагрева достигала 45°C, что представляет практический интерес, например, для нагрева пола;

- получена средняя мощности выделения теплоты 1.2 кВт, что указывает на возможность создания компактного устройства преобразования теплоты ТепХол.

Список литературы:

- G. Alefeld, R. Radermacher, *Heat Conversion Systems* (1994) CRC Press, Boca Raton, U.S.A., 213p.
- Ю.И. Аристов, Химические и адсорбционные теплотрансформаторы: эффективность и граничные температуры цикла, Теор. Основы Хим. Технологии, 2008, т. 42, N 6, сс. 676-685.
- Ю.И. Аристов, Л.Л. Васильев, В.Е. Накоряков, Современное состояние и перспективы развития химических и сорбционных тепловых машин в Российской Федерации и Республике Беларусь, Инж.-Физич. Ж, 2008, т. 80, N 1, сс. 19-48.
- 4. M. Polanyi, Trans. Faraday Soc. Vol. 28316 (1932).
- Yu.I. Aristov, V.E. Sharonov, M.M. Tokarev, Universal relation between the boundary temperatures of a basic cycle of sorption heat machines, Chem. Engn. Sci., 2008, v. 63, N 11, pp. 2907-2912.
- Yu.I. Aristov, Concept of adsorbent optimal for adsorptive cooling/ heating, Appl. Therm. Engn., 2014, DOI: 10.1016/j.applthermaleng. 2014.04.077.
- L.G. Gordeeva, Yu.I. Aristov, Composites "salt inside porous matrix" for adsorption heat transformation: a current state of the art and new trends, Int. J. Low Carbon Techn., 2012, v. 7, N 4, pp. 288-302.
- 8. <u>http://comrade-86.narod.ru/problems/ img/ rr001.jpeg</u>.
- В.Е. Фортов, О.С. Попель, Энергетика в современном мире, Интеллект, 2011, 168с.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-06

УДК 621.039.63

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСХОДА ОХЛАЖДАЮЩЕЙ ВОДЫ В КАНАЛАХ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ИТЭР ПО ДИНАМИЧЕСКОМУ ТЕМПЕРАТУРНОМУ ПОЛЮ НАРУЖНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВНЕЗАПНОМ УВЕЛИЧЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ НА ВХОДЕ

Беленький М.Я.¹, Блинов М.А.¹, Григорьев С.А.², Лебедев М.Е.¹, Сеник К.С.², Танчук В.Н.², Фокин Б.С.¹

¹ ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», 191167, Россия, Санкт-Петербург, ул. Атаманская, д. 3/6

² ФГУП «НИИЭФА им. Д.В.Ефремова», 196641, Россия, Санкт-Петербург, дорога на Металлострой, д.3

АННОТАЦИЯ

Центральная Сборка (ЦСД) - это неотъемлемый компонент дивертора, предназначенный для утилизации до 80% тепловой энергии, выделившейся в плазме реактора ИТЭР. Как элемент, обращённый к плазме, ЦСД подвергается высоким тепловым нагрузкам, что накладывает жёсткие требования на конструкцию ЦСД и её систему охлаждения, призванную обеспечить необходимый температурный режим работы дивертора.

В докладе представлены результаты численной и экспериментальной проверки применимости термографического метода для определения дефектных каналов, т.е. каналов с частично или полностью заблокированным сечением. Метод предлагается использовать для процедуры приёмки сборок ЦСД. Метод термографии основан на бесконтактном измерении динамического температурного поля поверхности ЦСД при ступенчатом увеличении температуры воды на входе в сборку

введение

Одним из важнейших элементов международного термоядерного реактора ИТЭР [1] является дивертор, работающий в условиях больших плотностей потоков энергии: потоки тепла на диверторе из-за периодического импульсного характера выбросов плазмы могут достигать 20 МВт/м².

Дивертор ИТЭР имеет модульную конструкцию и состоит из 54 водоохлаждаемых кассет. Каждая кассета состоит из внутренней и внешней вертикальных мишеней и Центральной сборки (ЦС). Центральная сборка (см. рис. 1) условно делится на три зоны – внутренняя отражающая мишень, купол и внешняя отражающая мишень. По воде они соединены последовательно. Каждая из этих частей состоит из 10-12 параллельно подключенных специальных каналов – гипервапотронов (ГВ). Стенки каналов, обращенные к плазме, имеют большую толщину, состоят из слоев разных металлов, причем, наружный слой состоит из так называемых тайлов – квадратных вольфрамовых плиток, припаянных к поверхности ГВ. Внутренняя поверхность водяного канала, со стороны, обращенной к плазме, снабжена рядом поперечных ребер для интенсификации теплообмена к охлаждающей воде.



Рис.1. Центральная сборка дивертора ИТЭР

Проведённые гидравлические расчёты [2] показали, что из-за несимметричного подвода воды в раздающий коллектор, распределение потока воды в параллельных каналах будет неравномерным, но максимальная разность расходов между параллельными каналами не превысит 11%. Больший дисбаланс расходов, возникший, например, из-за ошибок при изготовлении, учитывая высокую энергонапряжённость дивертора, может привести к тяжёлым последствиям. Поэтому возникла необходимость в разработке инженерной методики отбраковки Центральных сборок, в состав которых входят ГВ с блокированным полностью или частично проходным сечением.

Принцип методики основан на регистрации различий в динамическом температурном состоянии наружной поверхности ГВ, через которые протекает теплоноситель с различными расходами, при скачкообразном изменении температуры теплоносителя. Некоторые аспекты предлагаемой методики описаны в [3,4].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОТРАБОТКА МЕТОДА ТЕРМОГРАФИРОВАНИЯ

1.1. Описание опытов

Опыты проводились на моделях, в масштабе 1:4 воспроизводящих элементы ЦС и содержащих по три параллельных канала моделей ГВ. Изображение одной из моделей приведено на рис. 2.



Рис. 2. Модель купола

Модели устанавливались на водяном испытательном стенде, схема одной из модификаций которого представлена на рис. 3. В опытах модели сначала захолаживались длительным пропусканием через них холодной водопроводной воды, а затем расход холодной воды мгновенно заменялся на расход горячей воды, подготовленной в баке 1. Расход поддерживался насосом 3 вплоть до окончания измерений. Испытуемая модель подвергалась доработке: три выходные трубки объединялись в общий собирающий коллектор, а в промежутках между трубками и коллектором устанавливались проставки с импульсными отборами и регулировочными вентилями. Это позволяло, во-первых, произвольно изменять расходы воды в каждом ГВ, и, во-вторых, определять величины этих расходов по величине перепада давления на ГВ, с использованием полученных в настоящей работе градуировок. Суммарный расход контролировался ультразвуковым расходомером 4 и во всех случаях расхождение между суммарным расходом и суммой трех расходов, определенных по перепадам давления, не превышало 10%.

1.2. Экспериментальные данные и их обработка

Первоначально была проведена экспериментальная апробация методики на модели купола центральной сборки (рис. 2). В этих опытах, кроме всего прочего, были оптимизированы такие параметры эксперимента, как расстояние от объектива тепловизора до термографируемой поверхности, угол съемки, частота съемки, расположение и границы термографируемого участка, величина скачка температуры воды, время съемки, связанное с временем достижения температурой поверхности асимптотического значения, оптимальные расходы воды и т.п. Кроме того, именно с использованием этих результатов была разработана методика их обработки и обобщения. В частности, было решено использовать для обработки средние температуры термографируемого участка и ограничить рассмотрение процесса первыми восьмьюдесятью секундами.



Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1-компенсационный бак; 2-ТЭН; 3-водяной насос; 4-накладные датчики ультразвукового расходомера РТ878; 5-макет купола; 6-макет внешней мишени-1; 7-макет внешней мишени-

2; 8-манометр; 9-байпасная линия; 10-тепловизор; 11коллектор измерительный; 12-датчик перепада давления; 13термопары; 14-универсальный восьмиканальный измерительрегистратор ТРМ-138; 15-рабочая станция; 16-измерительрегулятор одноканальный ТРМ-201.

Пример термограммы приведен на рис.4.



Рис. 4. Границы областей на термограммах (пример)

В качестве индикатора отклика поверхности тайлов на нагрев модели протекающей горячей водой было предложено использовать интегральную температурную характеристику F, описывающую изменение во времени средних температур выбранной контрольной поверхности защитного покрытия ГВ:

$$F = \int_{0}^{80} (1-\theta) d\tau, \ \Gamma \square e \ \theta = \frac{t_{cp} - t_{cp0}}{t_{cp80} - t_{cp0}},$$
(1)

Здесь: $t_{cp\,80}$ – средняя температура верхних тайлов на 80-й секунде; $t_{cp\,0}$ – средняя температура верхних тайлов в начальный момент времени. Вводимая в рассмотрение интегральная характеристика имеет смысл площади на графике зависимости $\theta(\tau)$, заключенной между линией $\theta = 1$ и графиком $\theta(\tau)$ для соответствующего расхода. Чем больше расход, тем интенсивнее происходит прогрев, и, соответственно, тем меньше величина F.

Следующие три графика иллюстрируют предложенную методику. На рис. 5 для опытов с малыми расходами воды, имеющей начальную температуру 56°С, представлена зависимость средней температуры термографируемого участка от времени. На рис. 6 те же температуры представлены в безразмерном виде с нормировкой на единицу по формуле (1).



Рис. 5. Запись изменения средних температур во времени. Малые расходы, начальная температура воды 56 °С



Рис. 6. Изменение безразмерных средних температур во времени. Малые расходы, начальная температура воды 56 °С

На рис. 7 представлена зависимость интегральной температурной характеристики F от расхода.



Рис. 7. Зависимость интегральной характеристики средних температур от расхода. Широкий диапазон расходов, начальная температура воды 56 °C

Как видим, этот график свидетельствует о наличии однозначной связи предложенной интегральной характеристики \mathbf{F} с расходом G теплоносителя через канал ГВ, что подтверждает принципиальную возможность использования предложенной методики для определения дефектных ГВ в каждом отдельном модуле ЦСД. С помощью этого графика также можно определить тот диапазон расходов, в котором измерения будут обладать наибольшей точностью.

1.3. Исследования на трех последовательно включенных модулях ЦСД

Центральная сборка состоит из трёх последовательно включённых модулей. Поэтому для создания надёжной методики отбраковки ГВ необходимо решить проблему влияния тепловой инерционности предшествующего модуля на динамику температурного поля следующего за ним по тракту теплоносителя модуля.

Для решения этого вопроса были проведены специальные опыты на стенде, конфигурация которого представлена на рис. 2. Рабочий участок (рис. 8) представлял собой три последовательно соединенные модели элементов ЦСД – макет центрального купола 5 (b) и два одинаковых макета внешней мишени 6 (а) и 7 (с).



Рис. 8. Рабочий участок, состоящий из последовательно соединённых 3-х моделей ЦСД: (а) внешняя -1, (b) купол и (c) внешняя-2 мишени

В результате проведённых экспериментов были получены термограммы поверхности макета купола (5), являвшегося измерительной секцией, для четырёх расходов при трёх его последовательных положениях: первый по ходу горячей воды, второй и третий.

Все полученные термограммы (по типу представленной на рис. 4) свидетельствуют о том, что с их помощью визуально можно качественно определить ГВ, расход через который на 10% и более отличается от расхода через другой такой же ГВ, находящийся в поле данной термограммы. Для получения количественных данных о величине расхода обратимся к результатам обработки сделанных измерений.

Ниже, на рис. 9 приведены результаты обработки опытных данных в виде зависимостей интегральной температурной характеристики **F** от расхода для каждо-го из трех положений модели купола.



Рис. 9. Сводный график зависимостей интегральных характеристик средних температур **F** от расхода

Для 1-го и 2-го положений купола использовались данные, полученные при начальной температуре воды 80 °C, а для 3-го положения купола – данные, полученные при температуре 60 °C. Эти графики могут быть использованы как градуировочные кривые для определения расхода через гипервапотрон по величине интегральной температурной характеристики.

1.4. Выводы по результатам проведённых экспериментов

Проведенные эксперименты показали, что, с помощью визуального анализа термограмм, возможно определить частично блокированный канал, расход воды через который отличается на 10% и более от расхода через другой такой же канал, находящийся в поле данной термограммы.

Данный метод измерения расходов обладает приемлемой точностью, в частности, в опытах получено, что среднеквадратичное отклонение расходов через каналы, посчитанное по данным тепловизионной съемки верхних тайлов макета, от расходов, посчитанных по перепадам статического давления между входом и выходами гипервапотронов, составило не более 9%.

2. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПОЛНОМАСШТАБНОЙ МОДЕЛИ ЦСД

2.1. Постановка задачи

Для проведения численного эксперимента, моделирующего процесс прогрева материала ЦСД подаваемой на вход раздающего коллектора горячей водой с температурой (80 С) превышающей на 40 С стабилизированную начальную температуру ЦСД, на основе исходной САТІА модели [DET 00860-C of July 02, 2013], была разработана расчётная модель ½ части ЦСД in the ANSYS Design Modeler раскаде [5]. Расчётная КЭ модель включает в себя как твердотельную часть, составленную из элементов SOLID70, SHELL57, SURF152, так и проточную часть, составленную из гидравлических элементов FLUID116. Общее количество расчетных элементов N=631×10³.

Внешний вид и расчетная сетка твердотельной части модели показана на рис. 10. Расчетная конфигурация каналов охлаждения показана на рис. 11а. Конфигурация реальной смоченной поверхности каналов охлаждения, связанной с гидравлическими элементами, показана на рис. 11b.



Рис. 10. ANSYS модель 1/2 ЦСД ИТЭР



Рис. 11. Каналы охлаждения в виде FLUID PIPE элементов (a) и объёмов в расчётной модели (в)



Рис. 12. Схема численного эксперимента по моделированию процедуры испытаний

Численные эксперименты проводились при расходе воды G_{1/2}=8.7 кг/с, что соответствовало номинальному расходу воды, охлаждающей полную сборку ЦСД (17.4 кг/с). Термографирование поверхностей проводилось для трёх вариантов распределения расходов по параллельным каналам охлаждения: (i) равномерного - «неравномерность» расходов составляла 0%; (ii) неравномерного - четвёртый канал во внутренней мишени (из 5) и пятые каналы в куполе и внешней мишени (из 6 - см. рис. 11b) частично блокированы так, что расход в них понижен на 10% по сравнению с номинальным, и (iii) неравномерного - «дефектные» каналы частично блокированы на 20%. Рассматривались два варианта подвода воды в модель ЦСД: (a) «естественный» - через раздающий коллектор и (b) непосредственно в параллельные трубки, снабжающие водой гипервапотроны, для исключения влияния «коллекторного эффекта» на распределение потока по параллельным трубкам.

2.2. Результаты численных экспериментов при равномерном подводе воды в модель

С целью моделирования условий натурных испытаний, результаты которых представлены в предыдущем разделе, был рассмотрен идеализированный случай равномерный подвод воды непосредственно на вход ГВ (см. рис.13).

Распределение расходов между всеми за исключением одного соседними каналами принималось равномерным с расходом 0.46 кг/с через каждый ГВ. В каждой группе из трех присутствует частично блокированный ГВ, расход в котором относительно соседних каналов меньше на 10%, т.е. 0.401кг/с.



Рис.13. Схема подачи воды в «идеализированном» случае. Точками отмечены вход воды в подводящие трубки ГВ

Основные результаты вычислений для данного варианта расчета представлены на рис. 15-17. Сравнение полученных распределений температур проводилось для двух гипервапотронов в каждой выбранной группе: внутренней, верхней, внешней. Направление осей для представленных графиков распределения температур поверхности тайлов показано на рис. 14.



Рис.14. Расположение блокированных и стандартных гипервапотронов. Пути для вывода распределения температур поверхности тайлов







HV – 6, standard Рис. 15. Эволюция температурных распределений вдоль поверхности гипервапотронов 5 и 6 купола ЦСД



Рис. 16. Изменение со временем разницы температур гипервапотронов 6 и 5 в различных сечениях купола



Рис. 17. Температурное распределение по поверхности тайлов, время – 4 с

Полученные результаты численных экспериментов, представленные на рис. 15-17, показывают, что при подаче воды непосредственно на вход гипервапотронов, легко детектируется частично блокированный канал. При этом, разница температур между стандартным (6) и блокированным на 10% (5) каналами достигает своих максимальных значений 1.6-2.6^оС к 4-6 секунде процесса прогрева ЦСД.

2.3. Результаты численных экспериментов при подводе воды в модель через коллектор

Для рассмотренного реального случая подача воды в модели для 1/2 ЦСД осуществлялась на вход нижнего коллектора. Полученные результаты представлены на последующих рисунках.



Рис. 18. Эволюция нагрева воды в каналах внутренней мишени для (а) стандартных гипервапотронов и (b) гипервапотронов с частично блокированным (10%) четвёртым каналом



Рис. 19. Распределение температуры по поверхности ЦСД



Рис. 20. Изменение со временем разницы температур гипервапотронов 5 и 4 в различных сечениях внутренней мишени



Рис. 21. Изменение со временем разницы температур гипервапотронов 6 и 5 в различных сечениях купола



Рис. 22. Изменение со временем разницы температур гипервапотронов 6 и 5 в различных сечениях внешней мишени

Анализ представленных на рис. 18-22 результатов позволяет сделать, пожалуй, основной вывод о том, что существенное влияние на динамику температурного поля поверхности ЦСД, помимо исследуемой разности расходов в параллельных каналах, вызванной наличием дефектных гипервапотронов, вносит предыстория течения. Так, например, входной коллектор ЦСД из-за его несимметричного входа, приводящего к «разновремённости» доставки горячей воды на вход параллельных каналов, вносит искажения в картину температурного распределения по поверхности сборки, затрудняющие выделение полезного сигнала на фоне температурных искажений и, соответственно, однозначную интерпретацию полученных термограмм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на вышесказанном, можно заключить, что может быть получена экспериментальная зависимость некоторой интегральной функции температурного состояния поверхности гипервапотрона от величины расхода протекающей по нему жидкости. В то же время, для обеспечения необходимой точности должны быть предварительно получены указанные зависимости для образцовой ЦСД, для того, чтобы учесть влияние коллекторных эффектов, имеющих место в реальной конструкции, на распределение расходов по гипервапотронам. В экспериментальной части работы показано, что для построения такой характеристики могут быть использованы бесконтактные измерения расхода с помощью ультразвукового расходомера, датчики которого должны быть размещены на криволинейных подводящих либо отводящих трубках гипервапотронов.

Список литературы

- 1. ITER Technical Basis, ИТЭР EDA documentation series № 24. Vienna, IAEA, 2002.
- В.Н. Танчук, С.А. Григорьев, И.А. Миронов и К.С. Сеник «Hydraulic analysis of the Dome-PRPs cooling channels» - Заключительный Отчёт по договору DWO-17-126 MMA, 26.02.2009 г.
- 3. A. Durocher "Non-destructive examination development by infrared thermography for ITER PFCs", ITER Divertor Meeting, October 2005.
- В.Н. Танчук и др. «Диагностика гидравлических характеристик элементов охлаждения дивертора термоядерного реактора ИТЭР методом наружного термографирования», ВАНТ, серия: Термоядерный синтез, 2011, выпуск 4, стр. 3-13.
- Documentation for ANSYS Workbench, SAS IP Inc., release 11.0 (2007).



УДК 536.27

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-09

ТЕПЛООТДАЧА И ГИДРОСПРОТИВЛЕНИЕ В КАНАЛАХ С СИСТЕМАМИ СФЕРИЧЕСКИХ ВЫСТУПОВ

Гортышов Ю.Ф., Попов И.А., Щелчков А.В., Яркаев М.З., Аль-Джанаби А.Х.А.

ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева - КАИ», 420111, Россия, Казань, ул.К.Маркса, 10

АННОТАЦИЯ

В работе представлен аналитический обзор экспериментальных исследований гидравлического сопротивления и теплоотдачи в каналах с интенсификаторами в виде систем сферических выступов в широком диапазоне режимных и конструктивных параметров. Выработан единый подход к обобщению экспериментальных данных различных авторов с учетом различий в геометрии теплообменных поверхностей. Получены единые универсальные обобщающие зависимости для коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи в каналах со сферическими выемками.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для повышения эффективности теплообменного оборудования широко используются методы интенсификации теплообмена. Среди них выделяют поверхностные интенсификаторы теплоотдачи, основные механизмы интенсификации при использовании которых являются – периодическое разрушение пограничного слоя (вязкостного подслоя турбулентного пограничного слоя или ламинарного пограничного слоя в зависимости от режима течения), перемешивание и турбулизация пристенных слоев потока жидкости или газа [1]. Данный вид интенсификаторов теплообмена отличается высокой теплогидравлической эффективностью $\eta = (Nu/Nu_0)/(\xi/\xi_0) \ge 1$, т.е. прирост теплоотдачи Nu/Nu₀ сопоставим и даже превышает прирост гидросопротивления { ξ/ξ_0 [2,3]. В последние годы большой интерес представляют поверхностные интенсификаторы в виде систем сферических выемок. Обзор исследований в данной области представлен в [4]. При нанесении рельефов из сферических выемок методом холодной штамповки на плоские поверхности или накатки на трубы с противоположной стороны формируются рельефы из сферических выступов. По данному виду интенсификаторов в научно-технической литературе существует ограниченное количество публикации об исследовании их теплогидравлических характеристик.

В настоящее время кожухотрубчатые теплообменники с интенсификаторами в виде систем сферических выступов/выемок в основном применяются в пищевой и нефтехимической промышленности, энергетике. В качестве примеров можно указать кожухотрубчатые теплообменники серии Dimpleflo с профилированными трубами со сферическими выступами компании Teralba Industries (Австралия), кожухотрубные теплообменники и теплообменники типа «труба в трубе» компания JBT FoodTech (США), теплообменные трубы корпорации HRS Group (Испания) и т.д. [4]. В этом разделе дан обзор различных исследований гидросопротивления и теплоотдачи в каналах со сферическими выступами.

На рис.1 показана схема интенсифицированных труб, где t – шаг спиральной линии, по которой нанесены выступы (продольный шаг выступов); h – высота выступов; s – шаг выступов по спиральной линии. Для описания шероховатости использовались 2 безразмерных параметра – относительная высота выступов h/D и плотность нанесения выступов D^2/ts .



Puc.1. Схема нанесения сферических выступов на теплообменные трубы

Гидравлический диаметр каналов некруглого сечения определялся по зависимости D=4F/П (F – площадь поперечного сечения канала по основанию выступов (без учета выступов), П – периметр канала по основанию выступов (также без учета выступов). Диаметр d для каналов некруглого сечения определялся аналогично, но площадь и периметр поперечного сечения канала определялся по вершинам выступов.

Диаметр D, являющийся максимальным внутренним диаметром интенсифицированной трубы, выбран здесь в качестве определяющего размера при определении и расчете Re, Nu и ξ , как рекомендовано А.Берглсом и др. [5] Этот подход широко используется при описании теплогидравлических характеристик интенсифицированных.

В работе С.Д.Хванга и Х.Х.Чо [6] проведены исследования теплообмена и гидросопротивления в плоском канале со сферическими выступами на противоположных стенках при течении воздуха (Re=10000). Определение локальных коэффициентов теплоотдачи проводилось с использованием термического жидкокристаллического покрытия. Сферические выступы в исследования располагались в шахматном порядке, в углах равнобедренного треугольника со сторонами 15 мм. Высота выступа составляла h=3,75 мм, диаметр выступа в основании $d_c=12,99$ мм (диаметр образующей сферы $d_c=15$ мм), высота канала составляла H=15 мм, что обеспечивало относительную высоту выступов $2h/d_c=0,5$ и относительную высоту канала H/d_c=1,15.

При наличии сферического выступа на поверхности, основной поток натекает на переднюю кромку выступа и обтекает его с формированием подковообразного вихря (рис.2). С тыльной стороны выступа формируется застойная зона. Данная картина течения позволяет объяснить авторам работы [6] распределение локальных коэффициентов теплоотдачи. На рис.2 рассмотрено распределение коэффициентов теплоотдачи на выступе и за ним из работы [6]. Максимум коэффициентов теплоотдачи приходится на точку с координатами x/D=-0,4 и v/D=0 в зоне с минимальной толщиной погранслоя и центре формирования подковообразного вихря. В поперечном сечении высокие значения коэффициентов теплоотдачи приходятся на зоны с координатами x/D= ± 0,5 вследствие воздействия на течение в этих зонах подковообразного вихря. Интенсификация средней теплоотдачи в канале с выступами в работе [6] составляет приблизительно 3.7 раза по сравнению с гладким каналом. При этом коэффициент гидравлического сопротивления увеличился в 20 раз.



Рис.2. Схема обтекания выступа и распределение локальных коэффициентов теплоотдачи на выступе и в следе за ним [6]



Рис.3. Визуализация TLC-методом обтекания сферического выступа: Re=550, 6 – 1025 [7]

Механизмы интенсификации с помощью системы сферических выступов рассмотрены в работе [7] на основе визуализации обтекания конвективно охлаждаемого выступа высотой 5 мм потоком горячей воды (Re=570-1000) в канале высотой 10 мм и шириной 40 мм и жидкокристаллической термографии (TLC – thermochromic liquid crystals).



Рис.4. Фотографии визуализации обтекания сферического выступа TLC-методом. Кадры сняты с интервалом 2 сек (см. сверху вниз по столбцам). Re=1025 [7].

Результаты визуализации (рис.3) показали, что при Re=550 наблюдается ламинарное обтекание выступа, но выступ генерирует возмущения в следе за собой, что повышает в нем теплоотдачу. Повышенная теплоотдача наблюдается и зоне формирования подковообразного вихря. При обтекании выступа при Re=1025 происходит отрыв турбулентного потока за выступом и образование значительной зоны рециркуляции длиной $(1\div2)$ dc. При этом наблюдается нестабильность зоны рециркуляции (рис.4), что дополнительно вносит возмущения в поток за выступом, интенсифицируя процесс теплоотдачи в следе. Как видно на рис.3,б, наличие выступа разрушает пограничный слой набегающего потока.

Объектами исследования в работе И.И.Федорова [8] служили пакеты из тонких (0,5 мм) пластин из стали 08 с отштампованными выступами сферической формы, шахматного и коридорного расположения. Две пластины, наложенные друг на друга и пропаянные по отбортованным кромкам, образуют пакет с фланцами для крепления во внутренней полости теплообменника. Пакеты имеют щелевой прямоугольный канал с выступами размером 2,5×145×475 мм для пластин со сферическими выступами. Сферические выступы но форме совпадают с шаровым сегментом диаметром основания 6,5 мм. При изготовлении пакета выступы одной пластины опираются на плоские участки между впадинами другой. Увеличение интенсивности теплоотдачи за счет выступов, приводящих к резкому увеличению степени турбулентности потока, в каждой из трех областей происходит поразному. Эта причина особенно резко проявляется при малых числах Re=1000-2300, когда в гладких каналах (без выступов) течение ламинарное. Увеличение в а здесь наиболее высокое и при равных условиях в 2,1 раза выше, чем в гладких каналах. В области развитого турбулентного течения (Re>10000) увеличение коэффициента теплоотдачи здесь достигает величины порядка 1,65 раза.

Сотрудники корпорации Hitachi (Япония) Х.Кувахара и др. [9], - зарегистрировали патент США 4690211 (1987) по трубам, имеющим ряды прерывистых выступов, сформированных на внутренней поверхности по одной или более спиральных кривых. Исследования проведены на 7 трубах в диапазоне изменения геометрических параметров – высота выступов h=0.45, 0.5 и 0.6 мм, продольный шаг t=5, 6 и 7 мм и шаг по окружности s=2,5; 4 и 5 мм, 0.028<h/D<0.038, 0.32<t/D<0.64 и 0.16<s/D<0.32. Проведена оценка тепловых и гидравлихарактеристик ческих при течении воды 5000<Re<100000 и Pr= 5. Увеличение коэффициентов теплоотдачи достигало 2,2 раз при росте гидросопротивления до 4 раз. Уменьшение шага выступов по окружности увеличивает гидросопротивление, но на теплоотдачу практически не влияет. В исследованном узком диапазоне высот выступов наблюдается подобное влияние на теплоотдачу и гидросопротивление высоты выступов. С ростом продольного шага в исследованном диапазоне уменьшаются и прирост теплоотдачи, и прирост гидрососпротивления.

Т.Дж.Рабас и др. [10] исследовали две спирально покрытых выступами малой высоты трубы, подобных трубам Tred-19F и Tred-26D производства компании Sumitomo (Япония). Высота выступов составляла h/D = 0.017, шаг выступов t/D = 0.18 и 0.09. Режимные параметры изменялись в диапазоне 6000 < Re < 70000 и Pr=5.7. Зафиксирован рост гидросопротивления вследствия нанесения выемок до 2,3 раз при максимальном росте коэффициентов теплоотдачи до 1,6 раз.

К.О.Олссон и Б.Сунден [11] исследовали тепловые и гидравлические характеристики пяти внешне покрытых выемками и с внутренними выступами плоских труб, в том числе трех - со сферическими выступами с d/D=0,7451; 0,70784; 0,67941 и t/D=1,27273; 1,55899; 1,706. Основное внимание в работе было уделено определению коэффициентов трения и чисел Нуссельта в трубах малого диаметра при крупных (высоких выступах) выступах. Исследования проведены при течении воздуха при Re=3000÷10000. Установлено, что увеличение коэффициентов трения достигало значений $\xi/\xi_0=2,58-4,13$. При этом интенсификация теплоотдачи составляла Nu/Nu₀=1,46-1,74, соответственно.

Статьи П.Г.Висенте, А.Гарсиа и А.Виедма [12,13] посвящены экспериментальному исследованию трехмерной шероховатости в виде систем сферических выступов, нанесенной на трубы накаткой при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения. Экспериментально были исследованы 10 спирально накатанных труб из нержавеющей стали 316L с различной геометрией нанесения выступов и одна гладкая труба. Все трубы имели внутренний диаметр D=16 мм при толщине стенки 1 мм для удобства накатки интенсификаторов. В экспериментах использовались 2 рабочие жидкости – вода и этиленгликоль. Диапазон исследованных геометрических параметров - 0.08<h/D<0.12, 0.65<t/D<1.1 и s/D=0.55. Диапазон изменения чисел Рейнольдса составил 2000-10000 для этиленгликоля и 8000-100000 для воды, Pr=35-100 для этиленгликоля и 2.9-4.5 для воды. Показано, что уровень интенсификации теплоотдачи Nu/Nu0 в диапазоне Re=8000-100000 уменьшается с ростом числа Рейнольдса. Прирост теплоотдачи в канале с выступами в диапазоне Re=8000-100000 при эквивалентных расходах и поверхностях теплообмена можно по уравнению Nu/Nu₀=64.1(h/D)^{0,6}(D²/ts)^{0,12}(Re-1000)^{-0,21}. Интенсификация теплоотдачи достигает 5 раз в исследованном диапазоне конструктивных параметров интенсификаторов. В данном диапазоне чисел Re коэффициенты трения интенсифицированных труб в 2-4,5 раза выше, чем для гладкой трубы. От переходных чисел Re до Re=4000 - коэффициенты трения максимальны, затем они уменьшаются. Относительный рост трения ξ/ξ_0 в интенсифицированных трубах может быть оценен через уравнение: $\xi/\xi_0=69.9(h/D)^{1.67}(D^2/ts)^{0.26}Re^{0.06}$. В работе [13] установлено, что использование сферических выступов приводит к более раннему ламинарнотурбулентному переходу. В области ламинарных течений (Re<1400) повышение коэффициентов гидравлического сопротивления составляет 10-30%, повышение коэффициентов теплоотдачи при этом также составляет не более 30%.

В работе О.Н.Миронова [14] экспериментально исследовано турбулентное течение воздуха в квадратном канале с одной оребренной полукруглыми выступами стенкой. Цель эксперимента заключалась в исследовании влияния оребрения на коэффициенты сопротивлениями теплоотдачи о диапазоне чисел Рейнольдса от

 $2,3\cdot10^4$ до $1,5\cdot10^5$, что характерно для теплообменников и для внутреннего охлаждения лопаток турбин. Высота выступов и шаг расположения ребер выбирались из условия минимального возрастания коэффициента сопротивления при максимальной увеличении коэффициента теплоотдачи. В данном случае они составляли h/D=0,0813 и t/h=12,5, где h=4 мм – высота выступа. Исследование канала проводилось для довольно короткого канала L/D=7,9, где L=300 мм – длина канала. В исследовании для пластины с оребрением наблюдалось падение, а затем резкое возрастание местного коэффициента теплоотдачи приблизительно в середине промежутка между ребрами. Такое поведение можно объяснить присоединение оторвавшегося на полукруглом ребре потока воздуха к стенке в промежутке между соседними ребрами. Оценка среднего коэффициент теплоотдачи показала, что он оставляет 70,7 Вт/м2К для интенсифицированного канала, а для гладкой пластины - 54,6 Вт/м2К. Таким образом, сравнения коэффициентов теплоотдачи для пластины с оребрением и без него следует, что средний коэффициент теплоотдачи при наличии оребрения на 30% больше. чем для гладкой пластины.

В работе М.Х.Ибрагимова, В.И.Субботина и др. [15] представлены зависимости от числа Рейнольдса коэффициентов гидравлического сопротивления в шероховатых трубах с шахматным и коридорным расположением с продольными шагами 8-32 мм полусферических выступов высотой 7,87 мм в диапазоне Re=4000-1000000. Наибольший рост гидросопротивления наблюдается в трубах с шахматным расположением выступов и максимальной плотностью их расположения.

В работе К.Л.Мунябина [16] проведены эксперименты по исследованию гидросопротивления и теплоотдачи в трубах D=50 мм и длиной L=2000 мм со сферическими выступами в диапазоне Re=2500-33000. Образцы изготавливались путем гидравлической выпрессовки углублений на исходно гладкой трубе. Выемки располагались в шахматном порядке. Отношение глубины выемки к ее диаметру было постоянным h/D=0,2. Высота выступов изменялась от 2 до 10 мм. Половина шага выемок составлял 20-40 мм. Эффект от интенсификации теплоотдачи сферическими выступами составляет до 3-3,5 раз. Наибольшая интенсификация наблюдалась в трубах с самыми высокими выступами. Рост сопротивления в канале со сферическими выступами значительно выше, чем, например, в трубах со сферическими выемками. Рост гидросопротивления для самых высоких выступов составил до 6,5-8 раз. Очевидно, это объясняется различием в механизмах турбулизации потока, а также существенным сужением проходного сечения трубы из-за имеющихся в ней выступов.

М.А.Готовский, М.Я.Беленький и Б.С.Фокин [17] провели исследование теплогидравлических характеристик при течении воздуха в круглой обогреваемой трубе с регулярным рельефом на поверхности теплообмена. Изготовленные для проведения экспериментов трубы имели наружный диаметр 40 мм и толщину стенки 1,5 мм. При этом для проведения опытов использовались 4 участка трубы, каждый из которых имел длину примерно 2 м. На трубы был нанесен рельеф, представлявший собой правильную систему сферических выступов диаметром около 4 мм и высотой 0,5 - 0,6 мм. Опыты были проведены в интервале чисел Рейнольдса Re=(15– 80)103. Приведенные в работе данные по интенсификации теплоотдачи по сравнению с гладкой трубой составляют в среднем 50%. Коэффициент сопротивления для трубы с выступами превышает соответствующий коэффициент для гладкой трубы примерно на 15-20%. Таким образом, в работе [17] исследована интенсификация теплообмена в виде рельефов из сферических выступов и установлено, что имеет место нарушение аналогии Рейнольдса в пользу теплоотдачи, что определяет их высокие показатели эффективности.

Экспериментальные исследования А.В.Щелчкова и И.А.Попова [1] проводилось в нестесненных каналах прямоугольного сечения шириной 96 мм при варьировании высоты канала Н в диапазоне от 5 до 12 мм с шахматной системой сферических выемок высотой h=1,5; 3 и 5 мм и диаметром основания dc=7,14; 9,16 и 10 мм (h/dc=0,21÷0,5; h/H=0,125÷0,5; H/dc=0,7÷1,68). Полученные результаты демонстрируют, что в диапазоне малых чисел Re =1000...2000 увеличение коэффициента гидравлического сопротивления ξ в стесненном канале достигает максимальных значений - до 20 раз, по сравнению с аналогичным гладким каналом, в то же время интенсификация теплоотдачи достигает максимальных значений - до 8 раз, которая уменьшается при увеличении и уменьшении чисел Рейнольдса; в области турбулентных чисел Re=4000...30000 для мелких сферических выступов $h/d_c = 0.21$ в стесненных каналах коэффициент гидравлического сопротивления ξ возрастает – до 2 ÷ 2,5 раз, а для относительно высоких сферических выступов h/dc=0,5 коэффициент гидравлического сопротивления ξ возрастает - до 10 раз, интенсификация теплоотдачи возрастает до 2,5 раз с выступами h/dc=0,3. Рост гидросопротивления опережает рост теплоотдачии значения теплогидравлической эффективности составляют (Nu/Nu₀)/(ξ/ξ₀)=0,1÷1,2 для различных геометрических и режимных параметров.

И.А.Попов и др. [18] провели исследования теплоотлачи и гидросопротивления при вынужденном течении воды в трубах длинной L=1000 мм, внутренним диаметром D=10,2 мм с рельефами из сферических выступов высотой h=0,5 и 1,3 мм, диаметром отпечатка d_c=2,5-5 мм, расположенных в шахматном порядке с шагами 5-9 мм, при течении воды в диапазоне Re=200-40000. В работе [18] показано, что при ламинарном режиме течения (Re=200-1000) повышение коэффициентов гидравлического сопротивления в интенсифицированных трубах достигало 4 раз, при интенсификации теплоотдачи не более 1,5 раз. В области турбулентных течений (Re=4000-30000) повышение коэффициентов гидравлического сопротивления в интенсифицированных трубах достигало 10 раз, при интенсификации теплоотдачи не более 3 раз. Из-за более раннего ламинарнотурбулентного перехода в каналах с выступами по сравнению с глакотрубным вариантом в области Re=1000-4000 повышение коэффициентов теплоотдачи может достигать 9 раз при приросте коэффициентов теплоотдачи до 10,1 раз. Отмечено, что наиболее значительно на теплогидравлические характеристики оказывает влияние относительная высота выступов h/D.

Дж.Чен и др. [19] провели исследования интенсификации теплоотдачи в трубе при течении воды (Re= $7.5 \times 10^3 - 5.2 \times 10^4$). Для всех шести исследованных труб D=16,6 с коридорными рельефами из сферических выступов высотой h=0,5-1,5 мм, диаметром основания dc=2-5,5 мм и продольным шагом t=8-14 мм (d/D=0.639÷0.94 и t/D=0,482÷0,843) получено повышение коэффициентов теплоотдачи на 25-137% при увеличении мощности на прокачку теплоносителя на 15-84% в сопоставимых условиях. Теплогидравлическая эффективность при этом составляет 0.93-1.16. Как и в работе [17], здесь имеет место нарушение аналогии Рейнольдса в пользу теплоотдачи.

В работе А.В.Щукина и А.В.Ильинкова [20] исследования теплоотдачи проведены в плоских каналах шириной 400 мм и высотой от H=35 до 100 мм при одностороннем нанесении полусферических выступов высотой h=35 мм и диаметром основания d_c=70 мм с плотностью 0,058; 0,236; 0,485 и 0,88. Эксперименты проведены при условии q=const и Re=6440-83312. В работе выявлено, что максимальные значения коэффициентов теплоотдачи в канале наблюдались при плотности нанесения выступов 0,236 в исследованном диапазоне, при этом относительная высота выступов h/H не оказывала влияние на теплоотдачу. Увеличение теплоотдачи при нанесении выемок с указанной плотностью составило 17%. С увеличением до 0,88 или уменьшением плотности нанесения выемок до 0, теплоотдача снижалась до уровня гладкого канала. Подобные исследования проведены в работе Легкого В.М. и др. [21].

В табл.1 приведены некоторые значения геометрических и режимных параметров интенсифицированных труб из вышеперечисленных научных работ, отобранные для дальнейшего совместного анализа.

На рис.5 показаны диапазоны исследованных в данной и вышеприведенных работах геометрических параметров d/D и t/D.



Рис.5. Диапазоны исследованных геометрических параметров d/D и t/D

По результатам анализа имеющихся в литературных источниках [1,9,11-13,15,16,18,19] данных по гидросопротивлению и теплоотдаче в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов было решено провести их совместное обобщение для получения единых универсальных зависимостей для расчета гидросопротивления и теплоотдачи в каналах различного сечения с рельефами из сферических выступов.

|--|

| таблица т. те | ометри неские и реж | monible nupul | ierpbi mitelien | фицированных | груб, предетавленных в б | osope |
|---------------|---------------------|---------------|------------------------|-------------------------|---|---------------------------------|
| Источник | Re | Pr | d/D | t/D | Вид шероховатости | Вид канала |
| [1] | 200÷30000 | 0,7 | 0,56÷1,26 | 0,56÷1,26 | 0.0 | Плоский канал, воздух |
| | | | | | CTO CTA | |
| [8] | 1000÷20000 | 0,7 | 0,18 | 2,16 | | Плоский канал, |
| 503 | | | 0,46 | 3,24 | | воздух |
| [9] | 9000÷90000 | 4,34 | 0.924÷0.943 | 0.316 0.443 | 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 | Круглая труба, D=16,6 мм |
| | | | | 0.633 | | |
| [10] | 6000÷70000 | 5,7 | 0,9726 | 0,0696 0,1393 | | Круглая труба |
| [11] | 3000÷10000 | 0,7 | 0,7451 | 1,27273 | | Плоский канал, |
| | | | 0,70784 0,67941 | 1,55899 | | воздух |
| [12,13] | 100 ÷100000 | 2,9÷92 | 0,761÷0.84 | 0,813÷1,075 | 0 2 t 0 C - 0 - 0 - 0 S - 0 - 0 - 0 | Круглая труба, D=10 мм |
| [15] | 3600÷1050000 | 0,7 2,56 | 0,82 | 0,137÷0,55 | | Круглая труба, воздух и вода |
| [16] | 3000÷22000 | 5÷7 | 0,67÷0,92 | 0,8÷ 1,43 | | Круглая труба, вода |
| [17] | 15000÷80000 | 0,7 | 0,972 | - | | Круглая труба, воздух |
| [18] | 200÷100000 | 1,96÷2,56 | 0,76÷0,98 | 0,6÷1 | 0 % O \$ | Круглая труба, D=10 мм |
| [19] | 5000÷50000 | | 0. 639÷0.94 | 0, 482÷0,843 | | Круглая труба, D=16,6 мм |

Работа [17] при совместном анализе не использовалась из-за недостаточности данных по геометрии (продольных и поперечных шагов) нанесения выступов. Для совместного анализа рельефов с шахматным и коридорным расположением выступов применен подход, описанный в работах [9-13], когда шахматное и коридорное расположение приводится к единой геометрии, различающейся плотностью расположения выемок по спиральной линии (шагом выступов по спирали s и углом наклона спиральной линии к направлению движения теплоносителя) (рис.6).



Рис.6. Геометрия расположения выступов на теплообменной поверхности: а – шахматная, б – коридорная.

2. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В КАНАЛАХ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ВЫСТУПАМИ

Исследования гидросопротивления в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением сферичепроведено ских выступов В работах [1.9.11-13,15,16,18,19]. Весь объем экспериментальных данных представлен на рис.7, а диапазон исследованных конструктивных параметров интенсификаторов – в таблице 2. Данные охватывают ламинарный, переходный и турбулентный режим течения.

На рис.7 хорошо видно, что наличие сферических выступов обеспечивает более ранний ламинарнотурбулентный переход. При этом с увеличением высоты выступов переход наступает при значительно меньших числах Рейнольдса. Необходимо указать, что данные для ламинарного и переходного режима течения приведены только в работах [13,18]. Ограниченность данных для ламинарного и переходного режимов течения не позволяет провести обобщение данных и получить единую универсальную зависимость для расчета гидравлического сопротивления.

| N⁰ | h·10 ³ ,м | D·10 ³ ,м | t·10 ³ ,м | s·10 ³ ,м | d/D | t/D | s/D | f | Обозн, |
|---------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-------|-------|-------|-------|------------------------|
| | 1,3 | 10 | 9 | 4 | 0,74 | 0,9 | 0,6 | 1,17 | |
| | 1,3 | 10 | 9 | 4 | 0,74 | 0,9 | 0,6 | 1,17 | |
| [18] | 0,5 | 10 | 6 | 4 | 0,9 | 0,6 | 0,5 | 1,038 | * |
| [-•] | 0,5 | 10 | 7 | 7 | - | 0,7 | 0,7 | 1,019 | \triangleleft |
| | 0,1 | 10 | 10 | 6 | 0,98 | 1 | 0,6 | 1,001 | |
| | 0,5 | 10 | 9 | 6 | 0,9 | 0,9 | 0,6 | 1,017 | <u>द्र</u> |
| | 1,33 | 16 | 13 | 8,85 | 0,834 | 0,813 | 0,553 | 1,056 | |
| | 1,58 | 16 | 13,1 | 8,99 | 0,803 | 0,819 | 0,562 | 1,077 | |
| | 1,91 | 16 | 13,8 | 8,89 | 0,761 | 0,863 | 0,556 | 1,108 | $\underline{\forall}$ |
| | 1,28 | 16 | 14,6 | 8,91 | 0,840 | 0,913 | 0,557 | 1,046 | \sim |
| [12,13] | 1,83 | 16 | 14,5 | 9,02 | 0,771 | 0,906 | 0,564 | 1,093 | \times |
| . /] | 1,59 | 16 | 17,2 | 9,02 | 0,801 | 1,075 | 0,564 | 1,059 | ∇ |
| | 1,84 | 16 | 16,6 | 9,06 | 0,770 | 1,038 | 0,566 | 1,082 | $\overline{\forall}$ |
| | 1,87 | 16 | 16,8 | 8,9 | 0,766 | 1,050 | 0,556 | 1,085 | |
| | 1,55 | 16 | 10,9 | 8,9 | 0,806 | 0,681 | 0,556 | 1,090 | |
| | 1,64 | 16 | 11,4 | 8,76 | 0,795 | 0,713 | 0,548 | 1,098 | $\mathbf{\vee}$ |
| | 1,2 | 16,6 | 12 | 17,37 | 0,855 | 0,723 | 1,046 | 1,025 | |
| | 1,5 | 16,6 | 14 | 13,03 | 0,819 | 0,843 | 0,785 | 1,045 | \triangleleft |
| [10] | 0,5 | 16,6 | 8 | 8,69 | 0,94 | 0,482 | 0,523 | 1,013 | \triangleleft |
| [19] | 1,3 | 16,6 | 10 | 8,69 | 0,843 | 0,602 | 0,523 | 1,071 | \blacksquare |
| | 0,7 | 16,6 | 10 | 8,69 | 0,916 | 0,602 | 0,523 | 1,020 | X |
| | 0,6 | 16,6 | 10 | 17,37 | 0,928 | 0,602 | 1,046 | 1,008 | Ą |
| | 0,45 | 16,6 | 7 | 2,5 | 0,943 | 0,443 | 0,158 | 1,042 | \diamond |
| | 0,45 | 16,6 | 7 | 4 | 0,943 | 0,443 | 0,253 | 1,026 | |
| | 0,45 | 16,6 | 7 | 5 | 0,943 | 0,443 | 0,316 | 1,021 | \Diamond |
| [9] | 0,5 | 16,6 | 5 | 4 | 0,937 | 0,316 | 0,253 | 1,045 | $\widehat{\mathbf{A}}$ |
| | 0,5 | 16,6 | 7 | 4 | 0,937 | 0,443 | 0,253 | 1,032 | \diamond |
| | 0,5 | 16,6 | 10 | 4 | 0,937 | 0,633 | 0,253 | 1,023 | \diamond |
| | 0,6 | 16,6 | 7 | 4 | 0,924 | 0,443 | 0,253 | 1,047 | \Diamond |
| [11] | 0,45 | 3,08 | 4,8 | 4,1 | 0,708 | 1,558 | 1,33 | 1,037 | \Diamond |
| [1] | 1,5 | 9,5 | 12 | 14 | 0,68 | 1,26 | 1,47 | 1,049 | + |
| | 5 | 58 | 32 | 44 | 0,828 | 0,552 | 0,759 | 1,056 | |
| [15] | 5 | 58 | 32 | 35,4 | 0,828 | 0,552 | 0,610 | 1,08 | \triangleright |
| | 5 | 58 | 16 | 23,02 | 0,828 | 0,276 | 0,397 | 1,213 | \Rightarrow |
| | 5 | 58 | 16 | 17,7 | 0,828 | 0,276 | 0,305 | 1,32 | \bowtie |
| | 5 | 58 | 8 | 8,28 | 0,828 | 0,138 | 0,143 | 2,186 | \rightarrow |
| | 5 | 58 | 8 | 9 | 0,828 | 0,138 | 0,155 | 2,26 | |
| [16] | 3,7 | 50 | 24,2 | 31,2 | 0,852 | 0,484 | 0,624 | 1,066 | |
| | 8,3 | 50 | 24,2 | 43,12 | 0,668 | 0,484 | 0,862 | 1,239 | \bigcirc |
| | 3,7 | 50 | 35,8 | 53,1 | 0,852 | 0,716 | 1,062 | 1,026 | \bigcirc |
| | 8,3 | 50 | 35,8 | 40,83 | 0,668 | 0,716 | 0,817 | 1,171 | \square |
| | 2 | 50 | 30 | 41,22 | 0,92 | 0,600 | 0,824 | 1,012 | \boxtimes |
| | 10 | 50 | 30 | 41,22 | 0,6 | 0,600 | 0,824 | 1,293 | \square |
| | 6 | 50 | 20 | 33 | 0,76 | 0,400 | 0,660 | 1,198 | \cup |

Таблица 2. Конструктивные параметры труб и каналов с двухсторонним расположением выступов, отобранные для совместного анализа

| 6 | 50 | 40 | 47,8 | 0,76 | 0,800 | 0,956 | 1,068 | \square |
|---|----|----|-------|------|-------|-------|-------|-----------|
| 6 | 50 | 30 | 84,1 | 0,76 | 0,600 | 1,682 | 1,052 | |
| 6 | 50 | 30 | 33,86 | 0,76 | 0,600 | 0,677 | 1,129 | \square |
| 6 | 50 | 30 | 39,81 | 0,76 | 0,600 | 0,796 | 1,109 | |



Рис.7. Экспериментальные данные по гидравлическому сопротивлению в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов. Обозначения см. табл.2. 1 – расчет по ξ=16/Re, 2 – расчет по ξ=0,3164/Re^{0,25}

В связи с этим, совместный анализ и обобщение экспериментальных данных проведен только для турбулентного режима течения (рис.8).



Рис.8. Экспериментальные данные по гидравлическому сопротивлению в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов при турбулентном режиме течения. Обозначения см. табл.2

В ходе совместного анализа установлено, что коэффициент гидравлического сопротивления в диапазоне чисел Re=5000-100000 пропорционален Re в степени n=0,2-0,3. Зависимости степени n от геометрических и режимных параметров не установлено. При дальнейшем обобщении принята зависимость ξ -Re^{-0,25}, что характерно для турбулентного течения в гладких трубах.

Установлена значительная зависимость коэффициента гидравлического сопротивления ξ от относительной высоты выступов d/D. С ростом высоты выступов h (уменьшение d/D, обычно d/D<1) гидравлическое сопротивление каналов со сферическими выступами возрастает пропорционально (d/D)⁻⁸.

Характер влияния на коэффициент гидравлического сопротивления ξ от относительного шага выступов по спирали (линии накатки) s/D логичен. С ростом частоты расположения выступов по линии накатки s/D увеличивает коэффициент гидросопротивления. При дальнейшем обобщении принята зависимость $\xi \sim (s/D)^{-1,3}$.

Влияния относительного продольного шага выступов (t/D) в явном виде выявить не удалось. Однако установлено влияние плотности расположения выступов, выраженное как увеличение площади поверхности теплообмена труб и каналов за счет нанесения выступов f. Рост f (f>1)) уменьшает коэффициент теплоотдачи. Выявлена зависимость $\xi \sim f^{2,5}$.

При обобщении экспериментальных данных не учитывались особенности геометрии выступов, например, диаметр скругления сопряжения выступа и основной поверхности или относительной высоты выступа в виде h/d_c, которые описывают особенности формы (профиль) выступа. Однако частично данные факторы учитывает f.



Рис.9. Результаты обобщения экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов при турбулентном режиме течения. Обозначения см. табл.2.

Все экспериментальные данные работ [1,9,11-13,16,18,19] при турбулентном режиме течения теплоносителей в диапазоне чисел Re=5000-100000 и Pr=0,7-92, относительных геометрических параметров сферических выступов d/D=0,6-0,98, t/D=0,276-1,558, s/D=0,155-1,682; f=1,001-2,26 описываются единой универсальной зависимостью (рис.9):

$$\xi = 1/[\text{Re}^{0,25}(\text{d/D})^8(\text{s/D})^{1,3}\text{f}^{2,5}].$$
(1)

Зависимость (1) описывает экспериментальные данные с максимальным отклонением ±50% при доверительной вероятности 0,95. Уменьшение доверительной
вероятности до 0,85 позволяет описать уже экспериментальные данные с отклонением ±30%. Относительно значительные отклонения экспериментальных точек по гидравлическому сопротивлению можно отнести к некоторым не учитываемым различиям в профилях выступов и формах каналов, первоначальной различной точности экспериментального определения коэффициентов теплоотдачи в работах [1,9,11-13,15,16,18,19].

3. ТЕПЛООТДАЧА В КАНАЛАХ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ВЫСТУПАМИ

Исследования коэффициентов теплоотдачи в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением сферических выступов проведено в работах [1,9,11-13, 16,18,19]. Весь объем экспериментальных данных представлен на рис.10. Данные охватывают ламинарный, переходный и турбулентный режим течения. Однако данные для ламинарного и переходного режимов течения имеются только в работах [13,18], при этом по полноте представленных данных при совместном анализе возможно использовать только данные работы [18]. Ограниченность данных для ламинарного и переходного режимов течения не позволяет провести обобщение данных и получить единую универсальную зависимость для расчета коэффициентов теплоотдачи при данных режимах.

В связи с этим, совместный анализ и обобщение экспериментальных данных проведен только для турбулентного режима течения (рис.11).

В ходе совместного анализа установлено, что коэффициент теплоотдачи в диапазоне чисел Re=5000-100000 пропорционален Re в степени n=0,78-0,853. Зависимости степени n от геометрических и режимных параметров не установлено. При дальнейшем обобщении принята зависимость Nu~Re^{0,8}, что характерно для турбулентного течения в гладких трубах. Влияние физических свойств и неизотермичности пристенного слоя на теплоотдачу выражено через «стандартные» зависимости для турбулентного режима Nu~Pr^{0,43} (Pr/Pr_w)^{0,25}.

Установлена значительная зависимость коэффициен-

та теплоотдачи от относительной высоты выступов d/D. С ростом высоты выступов h (уменьшение d/D, d/D<1) теплоотдача каналов со сферическими выступами возрастает пропорционально $(d/D)^{-0.8}$.

Характер влияния на безразмерный коэффициент теплоотдачи Nu от относительного шага выступов по спирали (линии накатки) s/D логичен. С ростом частоты расположения выступов по линии накатки s/D увеличивает коэффициент теплоотдачи. При дальнейшем обобщении принята зависимость Nu~(s/D)^{-0,2}. Влияния относительного продольного шага выступов (t/D) теплоотдачу установлено в виде Nu~(t/D)^{-0,2}. Установлено также увеличение площади поверхности теплообмена труб и каналов за счет нанесения выступов f, учитывающее здесь в первую очередь форму или профиль выступа. Выявлена зависимость $\xi \sim t^2$.



Рис.10. Экспериментальные данные по средним коэффициентам теплоотдачи в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов. Обозначения см. табл.2. 1 – расчет по $Nu=0,15Re^{0.33}Pr^{0.43}Gr^{0.1}(Pr/Pr_w)^{0.25}$, 2 – расчет по $Nu=0,021Re^{0.8}Pr^{0.43}(Pr/Pr_w)^{0.25}$; n=0,33, k=0,1 для ламинарного течения, n=0,43, k=0 – для турбулентного режима, p=0,25.



Рис.11. Экспериментальные данные по средним коэффициентам теплоотдачи в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов при турбулентном режиме течения. Обозначения см. табл.2



Рис.12. Результаты обобщения экспериментальных данных по средним коэффициентам теплоотдачи в трубах и плоских каналах с двухсторонним расположением выступов при турбулентном режиме течения. Обозначения см. табл.2.

Все экспериментальные данные работ [1,9,11-13,15,16,18,19] при турбулентном режиме течения теплоносителей в диапазоне чисел Re=5000-100000 и Pr=0,7-92, относительных геометрических параметров сферических выступов d/D=0,6-0,98, t/D=0,276-1,558, s/D=0,155-1,682; f=1,001-2,26 описываются единой универсальной зависимостью (рис.12):

Зависимость (2) описывает экспериментальные данные с максимальным отклонением ±25% при доверительной вероятности 0,95.

Выявленное влияние большего количества геометрических параметров позволило обобщить экспериментальные данные с меньшими максимальными отклонениями.

4. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

На основе полученных в работе данных по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче в трубах с системами сферических выступов разработана методика инженерных расчетов интенсифицированных кожухотрубчатых теплообменников, на которые приходится 80-90% всего мирового рынка теплообменного оборудования и которые сегодня используются с интенсификаторами теплообмена [22].

В работе [23] представлены результаты исследования теплогидравлических характеристик теплообменных аппаратов с различными типами интенсификаторов (рис.13), в том числе систем сферических выступов внутри труб.



Рис.13. Кожухотрубчатый теплообменный аппарат с различными типами интенсифицированных пучков труб, в том числе с системами сферических выступов

Исследования проведены при течении в трубах воздуха, воды, масла, что обеспечивало проведение экспериментов при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения. Установлено, что использование интенсификаторов значительно повышают тепловую мощность (до 1,3-2,1 раз в зависимости от режима течения) и тепловую эффективность теплообменника во всем диапазоне режимных параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1.Описаны и экспериментально обоснованы механизмы интенсификации теплоотдачи в каналах со сферическими выступами за счет периодического разрушения пограничного слоя и развития пульсаций в пристенном слое потока теплоносителя за счет генерации продольных вихревых структур и нестабильных отрывных зон за выступами.

2. Проведен анализ научной литературы по исследованию гидросопротивления и теплоотдачи в трубах и каналах при использовании в качестве интенсификаторов теплоотдачи систем сферических выступов. Выявлен уровень интенсификации теплоотдачи при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения. Установлено изменение коэффициентов гидравлического сопротивления в трубах и каналах со сферическими выемками. Показано, что имеются работы, в которых имеет место нарушение аналогии Рейнольдса в пользу теплоотлачи.

3.Выявлено и математически описано влияние основных геометрических и режимных параметров на гидравлическое сопротивление и теплоотдачу в трубах и каналах со сферическими выемками в области турбулентного режима течения (Re=5000-100000) различных теплоносителей (Pr=0,7-92). Получены обобщающие зависимости для расчета гидросопротивления и теплоотдачи в виде уравнений (1) и (2) в диапазоне d/D=0,6-0,98, t/D=0,276-1,558, s/D=0,155-1,682; f=1,001-2,26.

Работа выполнена по Договору № 14.250.31.0003, заключенного в раках реализации Постановления Правительства РФ №220 от 9 апреля 2010 года по привлечению ведущих ученых в российские образовательные учреждения высшего профессионального образования, научные учреждения государственных академий наук и государственные научные центры Российской Федерации (ведущий ученый С.А.Исаев), грантам РФФИ №14-08-00049 и 14-08-31305.

Список литературы:

- 1. Гортышов Ю.Ф., Попов И.А., Олимпиев В.В., Щелчков А.В., Каськов С.И. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Интенсификация теплообмена: монография / под общ. ред. Ю.Ф.Гортышова. - Казань: Центр инновационных технологий. 2009. - 531 с.
- Леонтьев А.И., Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Попов И.А. Эф-2 фективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2005. № 1. С. 75-91.
- 3. Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В., Попов И.А. Эффективность промышленно перспективных интенсификаторов теплоотдачи // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2002. № 3. С. 102-110
- 4 Попов И.А., Махянов Х.М., Гуреев В.М. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена: Интенсификация теплообмена: монография / под общ. ред. Ю.Ф.Гортышова. - Казань: Центр инновационных технологий, 2009. - 560 c.
- Bergles A.E., Blumenkrantz A.R., Taborek J. Performance evaluation criteria for enhanced heat transfer surfaces. Heat Transfer. Vol. 2. 1974. Pp.239-243
- 6. Hwang S.D., Cho H.H. Heat transfer enhancement of internal passage using dimple/protrusion. Paper THE-24 in 13th International heat transfer conference. 2006. Sydney, Australia.
- Alshroof O., Doig G, Barber T.J., Neely A.J., Timchenko V. The use of 7 thermochromic liquid crystals to investigate heat transfer enhancement in a channel with a protrusion. 17th Australian Fluid mechanics conference. Auklend, New Zealand, 5-9 December 2010.

- Федоров И.Г., Щукин В.К., Мухачев Г.А., Идиатуллин Н.С. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление каналов со сферическими выштамповками // Известия ВУЗов: Авиационная техника, № 4, 1961.
- Patent USA 4690211. Heat transfer tube for single phase flow. Date of Patent - Sep.1, 1987.
- Rabas T.J., Webb R.L., Thors P., Kim N.K. Influence of roughness shape and spacing on the performance of three-dimensional helically dimpled tubes, J. Enhanced Heat Transfer, №1, 1993. Pp.53-64.
- Olsson C.O., Sunden B. Heat transfer and pressure drop characteristics of 10 radiator tubes, Int. J. Heat Mass Transfer, №15, vol.39, 1996, pp.3211-3220.
- Vicente P.G., Garcia A., Viedma A. Heat transfer and pressure drop for low Reynolds turbulent flow in helically dimpled tubes. Int.J. Heat and Mass Transfer, vol.45, 2002, pp.543-553.
- Vicente P.G., Garcia A., Viedma A. Experimental study of mixed convection and pressure drop in helically dimpled tubes for laminar and transition flow. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.45, 2002, pp.5091-5105.
- Миронов О.Н. Теплообмен и трение в канале квадратного сечения с одной оребренной полукруглыми выступами стенкой // Минский международный форум ММФ-92. Т.1. Ч.1. Минск: ИТМО им.А.В.Лыкова. 1992. С.146–148.
- Ибрагимов М.Х., Субботин В.И., Бобков В.П., Сабелев Г.И., Таранов Г.С. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах. – М.: Атомиздат, 1978, 296 с.

- Мунябин К.Л. Эффективность интенсификации теплообмена углублениями и выступами сферической формы // Теплофизика и аэромеханика, 2003, т.10, №2, с.235–247
- Готовский М.А., Беленький М.Я., Фокин Б.С. Теплоотдача и сопротивление при течении в круглой трубе с интенсификацией регулярной системой сферических выемок и сферических выступов.
- Попов И.А., Щелчков А.В., Яркаев М.З. Теплогидравлические характеристики дискретно-шероховатых труб на переходных режимах течения // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. 2013. № 1. С.61-65.
- Chen J., Müller-Steinhagen H., Duffy G.G. Heat transfer enhancement in dimpled tubes. Applied Thermal Engineering, vol.21, 2001, pp.535-547.
- Легкий В.М., Бабенко Ю.А., Дикий В.А. Исследование теплообмена и аэродинамического сопротивления пластинчатых теплообменных поверхностей с турбулизаторами в виде полусферических выступов // Изв. вузов: Энергетика. 1977, №12. с.81-89.
- Il'inkov A.V., Il'inkova V.G., Shchukin A.V. Heat Transfer on Hemispherical Protrusions at Their Different Arrangement Density on the Channel Wall. Russian Aeronautics, 2011, Vol. 54, No. 2, pp. 179-184
- Попов И.А., Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В. Промышленное применение интенсификации теплообмена - современное состояние проблемы (обзор) // Теплоэнергетика. 2012. № 1. С. 3-11.
- Попов И.А., Щелчков А.В., Яркаев М.З., Аль-Джанаби А.Х.А., Скрыпник А.Н. Теплообменные аппараты с интенсификацией теплоотдачи // Энергетика Татарстана. 2014. № 1. С.10-16.



УДК 621.039

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-5-05

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛОЖНЫХ ТЕЧЕНИЙ В АКТИВНЫХ ЗОНАХ СОВРЕМЕННЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Дмитриев С.М.¹, Варенцов А.В.¹, Добров А.А.¹, Доронков Д.В.¹, Хробостов А.Е.¹

¹ Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, 603950, Россия, Нижний Новгород, ул. Минина, 24

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты экспериментальных исследований локальной гидродинамики и массообмена потока теплоносителя в тепловыделяющих сборках реакторов ВВЭР и КЛТ-40С. Исследования проводились на аэродинамическом стенде методом диффузии примесей. В процессе экспериментов выявлены особенности течения теплоносителя в пучках твэлов вышеуказанных топливных сборок. Результаты исследований включены в базу данных для верификации программ вычислительной гидродинамики (CFD-кодов) и детального поячеечного расчета активных зон отечественных ядерных реакторов. Данные служат для уточнения локальных гидродинамических характеристик потока теплоносителя при оценке теплотехнической надежности активных зон реакторов ВВЭР и КЛТ-40С.

введение

Уровень развития современного реакторостроения в значительной мере зависит от изучения гидродинамики и тепломассообмена теплоносителя в активной зоне (АЗ) ядерного реактора. Необходимость знания тепломассообмена и гидродинамики потока определяется тем, что ядерные реакторы представляют собой высокоэнергонапряженные аппараты, в которых данные процессы проявляются в весьма сложной форме. С одной стороны, принятие существенных запасов по параметрам теплоносителя ограничивает как мощность, так и КПД ядерно-энергетической установки в целом, это нецелесообразно с экономической точки зрения. С другой стороны, превышение локальных параметров теплоносителя (теплового потока, температуры, энтальпии) в активной зоне до сверх пороговых пределов недопустимо с точки зрения безопасности [1].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одними из задач атомной энергетики РФ являются: повышение мощности и надежности работающих АЭС, создание первой в мире плавучей АЭС и др. Привнося значительный вклад в достижение поставленных целей, в ОАО «ОКБМ Африкантов» (РФ, г. Нижний Новгород) проводятся разработки ТВС для реакторов различных типов. К таким кассетам относятся: ТВСА для реакторов ВВЭР-1000 и ТВС КЛТ-40С для плавучей атомной станции. Перечисленные топливные сборки имеют принципиальные конструктивные отличия от других типов ТВС аналогичного назначения, что позволяет получать более высокие эксплуатационные показатели при сохранении уровня теплотехнической надежности [2]. Конструкции данных TBC предусматривают наличие решеток-интенсификаторов. Таким образом, необходимы исследования, которые позволят оценить влияние перемешивающих и дистанционирующих решеток на поток теплоносителя, с целью выбора оптимальной конструкции с точки зрения интенсивности перемешивания и гидравлических потерь.

2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для оценки влияния на поток теплоносителя различных типов решеток [3], устанавливаемых в ТВС, в базовой научно-исследовательской лаборатории «Реакторная гидродинамика» (РФ, г. Н.Новгород, НГТУ) создан экспериментальный стенд, представляющий собой аэродинамический контур через который прокачивается воздух (рис. 1).



1 — газовый баллон, 2 — редуктор, 3 — базовый блок коммутации/измерения, 4 — модульный газоанализатор, 5 преобразователи давления, 6 — регулятор расхода газа, 7 — отборный зонд, 8 — статические отборы, 9 — устройство ввода трассера в ячейку ЭМ, 10 — экспериментальная модель, 11 — успокоительный участок, 12 — ресиверная емкость, 13 — вентилятор высокого давления, 14 —

преобразователь частоты, 15 – ЭВМ Рис. 1 – Схема аэродинамического стенда

Исследования локальных характеристик межъячеечного массообмена потока в экспериментальных моделях (ЭМ) ТВС проводились методом трассера [4]. В качестве трассера выбран пропан, поскольку он обладает наиболее близкими к воздуху свойствами, возможностью быстрой и достаточно точной регистрации, что позволяет получать большие объемы данных в ограниченное время [5]. Принцип проведения исследований заключается в том, что поток воздуха посредством радиального вентилятора высокого давления поступает в ресиверную емкость, движется через расходомерное устройство и успокоительный участок, а затем, пройдя через ЭМ, выбрасывается в атмосферу. Газ-трассер подается через впускной зонд (рис.2а) в характерную ячейку пучка твэлов в начале исследуемого участка и также выбрасывается в атмосферу вместе с газовоздушной смесью. При помощи трубки Пито (рис. 2б), используемой в качестве отборного зонда и линии транспортировки пробы газа, за исследуемым поясом перемешивающей решетки (ПР) производится замер концентрации трассера по длине и сечению ЭМ. Каждая из исследуемых ЭМ в поперечном сечении условно делилась на ячейки, каждой из которых присваивался свой порядковый номер. Также по длине каждая изучаемая сборка разбивалась на определенное количество сечений, в зависимости от места установки исследуемой решетки.



(а) (б) а – впускные насадки, б – трубка Пито Рис. 2 – Оснастка для проведения экспериментов по массообмену

Измерение полей скорости в ЭМ производилось при помощи пневмометрического пятиканального зонда. Данным зондом (рис.3) определяется вектор скорости в точке по трем его компонентам путем измерения давлений в отверстиях чувствительной головки зонда и последующего пересчета по тарировочным характеристикам.



Рис. 3 – Пневмометрический зонд (чувствительная часть)

Проведение экспериментальных исследований при числах Re, соответствующих режиму течения в штатных TBC реактора, достаточно затруднительно, т.к. числа Re велики и достигают порядка 5×10^5 . Все экспериментальные исследования проводились в диапазоне чисел Re от 8×10^4 до 10^5 на участке автомодельного течения, и в соответствии с теорией подобия полученные результаты можно переносить на натурные условия течения теплоносителя в штатных TBC [7].

На аэродинамическом стенде были также определены коэффициенты гидравлического сопротивления (КГС) всех исследуемых решеток. Анализ результатов исследований КГС показывает, что выбранные конструкции и геометрические характеристики изучаемых решеток в диапазоне требуемых чисел Re обеспечивают их необходимое гидравлическое сопротивление, а полученные значения соответствует гидравлическому сопротивлению натурных решеток. Погрешности измерения концентрации газа-трассера не превышают 1,5%, подача газа обеспечивается регулятором расхода газа El-Flow с отклонениями 0,5% массового расхода. Измерение давлений в каналах пневмометрических зондов осуществлялось при помощи преобразователей избыточного давления с пределом допускаемой основной погрешности 0,25%, погрешность получаемых проекций скорости не превышала 7% от ее абсолютного значения [6].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ И ПОЯСА ИССЛЕДУЕМЫХ РЕШЕТОК

Исследования гидродинамики и массообмена теплоносителя проводились на экспериментальных моделях, представляющих собой масштабные копии фрагментов активной зоны и кассет (рис. 4,5,6).



Рис.4 – 94-стержневая модель фрагмента активной зоны реактора ВВЭР-1000 с ТВСА



Рис.5 – Исследуемые перемешивающее решетки ТВСА модели фрагмента активной зоны реактора ВВЭР-1000



Рис.6 – Выходная часть экспериментальной модели реактора КЛТ-40С с поясом ДР

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА ВВЭР-1000 с ТВСА

По полученным данным можно как качественно, так и количественно оценить интенсивность перемешивания потока теплоносителя в активной зоне реактора ВВЭР-1000 с ТВСА при постановке ПР типа «порядная прогонка». Экспериментальные исследования проводились при числе Re=80100.

При подаче пропана в ячейку инжекции трассер движется по направлению дефлекторов, что отчетливо видно по графику (рисунок 7).



Рис. 7 Распределение концентрации трассера по длине экспериментальной модели за ПР типа «порядная прогонка»

Из графика, представленного на рисунке 8 видно, что не весь трассер движется по направлению дефлекторов, часть трассера перемещается в соседние ячейки из-за турбулентного массообмена, имеющего значительно большую величину за ПР вследствие дополнительной турбулизации потока.



Рис. 8 Распределение концентрации трассера за ПР экспериментальной модели

Трассер в ячейках, прилежащих к направляющим каналам (НК) распространяется посредством механизма турбулентной диффузии, поскольку в области НК отсутствуют дефлектора (рис. 9).



Рис. 9. Распределение концентрации трассера по длине экспериментальной модели за перемешивающей решеткой в области НК

Интенсивность межъячеечного массообмена в ЭМ без НК выше, чем в ЭМ с постановкой НК (рис. 10). Данное явление обусловлено отсутствием дефлекторов в области НК.



а) - Распределение концентрации трассера в выходном сечении ЭМ с НК



б) - Распределение концентрации трассера в выходном сечении ЭМ без НК. Рис. 10 - Распределение концентрации трассера в выходном сечении ЭМ

По соотношению значений расходов теплоносителя через ячейки в области НК, к расходам в стандартных ячейках для различных длин экспериментальной модели за поясом ПР была получена зависимость, представленная на рисунке 11.



Рис. 11 Отношение распределения расхода теплоносителя через ячейки в области НК к стандартным ячейкам

Отсутствие дефлекторов на ПР около НК и различие проходных сечений стандартных ячеек и ячеек в области НК приводит к вытеснению части расхода из области НК в среднем на 25%.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА КЛТ-40С

Исследование гидродинамики и массообмена теплоносителя в ТВС для РУ КЛТ-40С проводились при числах Re=88200. Рассмотрев, как изменяется концентрация трассера из зоны инжекции в соседние ячейки (рис.12), можно отметить, что посредствам механизма турбулентного переноса, часть поперечного потока теплоносителя из каждой ячейки переходит в соседнюю ячейку, смешиваясь при этом с основным осевым потоком.



Рис. 12. Распределение концентрации трассера по длине экспериментальной модели за поясом дистанционирующей решетки(зона 86 – зона инжекции, зоны 80,92,93 – смежные зоны с зоной подачи)

На рис. 13 представлена картограмма распределения концентрации пропана в выходном сечение экспериментальной модели ТВС реактора КЛТ-40С. Следует отметить, что дистанционирующие решетки, состоящие из пластин, не приводят к интенсивному перемешиванию потока теплоносителя, т.к. распространение пропанового трассера в поперечном сечении ЭМ за дистанционирующей решеткой охватывает не более 11-ти ячеек вокруг точки инжекции. Это обусловлено меньшей перемешивающей способностью пластинчатой дистанционирующей решетки, а также тем, что ТВС реактора КЛТ-40С имеет раздвинутый пучок твэлов (x = s/d = 1,46, где s – расстояния между центрами твэлов, d – диаметр твэла). С другой стороны, такая пластинчатая решетка имеет «невысокое» гидравлическое сопротивление $\xi_{др} = 0,29$ [8, 9].



Рис. 13 - Распределение концентрации трассера в выходном сечении экспериментальной модели ТВС реактора КЛТ-40С

По проведенным исследованиям гидродинамических характеристик потока теплоносителя были сделаны следующие выводы:

1. Из графиков представленных на рисунке 14 видно, что во всех ячейках ТВС реактора КЛТ–40С поток теплоносителя носит преимущественно осевой характер. Значения относительных поперечных скоростей $(W_x/\overline{W}), (W_y/\overline{W})$ не превышают 5%.







а - затеснение поперечного сечения стандартной ячейки пластинами ДР в виде «треугольника»;

б - затеснение поперечного сечения стандартной ячейки пластинами ДР в виде «звезды»

Рис.15 - Виды затеснения проходного сечения стандартных ячеек экспериментальной модели

Анализ графиков, изображенных на рисунке 16, выявил, что в стандартных ячейках ТВС с затеснением проходного сечения пластинами ДР в виде «треугольника» значения аксиальной составляющей вектора скорости (W_z/\overline{W}) на (10-15) % больше, чем в ячейках с затеснением проходного сечения пластина ДР в виде «звезды». Это объясняется тем, что пластины ДР реактора КЛТ–40С, затесняющие проходное сечение стандартных ячеек в виде «звезды» создают дополнительное гидравлическое сопротивление потоку, по сравнению с расположением пластин в стандартных ячейках в виде «треугольника» [10].



Рис.16 - Отношение аксиальной составляющей вектора скорости в стандартных ячейках двух вариантов затеснения поперечного сечения

3. Из анализа графика отношения расходов через стандартные ячейки двух вариантов затеснения (рис. 17) можно заключить, что расход теплоносителя через ячейки с типом затеснения «треугольник» расход теплоносителя на 10% больше, чем через ячейки с типом затеснения «звезда» [10].



Рис.17 - Отношение распределения расхода теплоносителя через стандартные ячейки двух вариантов затеснения поперечного сечения пластинами ДР

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведены комплексные исследования и определены характеристики локальной гидродинамики и массообмена потока теплоносителя в ТВСА реактора ВВЭР и ТВС РУ КЛТ-40С с различными решеткамиинтенсификаторами. По результатам исследований выявлены особенности течения теплоносителя в пучках твэлов.

2. По проведенным экспериментальным исследованиям локальных гидродинамических и массообменных характеристик потока в ЭМ ТВСА выявлены основные закономерности движения теплоносителя за перемешивающими решетками:

 За поясами исследуемых решеток происходит направленное, постепенно затухающее движение трассера, обусловленное соответствующим расположением дефлекторов.

- В ТВСА реактора ВВЭР-1000 не весь поток теплоносителя движется по направлению дефлекторов ПР, т. к. часть трассера перераспределяется в соседние ячейки вследствие дополнительной турбулизации потока.

- Затухание возмущений массообменных процессов за перемешивающей решеткой типа «порядная прогонка» для ТВСА реактора ВВЭР-1000 происходит на расстояниях Δl/d=17÷18.

 Отсутствие дефлекторов на перемешивающей решетке около направляющих каналов и различие проходных сечений стандартных ячеек и ячеек в области направляющих каналов приводит к вытеснению части расхода из области направляющих каналов для ТВСА в среднем на 25%.

3. По результатам экспериментальных и расчетных исследований гидродинамики и массообмена в ЭМ ТВС РУ КЛТ-40С за ДР были выявлены основные общие закономерности движения потока теплоносителя:

 - Во всех ячейках ТВС реактора КЛТ–40С поток теплоносителя носит преимущественно осевой характер. Дистанционирующая решетка ТВС реактора КЛТ–40С вносит малые возмущение в поток теплоносителя, что обусловлено малыми поперечными скоростями, т.к. в ТВС реактора КЛТ–40С раздвинутый пучок твэлов.

- В ячейках модели ТВС реактора КЛТ-40С с типом затеснения «треугольник» значения аксиальной составляющей вектора скорости на (10-15) % больше, чем в ячейках с типом затеснения «звезда».

 Расход теплоносителя через ячейки с типом затеснения «треугольник» на 10% больше, чем через ячейки с типом затеснения «звезда».

Полученные результаты могут быть использованы в качестве базы экспериментальных данных для верификации CFD-кодов и программ детального поячеечного расчета активных зон водо-водяных ядерных реакторов, с целью уменьшения консерватизма при обосновании теплотехнической надежности активных зон.

Работа выполнена при поддержке гранта Нижегородской области в сфере науки, технологий и техники в 2014 году

Список литературы:

1. Дмитриев, С.М. Основное оборудование АЭС с корпусными реакторами на тепловых нейтронах: учебник / С.М.Дмитриев [и др.] – М.: Машиностроение, 2013. – 415с.; ил.

2. Дмитриев С.М., Хробостов А.Е., Баринов А.А., Бородина В.Е. К вопросу о методологии обоснования теплотехнической надежности активных зон водяных энергетических реакторов. – Труды Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева – 2014, №2, с. 98-108

3. Лисенков Е.А., Лобачев С.М., Безруков Ю.А., Селезнев А.В., Прибатурин Н.А., Главный В.Г., Волков С.Е. Исследование перемешивания теплоносителя в тепловыделяющей сборке реактора ВВЭР-1000 - Тяжелое машиностроение. 2012. № 9. С. 6-14.

4. Бородин С.С., Дмитриев С.М., Легчанов М.А., Хробостов А.Е., Самойлов О.Б., Сорокин Н.М. Особенности гидродинамики теплоносителя в альтернативных ТВС реакторов ВВЭР-1000 при использовании перемешивающих решеток – Изв. вузов. Ядерная энергетика, 2006, №4, с. 70–76.

5. Бородин С.С., Дмитриев С.М., Легчанов М.А., Хробостов А.Е. и др. Исследования массообменных характеристик и эффективности перемешивающих решеток ТВСА АЛЬФА реакторов ВВЭР // Труды пятой Российской национальной конференции по теплообмену в восьми томах, г. Москва, 2010г., том 1, с. 177 180.

6 Дмитриев С.М., Бородин С.С., Легчанов М.А., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д. Экспериментальные исследования гидродинамических и массообменных характеристик потока теплоносителя в ТВСА ВВЭР. – Атомная энергия – 2012, т. 113, № 5, с. 252–257.

7. Дмитриев С.М., Бородин С.С., Легчанов М.А., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д. Особенности локальной гидродинамики и массообмена теплоносителя в ТВС реакторов ВВЭР и PWR с перемешивающими решетками. – Тепловые процессы в технике – 2013, т. 5, № 3, с. 98-107.

8. Варенцов А.В., Доронков Д.В., Купричева Е.С., Солнцев Д.Н., Сорокин В.Д. Экспериментальные исследования локального массообмена и эффективности перемешивания теплоносителя дистанционирующими решетками в ТВС реактора КЛТ 40С. – Труды Нижегородского государственного технического университета им. P.E. Алексеева – 2012, №1, с. 107–113.

9. Варенцов А.В., Зяблицев Д.В., Солнцев Д.Н., Пронин А.Н., Морозкин О.Н. Экспериментальные исследования локальных гидродинамических характеристик потока в тепловыделяющих сборках реакторной установки плавучей атомной электростанции. – Труды Нижегородского государственного технического университета им. P.E. Алексеева – 2012, №3, с. 118–125.

10. Варенцов А.В., Дмитриев С.М., Добров А.А., Солнцев Д.Н., Хробостов А.Е. Экспериментальные и расчетные исследования гидродинамики и массообмена потока теплоносителя в модели ТВС реактора КЛТ-40С. – Научно-технический вестник Поволжья – 2013, № 3, с. 114-119.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-01

УДК 662.612; 544.452

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СТУПЕНЧАТОЙ ГАЗИФИКАЦИИ УГЛЯ В ПЛОТНОМ СЛОЕ

Донской И.Г.¹

¹ Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, 664033, Россия, Иркутск, ул. Лермонтова, 130

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена разработке математической модели процесса ступенчатой газификации угля в плотном слое. Ступенчатая газификация предполагает разделение процесса переработки топлива на несколько стадий. В настоящей работе рассматривается процесс, в котором топливо последовательно подвергается пиролизу (полукоксованию) и газификации. При газификации в качестве дутья используются продукты сгорания пирогаза. Теплота, необходимая для пиролиза угля, получается при сжигании части произведенного синтез-газа. Такая организация процесса позволяет получать бессмольный газ (за счет сжигания смолистых веществ после стадии пиролиза) и избавиться от дорогостоящих систем очистки. В связи с этим появляется задача расчета и оптимизации режимов работы газогенераторов ступенчатого процесса. Поскольку в схеме процесса есть рециркулирующий поток, решение находится путем многократного расчета схемы, при котором уточняются стационарные значения режимных параметров.

введение

Технологии газификации угля и биомассы на небольших установках с получением горючего газа открывают перспективы создания автономных энергоустановок на местных топливах для малой энергетики, поэтому их всестороннее исследование является актуальной научно-технической проблемой [1]. В диапазоне мощностей малой энергетики оказываются установки плотного и кипящего слоя. Газификация позволяет получать силовой и отопительный газ, при этом экологические показатели установок существенно улучшаются по сравнению с прямым сжиганием. Однако на настоящий момент технологии газификации не могут конкурировать с традиционными технологиями сжигания, поскольку имеют недостаточно высокую эффективность и низкую степень автоматизации управления.

Известно, что в процессе газификации низкосортных твердых топлив органическая масса топлива претерпевает стадию пиролиза. Продукты пиролиза, как правило, делятся на газообразные и смолистые продукты. Особенностью смолистых продуктов является их устойчивость к воздействию температур, характерных для слоевых процессов. Таким образом, газогенераторный газ на выходе из слоя содержит пары и взвешенные капли смолы, которые могут конденсироваться и вызывать загрязнение и повреждение поверхности газоходов и теплообменных поверхностей. Для очистки газа от смол используются различные типы фильтров, в т.ч. с каталитическими насадками, высокотемпературная переработка и т.д. [2]. В то же время смолистые продукты имеют значительную теплоту сгорания, а значит, уносят химическую энергию исходного топлива и могут составлять значительную часть потерь.

В связи с этим интересна разработка способов снижения концентрации смолистых продуктов в уходящем генераторном газе. При этом теплота сгорания смол по возможности не должна теряться и полезно использоваться.

В работах [3, 4] рассматриваются пути обхода ограничений, связанных с пиролитическим разложением топлив, путем разнесения процессов пиролиза (полукоксования) и газификации в разные аппараты/части аппарата. При этом газ, полученный в результате пиролиза, полностью сжигается, а продукты его сгорания являются дутьем в аппарате газификации. Раздельное проведение стадий пиролиза исходного топлива и газификации полукокса позволяет не только сделать процесс более управляемым, но и существенно улучшить качество горючего газа, т.к. при сжигании пирогаза существенно уменьшается загрязненность его смолой. Этот факт позволяет также избавиться от дорогостоящих систем очистки и подавать горючий газ напрямую в камеру сгорания двигателя.

Подобная технология для плотного слоя при различных вариантах организации потоков реализована на опытно-промышленных установках в ряде научноисследовательских организаций [5, 6]. Наиболее подробно освещена в литературе установка Viking (Danmarks Tekniske Universitet) мощностью ок. 80 кВт(т) [7], в которой сушка и пиролиз топлива происходят в шнековом питателе, пирогаз сгорает в надслоевом пространстве, а продукты сгорания фильтруются через слой нагретого полукокса. Теплота для сушки и пиролиза исходного топлива поступает с выхлопными газами двигателя, который работает на продуктах газификации. Подобные процессы реализуются и для кипящего слоя [8].

Появление в таких установках рециркуляции вещества и теплоты приводит к сложностям для инженерных расчетов режимов подобных процессов. Поэтому встает задача создания подходящей математической модели, которая позволит описать взаимосогласованную работу двух реакторов.

В работе [9] с помощью диффузионно-кинетической модели были рассчитаны распределения температуры и состава газа по высоте, однако начальные расходы газа и топлива были заданы. Такой подход может быть применен для объяснения наблюдаемых явлений, однако не может быть использован для прогнозирования работы установок.

В работе [10] для расчета всех реакторов применялась равновесная термодинамическая модель. За основу была принята схема, представленная на рис. 1. За счет простоты модели удалось теоретически рассчитать режимы работы всей совокупности реакторов. Однако термодинамические оценки обычно являются оценкой сверху – рассчитанные режимы могут оказаться недостижимыми на практике.



Рис. 1. Схема материальных потоков.

В настоящей работе поводится расчет режимов ступенчатой газификации для этой же схемы. За основу принята модель одноступенчатого обращенного процесса газификации в плотном слое [11]. Эта модель сочетает в себе возможности кинетических и термодинамических моделей и при достаточно простой структуре позволяет получить информацию о распределении температур и состава газа по высоте слоя, при этом проводить вариантные расчеты за приемлемое машинное время.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СТУПЕНЧАТОЙ ГАЗИФИКАЦИИ

Модель одноступенчатой газификации подробно обсуждается в работе [11]. Для решения задачи распределения температур и состава газа по высоте слоя поочередно решаются задачи расчета теплообмена в продуваемом слое и расчет равновесия с ограничением на скорость гетерогенных реакций.

Пространственно одномерная модель реактора строится исходя из следующих предпосылок. Геометрической координатой является высота реактора (пренебрегли неоднородностями в радиальном направлении). Цилиндрический реактор, наполненный топливом, разбит вдоль оси на конечное число элементарных объемов. В качестве лимитирующих стадий рассматриваются гетерофазные процессы – сушка, пиролиз, реакции топлива с газообразными компонентами дутья.

В каждом элементарном объеме применяется блок расчета равновесия. В элементарных объемах температуру и давление считали постоянными, поэтому в качестве характеристической функции выбрана энергия Гиббса.

В модели учитывается конечная скорость теплообмена между газом, топливом и стенкой, а также теплопотери в окружающую среду. В каждом элементарном объеме для газа, топлива и стенки записываются стационарные уравнения теплового баланса. Для описания теплопотерь задается коэффициент теплоотдачи между стенкой и окружающей средой. Тепловыделение, связанное с химической реакцией, находится как разность энтальпий между входящим и выходящим материальными потоками.

Масса газифицированного топлива в каждом элементарном объеме рассчитывается на основе диффузионнокинетической теории и данных по брутто-кинетике разложения топлив, которые получены методом термического анализа. Коэффициенты тепломассообмена в плотном слое рассчитывали по рекомендациям [12, 13].

Система дифференциальных уравнений приводится к разностному виду, а ее решение находится методом Ньютона.

Расчет стационарного состояния газогенератора проводится итерационно. На каждой итерации сначала с помощью термодинамической модели рассчитывается состав газовой и твердой фаз, который определяется протекающими химическими реакциями. Затем с учетом теплоты химических реакций находится распределение температур в слое. Процедура повторяется до тех пор, пока распределение температур не перестает ощутимо меняться с итерациями. Подобный подход использовался в работе [14], однако только для слоя чистого углерода.

Описанная выше модель газификации в плотном слое служит одиночным блоком для расчета режимов ступенчатой газификации. Состав и температура газов на выходе из камер сгорания считали равновесными. Для сжигания используется воздух при коэффициенте избытка окислителя 1.2. Предполагается, что все процессы протекают в условиях, мало отличающихся от изобарических (давление атмосферное), а перетоки массы и теплоты между реакторами происходят без потерь.

Для расчета стационарных режимов работы ступенчатого газогенератора используется метод простой итерации. В качестве начального приближения задается температура и расход продуктов сгорания генераторного газа в пиролизер (реактор №1). Эти величины уточняются после каждого расчета. Схема вычислительного алгоритма представлена на рис. 2.



Рис. 2. Схема вычислительного алгоритма.

В первом реакторе за счет нагрева происходят сушка и пиролиз топлива. Пирогаз поступает в реактор №2 (надслоевое пространство в случае установки Viking), где полностью сгорает. Продукты сгорания пирогаза поступают в реактор №3, где реагируют с нагретым полукоксом. Часть газа после реактора газификации поступает в дополнительную камеру сгорания – реактор №4, в которой образуется газ-теплоноситель для реактора пиролиза. В результате последовательного расчета начальные данные уточняются, и расчет повторяется снова.

Остановка алгоритма производится тогда, когда на двух последующих итерациях расход, состав и температура газа меняются меньше, чем на 5%. Модель реализована в среде MATLAB в виде связанных т-файлов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

%

КПДХИМ,

Естественным критерием эффективности процесса газификации является химический коэффициент полезного действия – КПДхим (степень превращения химической энергии топлива в химическую энергию горючего газа, или отношение теплоты сгорания газа к теплоте сгорания топлива, из которого он был получен). Этот критерий использовался и в настоящей работе для сравнения расчетных режимов ступенчатой газификации.

В первую очередь интересен вопрос об оптимальной доле рецикла горючего газа. Чем больше доля рецикла, тем больше теплоты возвращается в процесс, однако тем выше общий коэффициент избытка окислителя в системе. Для исследования совместного влияния этих факторов были проведены расчеты с варьированием доли рецикла. Расчеты проводились для азейского угля (технические характеристики: Wp = 20%; Ad = 17%; Cdaf = 77.4%; Hdaf = 4.6%; Odaf = 18%; Vdaf = 44%, средний размер частиц 30 мм); размеры реакционных зон реакторов (диаметр/высота слоя, м): пиролиза 1/1; газификации 1/1; расход топлива 1 т/ч. Коэффициент избытка окислителя в реакторе №2 был принят равным 1.2.

устойчивым к колебаниям характеристик топлива. Таким образом, можно рекомендовать диапазон изменения коэффициента рециркуляции синтез-газа от 7 до 15 % [15].

Важным вопросом также является организация полного сжигания пирогаза. Смолистые вещества при близких к стехиометрическому избытках окислителя могут сгорать не полностью, что может приводить к сажеобразованию, загрязнению газоходов и снижению КПД установки. Исследования по сжиганию засмоленного газа требуют надежных экспериментальных данных и анализа кинетических путей превращения смолистых продуктов. В качестве одного из способов повышения эффективности горения высокомолекулярных соединений может быть предложено увеличение избытка окислителя по газу. В рамках данной работы было исследовано влияние коэффициента избытка окислителя в горелке пирогаза (реактор №2) на эффективность работы схемы. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Видно, что в диапазоне избытков от 1 до 1.8 наблюдается плато эффективности, в пределах которого химический КПД процесса практически не зависит от коэффициента избытка окислителя. Это означает, что часть кислорода поступает в слой полукокса, что позволяет повысить температуру в слое и эффективность аллотермических реакций восстановления углекислоты и водяного пара. При избытках окислителя выше 2 эффективность падает, что говорит о сгорании части генераторного газа.



Рис. 3. Зависимость химического КПД процесса газификации от доли рецикла синтез-газа.

Как видно из рис. 3, оптимальное значение доли рецикла составляет ок. 6-7%. Понижение этого значения приводит к нехватке теплоты на сушку и пиролиз топлива, поэтому горение затухает и процесс газификации прекращается – появляется значительный недожог, эффективность резко падает. При повышении доли рецикла до 15 % эффективность меняется незначительно, затем быстро уменьшается. При доле рецикла в 35 % процесс практически полностью затухает. Поскольку оптимальное значение доли рецикла находится в опасной близости к области потухания, реальный процесс нужно вести «с запасом», т.е. при значениях, превышающих оптимальное. При этом эффективность процесса уменьшается менее чем на 5 %, однако процесс будет более



Рис. 4. Зависимость химического КПД процесса газификации от избытка окислителя в горелке пирогаза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные показывают, что для режимов ступенчатой газификации существуют области управляющих параметров, в которых, как ожидается, будут наблюдаться устойчивые термические режимы работы аппаратов. За счет обратной связи такие области могут быть достаточно широкими. При выходе за пределы этой области эффективность процесса резко падает.

Список литературы:

- Газогенераторные технологии в энергетике / Под ред. А.Ф. Рыжкова. - Екатеринбург: Сократ, 2010. - 610 с.
- Han J., Kim H. The reduction and control technology of tar during biomass gasification/pyrolysis: An overview // Renewable and Sustainable Energy Reviews. - 2008. - V. 12. - P. 397-416.

- Исследование процессов многозонной газификации биомассы / А.Ф. Рыжков, А.В. Попов, И.В. Рыжков, В.Е. Силин // Горение твердого топлива: Сб. докладов VI Всерос. конф., Новосибирск, 8-10 ноября 2006 г. - Новосибирск.: Изд-во ИТ СО РАН, 2006. - Ч.З. -С. 126-136.
- Попов А.В., Рыжков А.Ф. Управляемый процесс газификации биомассы // Промышленная энергетика. - 2008. - № 1. - С. 27-31.
- Технологии газификации в плотном слое: Монография / Р.Ш. Загрутдинов, А.Н. Нагорнов, А.Ф. Рыжков, П.К. Сеначин; под ред. П.К. Сеначина. - Барнаул: ОАО "Алтайский дом печати", 2009. -296 с.
- A new experimental Continuous Fixed Bed Reactor to characterise wood char gasification / L. Van de Steene, J.P. Tagutchou, F. Mermoud, E. Martin, S. Salvador // Fuel. - 2010. - V. 89. - P. 3320-3329.
- The design, construction and operation of a 75 kW two-staged gasifier / U. Henriksen, J. Ahrenfeldt, T.K. Jensen, B. Gobel, J.D. Bentzen, C. Hindsgaul, L.H. Sorensen // Energy. - 2006. - V. 31. - P. 1542-1553.
- Improving the performance of fluidized bed biomass/waste gasifiers for distributed electricity: A new three-staged gasification system / A. Gomez-Barea, B. Leckner, A.V. Perales, S. Nilsson, D.F. Cano // Applied Thermal Engineering. - 2013. - V. 50. - P. 1453-1462.
- 9. The development of a computer model for a fixed bed gasifier and its use for optimization and control / B. Gobel, U. Henriksen, T.K. Jensen,

B. Qvale, N. Houbak // Bioresource Technology. - 2007. - V. 98. - P. 2043-2052.

- Modelling a solid-fuel staged gasification process / A.V. Keiko, D.A. Svishchev, A.N. Kozlov, A.F. Ryzhkov // Proceedings of the 11th International Conference on Sustainable Energy Technologies (SET-2012), September 2-5, 2012. Vancouver, Canada. – 12 p.
- Расчет режимов слоевой газификации угля с помощью термодинамической модели с макрокинетическими ограничениями / И.Г. Донской, А.В. Кейко, А.Н. Козлов, Д.А. Свищев, В.А. Шаманский // Теплоэнергетика. - 2013. - № 12. - С. 56-61.
- Чуханов З.Ф. Некоторые проблемы топлива и энергетики. М.: Издательство АН СССР, 1961. - 480 с.
- Ковенский В.И., Теплицкий Ю.С. О теплопроводности зернистого слоя // Инженерно-физический журнал. - 2008. - Т. 81. - № 5. - С. 956-962.
- 14. Ковенский В.И. Об одном методе расчета слоевого горения коксового остатка твердого топлива // Теоретические основы химической технологии. - 2012. - Т. 46. - № 2. - С. 216-228.
- Донской И.Г. Математическое моделирование ступенчатой газификации угля в плотном слое // Горение и плазмохимия. - 2013. -Т. 12. - № 4. - С. 376-382.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 13-08-00281a



УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-04

ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ ЛЕОНТЬЕВА

Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М.

НИИ механики МГУ, 119192, Россия, Москва, Мичуринский проспект д.1

АННОТАЦИЯ

Приводятся результаты экспериментального исследования газодинамического метода энергоразделения воздушных потоков, предложенного академиком Леонтьевым [1] (труба Леонтьева). Энергоразделение происходит в устройстве типа теплообменный аппарат «труба в трубе», с той особенностью, что по внутреннему каналу поток движется со сверхзвуковой скоростью (число Маха на входе в канал М=1.67 и меняется по длине канала), а по внешнему кольцевому каналу с дозвуковой скоростью. При этом на входе в устройство потоки имеют одинаковую температуру торможения. В экспериментах варьировалась массовая доля дозвукового потока, за счет изменения массового расхода воздуха через дозвуковой канал. Во всех случаях зафиксировано снижение температуры торможения потока на выходе из дозвукового канала (относительно начальной), и повышение ее у потока, покидающего сверхзвуковой канал. Величина максимального охлаждения дозвукового потока составила 20 °C, а нагрева сверхзвукового потока - 6 °С.

введение

К настоящему времени предложено несколько методов безмашинного энергоразделения газового потока [2-4]. Основной особенностью безмашинных методов является то, что в устройствах для их осуществления отсутствуют механизмы, приводимые в движение газовым потоком (поршень, лопатки и т.п.), т.е. газ не совершает внешней технической работы. Также газ не участвует в теплообмене с окружающей средой. Количественной мерой энергоразделения потоков служит разность между температурами торможения газового потока на входе и на выходе из устройства. Другими словами сжатый газ с температурой торможения на входе в устройство - T_{0xo} , пройдя через него, разделяется как минимум на два потока с температурами торможения $T_{01} < T_{0xo}$ и $T_{02} > T_{0xo}$.

К наиболее распространенными методам безмашинного энергоразделения можно отнести вихревой и резонансный, а устройства для их осуществления - вихревые трубы Ранка-Хилша и резонансные трубы Гартмана-Шпренгера, соответственно. На данный момент создано множество разновидностей таких устройств, которые нашли свое применение в промышленности [5-7]. Их безусловными достоинствами являются: простота изготовления, высокая надежность, низкая инерционность, отсутствие систем смазки, возможность работать в широком диапазоне температур рабочего тела. С другой стороны им присущ существенный недостаток, ограничивающий их применение в тепловых двигателях и установках – это высокие потери полного давления как у охлажденного, так и у нагретого потока.

В работе [1] предложен и теоретически обоснован новый метод безмашинного энергоразделения газового потока, который позволяет существенно снизить потери полного давления у одного из потоков. Принципиальная схема устройства для его реализации показана на рис.1. Сжатый газ (воздух, пар, смесь газов и т.п.) поступает из ресивера 1 с параметрами торможения T_{0x} , P_{0x} в рабочий участок, где разделяется перегородкой 2 на два потока 3, 4. Поток 3 не испытывает геометрического воздействия и остается дозвуковым, поток 4 разгоняется в сопле 5 до сверхзвуковой скорости.



Рис. 1. Принципиальная схема устройства для безмашинного энергоразделения потока по методу Леонтьева: 1 - ресивер, 2 - разделительная перегородка, 3 - дозвуковой поток, 4 сверхзвуковой поток, 5 - сверхзвуковое сопло, 6 – сверхзвуковой

диффузор. Распределение температуры торможения в пограничном слое в случае теплопроводной разделительной перегородки (I), в случае теплоизолированной перегородки (II)

Как известно, температура поверхности теплоизолированной плоской стенки, обтекаемой газовым потоком, для неразреженных сред равна температуре газа непосредственно у поверхности этой стенки и определяется выражением:

$$T_{aw} = \frac{T_{0\infty} \left(1 + r \frac{(k-1)}{2} M^2 \right)}{1 + \frac{(k-1)}{2} M^2}$$
(1.1)

В случае дозвукового потока (M << 1), из (1.1) $T_{aw} \approx T_{0\infty}$, а в случае сверхзвукового потока (M >> 1), можно принять $T_{aw} \approx rT_{0\infty}$. На рис. 1 штриховой линией показаны профили температуры торможения в пограничном слое сверхзвукового и дозвукового потоков, если перегородка 2 – плоская теплоизолированная пластина и r < 1. Температуры поверхностей перегородки со стороны дозвукового потока - T_{aw1} и сверхзвукового потока - T_{aw2} отличаются друг от друга. Следовательно, если перегородку сделать теплопроводной, то между потоками начнется теплообмен. В таком случае сверхзвуковой поток будет нагреваться, а дозвуковой – охлаждаться (для этого случая профиль температуры торможения показан на рис. 1 сплошной линией). При этом $T_{aw} \approx rT_{0\infty}$ – макси-

мальная теоретически возможная температура охлаждения дозвукового потока в данном устройстве. Если r > 1, то тепловой поток будет направлен в другую сторону. При r = 1 теплообмен между потоками отсутствует и энергоразделения в данном устройстве не происходит. Величина удельного теплового потока определяется выражением:

$$q = \frac{(T_{aw1} - \dot{O}_{aw2})}{1/\alpha_1 + \delta' \lambda + 1/\alpha_2} \approx K(1 - r)T_{0\infty} \quad (1.2)$$

Из многочисленных экспериментальных данных [8], полученных на воздухе, известно, что на плоской пластине в случае турбулентного пограничного слоя коэффициент восстановления температуры определяется следующим выражением $r=\Pr^{1/3}$. У чистых газов (водород, гелий, аргон, ксенон и т.п.) и воздуха критерий Прандтля лежит в пределах $\Pr\approx0.65\div0.73$ в широком диапазоне температур $250\div1000$ К. На плоской пластине для воздуха в инженерных расчетах обычно принимают $r\approx0.9$. Следовательно, максимальное охлаждение дозвукового воздушного потока в плоском канале по данной схеме (рис. 1) составляет: $\Delta T_c = T_{0\infty} - rT_{0\infty} = 0.1 T_{0\infty}$

В литературе можно найти работы, посвященные численному и аналитическому исследованию энергоразделения потоков с использованием данного метода [9-12]. Экспериментальные результаты ограничены [2,13-14].

Цель настоящей работы - экспериментально исследовать процесс безмашинного энергоразделения по методу Леонтьева в осесимметричном канале.

1. ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА

1.2. Описание экспериментального стенда и методики проведения экспериментального исследования

Экспериментальные исследования проводились на малорасходной аэродинамической установке лаборатории 108 НИИ механики МГУ. Схема ее рабочей части представлена на рис.2.



Рис. 2. Схема рабочей части экспериментального стенда: 1 – ресивер, 2 – сверхзвуковое сопло (эбонит); 3 – конический канал, 4 – теплопроводящий разделитель сверхзвукового и дозвукового каналов (латунь); 5 – дозвуковой кольцевой канал; 6 – труба (сталь); 7 – сверхзвуковой диффузор (эбонит); 8 – вентили; 9 – расходомерное устройство, 10 – электрический нагреватель; 11 – ресивер дозвукового потока

Ее основа – исследуемое устройство для безмашинного энергоразделения газового потока (труба Леонтьева), которое напоминает теплообменный аппарат «труба в трубе». Отличие состоит в том, что по внутреннему каналу 3 движется сверхзвуковой поток, а по внешнему кольцевому каналу 5 - дозвуковой поток. Сверхзвуковой канал образован коническим соплом 2 (угол раскрытия 6°, диаметр критического сечения 5 мм, число Маха на срезе при изоэнтропическом течении воздуха M = 1.8) и коническим каналом 3 (конусность 1:50), изготовленном в латунном стержне 4. Дозвуковой канал 5 образован цилиндрическими поверхностями деталей 4 и 6. В итоге два канала сверхзвуковой и дозвуковой разделены теплопроводящим материалом (теплопроводность латуни $\lambda \approx 110$ Вт/м К). Внешняя стальная труба 6 была покрыта 5-ти мм. слоем теплоизолятора – вспененный полиэтиленом $\lambda \approx 0.04$ Вт/м К.

Сжатый воздух поступал на установку из трассы высокого давления (до 180 атм.). Электрическим нагревателем (не показан на рис.2), расположенным в ресивере 1, обеспечивалась заданная по условиям эксперимента начальная температура торможения сверхзвукового потока Тоха. Начальные параметры сверхзвукового потока $P_{0\infty}$ и $T_{0\infty}$ в ресивере 1 поддерживались неизменными на протяжении всего времени проведения эксперимента. Температура потока на входе в дозвуковой канал $T_{0l\infty}$ поддерживалась равной $T_{0\infty}$ нагревателем 10. Различным режимам работы стенда соответствовал разный массовый расход через дозвуковой канал, который регулировался вентилем 8. Массовый расход воздуха через сверхзвуковой канал оставался неизменным. При этом на всех режимах выдерживалось главное условие безмашинного (газодинамического) метода энергоразделения - равенство начальных температур торможения потоков на входе в устройство.

Эксперименты проводились в два этапа. На первом этапе с устройства для энергоразделения сняли стальную трубу 6 (рис.2). Это позволило разместить приемники статического давления P_i (рис. 3) в латунном стержне 4 и фиксировать профиль статического давления потока воздуха, движущегося в сверхзвуковом канале. Одновременно тепловизором измерялась температура внешней цилиндрической поверхности сверхзвукового конического канала T_w (рис.3).

На втором этапе непосредственно исследовался эффект энергоразделения на полностью собранном стенде (рис.2). Фиксировались профили температуры торможения на выходе из дозвукового T_{01i} и сверхзвукового T_{02i} каналов для разных значений массового расхода воздуха через дозвуковой канал. Как уже упоминалось, температуры торможения на входе в каналы были одинаковыми $T_{0l\infty} \approx T_{0\infty}$.



Рис. 3. Схема рабочей части установки для измерения распределения статического давления - P_i вдоль сверхзвукового канала и температуры его внешней поверхности - T_w

Следует отметить, что в экспериментах использовались два одинаковых латунных цилиндра с внутренним коническим каналом. В одном были проделаны дренажные отверстия (рис.3) для приемников статического давления, и он использовался на первом этапе, второй оставался цельным и использовался на втором этапе (рис.2). Температура торможения $T_{0\infty}$ и давление торможения $P_{0\infty}$ в ресивере сверхзвукового канала – 1 (рис.2) были одинаковыми на обоих этапах.

1.2. Система измерения

При проведении экспериментального исследования фиксировались следующие параметры:

-давление торможения потока в ресивере сверхзвукового канала $P_{0\infty}$,

-статическое давление по длине сверхзвукового канала P_i ,

-перепад давления на мерной шайбе расходомерного устройства ΔP ,

-температура торможения на входе в сверхзвуковой $T_{0\infty}$ и дозвуковой $T_{01\infty}$ каналы,

-температура торможения дозвукового потока перед расходомерной шайбой,

- профили температуры торможения на выходе из дозвукового T_{01} , и сверхзвукового T_{02} каналов,

-температура внешней поверхности сверхзвукового канала T_{w} .

Измерения давления проводилось датчиками ИКД6ДТА. Температурные измерения – хромельалюмелевыми термопарами, также было установлено по одному цифровому термометру сопротивления в каждом ресивере. Температура внешней поверхности сверхзвукового канала T_w измерялась тепловизором ThermaCAM SC3000. Профили температуры торможения - зондами (внешний диаметр трубки зонда составлял 1.6мм), шаг перемещения зонда - 0.5 мм. Величина абсолютной погрешности измерения температуры торможения в ресивере хромель-алюмелевыми термопарами составляла ± 0.3 °C, термометром сопротивления - ± 0.1 °C, профили температуры зондами - ± 0.6 °С, температуры поверхности тепловизором - ± 0.5 °C. Относительная случайная погрешность датчиков давления была на уровне не более 0.5% от измеренной величины.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Исследование параметров воздушного потока в сверхзвуковом канале устройства для энергоразделения

На рис.4 а приведены измеренные значения и расчет профиля статического давления в коническом сверхзвуковом канале (рис.3) при течении по нему воздушного потока. Результаты нормированы по значению давления торможения в ресивере. Расчет проводился по одномерной теории. Рассматривалось течение вязкого сжимаемого газа в теплоизолированном коническом канале. Начальные и геометрические параметры соответствовали параметрам эксперимента.

На рис. 4 б. приведены расчетные значения числа Маха вдоль конического канала. Если течение в коническом сопле (поз. 2 рис. 2) считать изоэнтропическим, то число Маха на срезе сопла имеет значение 1.8, при этом расчетное статическое давление на срезе сопла оказывается выше фиксируемого в эксперименте. Однако если течение в сопле рассматривать как течение в теплоизолированном коническом канале с трением, то расчетное и измеренное статическое давления практически совпадают. По данному расчету число Маха на срезе сопла равно M=1.67.



Рис. 4. Распределение параметров потока вдоль длины сверхзвукового конического канала (P₀ =1.41±0.007МПа, T₀ =25±0.3 С). а – профиль статического давления, б – профиль числа Маха, б – профиль температуры внешней стенки сверхзвукового канала. Исследования проводились на установке, показанной на рис. 3

Следует отметить то обстоятельство, что сверхзвуковой диффузор не вышел на расчетный режим работы даже при максимально возможном на данной установке давлении в ресивере (\approx 20 атм.). Поэтому рабочий режим был выбран из условия существования сверхзвукового течения в точке расположения предпоследнего приемника давления (точка с координатой 600 мм.). Он осуществлялся при давлении воздуха в ресивере $P_{0\infty}$ =1.41±0.007 МПа. С точки зрения энергоразделения более выгоден режим, при котором сверхзвуковое течение существует на протяжении всего канала и переход к дозвуковому течению осуществляется в расширяющейся части дозвукового диффузора. Однако на данном этапе осуществить его не удалось.

Наконец, рис. 4 в. иллюстрирует изменение температуры внешней поверхности сверхзвукового канала. Если пренебречь теплообменом между поверхностью канала и окружающей средой, а также продольными перетечками тепла, то можно предположить, что измеренная минимальная температура внешней поверхности канала показывает границу, до которой можно охладить дозвуковой поток в данном устройстве при данных начальных параметрах сверхзвукового потока в ресивере.

2.2. Исследование энергоразделения в трубе Леонтьева.

На рис.5 приведены профили температуры торможения потока, измеренные зондами на выходе из дозвукового и сверхзвукового каналов, для разных значений массового расхода воздуха через дозвуковой канал. Температуры торможения на входе в дозвуковой и сверхзвуковой каналы поддерживались одинаковыми $T_{0\infty}=T_{01\infty}=25\pm0.3$ °C.

Видно, что эффект охлаждения дозвукового потока тем больше, чем меньше доля массового расхода воздуха через дозвуковой канал. Можно отметить, что минимальная температура потока на выходе из дозвукового канала была все же на 3 °C выше минимальной температуры внешней стенки сверхзвукового канала при тех же параметрах в ресивере (рис. 4). Дальнейшее снижение расхода через дозвуковой канал приводило к существенному росту погрешности при его измерении и поэтому не проводилось.

Для корректного определения эффекта охлаждения дозвукового потока необходимо знать: изменяется ли его среднемассовая температура при прохождении через устройство в тех случаях, когда поток воздуха чрез сверхзвуковой канал отсутствует. Т.е. оценить потери энергии в окружающую среду и влияние скорости потока на показание температурного зонда. Результаты таких тестовых измерений показали, что влияние данных факторов не существенны и не выходят за область погрешности температурного зонда. Для всех значений массового расхода профиль температуры торможения оставался близок к прямолинейному.

Однако та же процедура, проведенная для потока, выходящего из сверхзвукового канала, привела к отличным результатам. Профиль температуры торможения на выходе из сверхзвукового канала оказался параболическим (линия 0 рис. 5 б.). Среднегеометрическое значение на ≈ 2 °C меньше значения температуры торможения в

ресивере. Отличие формы профиля от прямолинейного объясняется перераспределением энергии внутри потока за счет диссипативных эффектов (трения и теплопроводности), которые существенны в сверхзвуковом потоке. В то время как отличие абсолютной среднегеометрической температуры торможения от температуры торможения в ресивере объясняется влиянием скорости потока на показания температурного зонда и методом осреднения. Эти факторы необходимо учитывать. Поэтому полученный при данных условиях профиль температуры торможения принимался за базовый и нагрев потока в сверхзвуковом канале отсчитывался от данной величины. В таком случае погрешность определения величины нагрева меньше, чем при использовании температуры торможения в ресивере в качестве базовой, так как исключается влияние скорости потока на показание температурного зонда.



Рис. 5. Профили температуры торможения на выходе из дозвукового канала (а) и сверхзвукового каналов (б) для различных значений отношения массового расхода через дозвуковой и сверхзвуковой каналы G₁/G₂ (P_{0∞}=1.41±0.007МПа, T_{0∞}=T_{01∞}=25±0.3°C, G₂=0.066±0.007 кг/c=const).

Для построения графика на рис.6 определялся прирост температуры торможения сверхзвукового потока для каждого режима в соответствующей точке относительно базового значения:

$$T_{hi}(G_1 / G_2) = T_i(G_1 / G_2) - T_i(G_1 / G_2 = 0)$$

тогда как охлаждение дозвукового потока в соответствующих точках для каждого режима определялось как:

$$T_{ci}(G_1 / G_2) = T_{01} - T_i(G_1 / G_2)$$

При этом средние величины нагрева ΔT_h и охлаждения потоков ΔT_c определялись следующим образом:

$$\Delta T = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \Delta T_i$$

Лини 3 и 4 на рис.6 определялись из уравнения теплового баланса:

$$G_1 \Delta T_c = G_2 \Delta T_h \tag{2.1}$$



Рис. 6. Нагрев ДТ_h сверхзвукового потока и охлаждение ДТ_c дозвукового потока на выходе из трубы Леонтьева (P_{0∞}=1.41±0.007 МПа, T_{0∞}=T₀₁=25±0.3°С, G₂=0.066±0.007 кг/c=const): 1, 2 - эксперимент, 3, 4 – расчет по (2.1)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований экспериментально доказана возможность энергоразделения воздушного потока в трубе Леонтьева.

Из полученных данных следует:

-эффект энергоразделения в исследуемом устройстве тем больше, чем меньше массовая доля воздуха протекающего через дозвуковой канал;

 при массовой доле 0.1 охлаждение дозвукового потока составило 85 % от максимальной величины для данной геометрии устройства и данных начальных и режимных параметров сверхзвукового потока;

- чтобы увеличить энергоразделение на режимах с большей массовой долей дозвукового потока, следует найти и применить способы интенсификации теплообмена в сверхзвуковом потоке газа, при которых рост коэффициента теплоотдачи от газа к поверхности опережает соответствующий рост коэффициента сопротивления канала.

> Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №14-19-00699.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- G массовый расход, кг/с
- K коэффициент теплопередачи, Bт/м²К
- Р -- давление, Па;
- Т -- температура, К;
- q удельный тепловой потока, Вт/м²;
- r коэффициент восстановления температуры, б/р;
- *k* показатель адиабаты, б/р;
- *х* продольная координата, мм;
- М число Маха;
- Pr число Прандтля;
- α коэффициент теплоотдачи, Вт/м²К;
- δ толщина перегородки, м;
- λ коэффициент теплопроводности, Вт/мК;

Индексы:

- 0 параметры торможения;
- 1 параметры дозвукового потока;
- 2 параметры сверхзвукового потока;
- ∞ -- параметры невозмущенного потока;
- aw адиабатная (теплоизолированная) стенка;
- і -- порядковый номер;
- h нагрев;
- с охлаждение.

Список литературы:

- 1. Леонтьев А.И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Докл. РАН. 1997. Т.354. №4. С.475-477.
- Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2002. №4. С.6-26.
- Eckert, E.R.G., "Energy separation in fluid streams," International Communications in Heat and Mass Transfer, 1986 V.13 (2), pp. 127-143.
- Бурцев С.А., Леонтьев А.И. Исследование влияния диссипативных ных эффектов на температурную стратификацию в потоках газа (обзор) // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 2. С. 310-322.
- Вихревой эффект, эксперимент, теория, технические решения / Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н; Под ред. А.И. Леонтьева. М.: УНПЦ «Энергомаш», 2000. 412 с.
- Eiamsa-ard, S., Promvonge, P. Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2008 V. 12 (7), pp. 1822-1842.
- Raman, G., Srinivasan, K. The powered resonance tube: From Hartmann's discovery to current active flow control applications // Progress in Aerospace Sciences. 2009. 45 (4-5), pp. 97-123,
- 8. Теория пограничного слоя / Шлихтинг Г. М: Наука, 1974. 711 с.
- Бурцев С.А., Леонтьев А.И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. Энергетика. 2000. № 5. С.101-113
- Вигдорович И.И., Леонтьев А.И. К теории энергоразделения потока сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 3. С. 103-109.
- Волчков Э.П. Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С.19-31.
- Макаров М.С., Макарова С.Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777-787.
- Здитовец А.Г., Титов А.А.. Экспериментальное исследование газодинамического метода безмашинного энергоразделения воздушных потоков // Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5. №9. С. 391-397
- 14. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубки // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2013. № 5. С. 134-145.



УДК 621.438

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-03

О РАБОТЕ ГТУ НА ОКИСЛИТЕЛЕ ИЗ ХРАНИЛИЩА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Иванов П.П., Ковбасюк В.И., Казанский П.Н.

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Россия, Москва, Ижорская ул. 13, стр. 2

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена проблема расширения возможностей воздухоаккумулирующих станций (Compressed Air Energy Storage - CAES) в качестве косвенного накопителя электроэнергии путем обогащения воздуха кислородом. Среди множества прямых и косвенных накопителей энергии CAES уверенно занимают нишу пиковой мощности от часа до нескольких часов использования в сутки. У них есть слабое место – обеспечение большого объема для хранения окислителя. Это или естественные подземные каверны, или газопроводные трубы большого диаметра в несколько километров длиной. При использовании универсальных баллонов высокого давления CAES переходят в нишу минутных пиков, где им приходится конкурировать с водородоаккумулирующими станциями и маховиковыми накопителями. В предлагаемой модели вместо воздуха аккумулируется обогащенная в адсорбционной установке кислородом до 40-60% смесь, что дает экономию не только в объеме газохранилища, но и в энергии на закачку.

введение

Энергетика нуждается в накопителе энергии, который позволял бы осуществлять аккумулирование энергии как от источников нестабильной мощности, в частности от ветроустановок или солнечных батарей, так и от электросетей в часы провалов нагрузки, и обеспечивал бы энергоснабжение по произвольному графику, например, при пиках нагрузки. Устройств такого назначения разного рода достаточно много, и в их числе системы с закачкой воздуха в газовые резервуары высокого давления с целью его использования в качестве окислителя для газотурбинных установок, что позволяет за минуты подхватить мощность мультимегаваттного уровня, обеспечивая произвольное, в том числе многочасовое время работы генератора. Системы такого рода [1, 2] считаются перспективными из-за высокой мощности и высокой маневренности газотурбинных установок, и их компактности. Притом газовая турбина в такой системе аккумулирования окислителя не нуждается в компрессоре, а потому ее энергетический выход выше, чем у обычных газотурбинных установок. Проблемным для эффективного использования таких систем является создание газовых накопителей высокой емкости, чтобы запасти больше окислителя, и обеспечить большую мощность и большее время работы турбины.

1. ОБЗОР ОПУБЛИКОВАННЫХ ПРОЕКТОВ

В [1] большая емкость достигается использованием подземных хранилищ. Но для этого должны быть специальные геологические условия, и такую станцию нельзя построить в произвольном месте.

В [2] предлагается хранить сжатый воздух в наземных резервуарах под высоким давлением. Конкретный вариант воздухоаккумулирующей станции с использованием газопроводных труб большого диаметра для хранения воздуха под давлением 100 атм рассмотрен в [3]. Газовая турбина выдает в сеть 15 МВт в течение 4 часов непрерывно во время пика нагрузки. По сравнению с работой обычной газотурбинной установки, в режиме выдачи компрессор не работает, и к.п.д. преобразования химической энергии топлива электричество высокий -65%. Компрессор мощностью 7.68 МВт закачивает за 8 часов спада нагрузки в сети 346176 кг воздуха в трубу длиной 2 км и объемом 3427 м³. Расчетная схема рассматриваемой станции показана на рис. 1. Параметры рабочих тел во время накопления энергии (позиции 1-5 на схеме) и во время ее выдачи (позиции 6-11 на схеме) показаны в табл. 1.



Рис. 1. Расчетная схема воздухоаккумулирующей станции.

Таблица 1

| Позиция на рисун- | <i>р</i> , МПа | Т, К | <i>h</i> , МДж/кг | <i>G</i> , кг/с |
|-------------------|----------------|-------|-------------------|-----------------|
| ке | | | | |
| 1 | 0.1013 | 288.2 | 290.6 | 12.11 |
| 2 | 1.037 | 596.4 | 607.7 | 12.11 |
| 3 | 1.037 | 288.2 | 290.6 | 12.11 |
| 4 | 10.62 | 596.4 | 607.7 | 12.11 |
| 5 | 10.46 | 288.2 | 290.6 | 12.11 |
| 6 | 1.896 | 283.1 | 285.5 | 24.04 |
| 7 | 1.896 | 603.2 | 614.8 | 24.04 |
| 8 | 1.61 | 288.7 | -3550 | 0.4637 |
| 9 | 1.61 | 1375 | 536.0 | 24.5 |
| 10 | 0.12 | 782.1 | -189.7 | 24.5 |
| 11 | 0.1013 | 500.0 | -504.6 | 24.5 |





Рис. 2. Модифицированная схема воздухоаккумулирующей станции.

Таблица 2

| Параметры рабочих тел в меченых точках схемы рис. 2. | | | | |
|--|----------------|-------|-------------------|-----------------|
| Позиция на рисун- | <i>р</i> , МПа | Т, К | <i>h</i> , МДж/кг | <i>G</i> , кг/с |
| ке | | | | |
| 1 | 0.1013 | 288.0 | 290.4 | 12.54 |
| 2 | 0.6 | 521.1 | 528.6 | 12.54 |
| 3 | 0.6 | 298.1 | 300.7 | 12.54 |
| 4 | 0.6 | 298.1 | 293.0 | 3.281 |
| 5 | 10.62 | 464.8 | 459.1 | 3.281 |
| 6 | 10.62 | 288.2 | 283.2 | 3.281 |
| 7 | 5.0 | 283.1 | 278.2 | 6.563 |
| 8 | 5.0 | 558.0 | 554.4 | 6.563 |
| 9 | 4.245 | 1375 | -6838 | 14.19 |
| 10 | 0.12 | 708.0 | -8091 | 14.19 |
| 11 | 0.1013 | 300.0 | -8741 | 14.19 |
| 12 | 4.245 | 288.7 | -3550 | 0.7112 |
| 13 | 5.0 | 288.0 | -15197 | 6.915 |
| 14 | 5.0 | 533.9 | -14192 | 6.915 |

2. МОДИФИКАЦИЯ СХЕМЫ ВОЗДУХОАККУМУЛИРУЮЩЕЙ СТАНЦИИ

Модифицированная схема показана на рис. 2, а параметры рабочих тел во время накопления энергии (позиции 1-6 на схеме) и во время ее выдачи (позиции 7-14) показаны в табл. 2. Новым является обеспечение большей емкости по окислителю за счет накопления кислорода вместо воздуха.

Традиционно эффективное производство кислорода осуществляют на криогенных установках, которые инерционны и дороги. Они не очень сочетаются с источниками нестабильной мощности и не экономичны для работы при ограниченном числе часов использования, в частности, во время провалов нагрузки в энергосистеме. Не решает проблемы и накопление жидкого кислорода – его удобно хранить, но производить надо в условиях стабильного режима, что не отвечает изначально поставленной задаче.

Для того, чтобы обеспечить высокую емкость накопителей по окислителю с сохранением высокой маневренности подхвата пиковой мощности в энергосистеме, предлагается:

 обогащение накапливаемого воздуха кислородом с помощью адсорбционной воздухоразделительной установки;

2) ограничение температуры в камере сгорания не с помощью избытка окислителя, а с помощью впрыска пара/воды в камеру сгорания.

Работающая в период спада нагрузки правая часть схемы рис. 2 (позиции 1-6) состоит из компрессора К1 на 6 атмосфер, двух адсорбционных колонок и закачивающего кислородного компрессора К2. После компрессора и воздух, и кислород охлаждаются. Привод компрессоров электрический, использование электроэнергии в период спада нагрузки выгодно для системы.

На схеме рис. 2 левее газохранилища находится турбина для выдачи в сеть пиковой мощности с использованием окислителя, запасенного в виде обогащенного кислородом воздуха (поз. 7-20). Вследствие того, что адиабатическая температура горения метана в обогащенном воздухе очень велика, и из-за ценности запасенного окислителя нельзя сбивать температуру в камере сгорания большим коэффициентом избытка окислителя, используется впрыск водяного пара в камеру сгорания (в поз. 14 приблизительно в том же количестве, что и воздух из хранилища). Пар генерируется за счет тепла выхлопных газов турбины, как это делается в схемах ГТУ STIG..

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СХЕМ

При расчете процессов нагрева и охлаждения, сжатия и расширения рабочих тел, а также при вычислении температуры в камере сгорания, используется программа расчета равновесного состава и термодинамических свойств многокомпонентных гетерогенных систем, исходными данными к которой служат свойства индивидуальных веществ, предоставляемые базой данных ИВТАНТЕРМО [4]. Возможность в любой момент иметь для любого рабочего тела энтальпию и энтропию в функции температуры и давления: h = h(T, P) и s = s(T, P) можно рассматривать как виртуальную hs-диаграмму, удобную для исследования циклов энергетических установок [5].

Расчет адсорбционных колонок производится по исходным данным и экспериментальным результатам из публикации [6]. Энергетические затраты предполагаются равными затратам на сжатие воздуха, расход которого больше расхода обогащенного продукта. Из публикации можно извлечь зависимость коэффициента восстановления R_{02} (отношение расходов кислорода в продукте и на входе) от концентрации кислорода в продукте X_{02} :

$$R_{O2} = -0.7661 X_{O2} + 0.7939$$

Этой зависимости достаточно для расчета в первом приближении схемы ГТУ с адсорбционной воздухоразделительной установкой.

4. РЕЗУЛЬТТЫ ОПТИМИЗАЦИИ СХЕМЫ С ОБОГАЩЕНИЕМ ВОЗДУХА

Для фиксированных значений концентрации кислорода в воздухе была проведена оптимизация параметров модифицированной схемы 2 – температуры подогрева и расход впрыска. Исходные параметры – пиковая мощность (15 MBт), длительность пика (2 часа), температура на входе в турбину (1600К), давление в хранилище (100 атм) - были по возможности те же, что и в исходном варианте [3]

Зависимость объема газохранилища от мольной концентрации кислорода в воздухе в оптимизированных вариантах представлена на рис. 3. Для необогащенного воздуха график дает цифру 1100 м³. Она в три раза меньше объема хранилища в исходном варианте (3427 м³). Это отдельная заслуга впрыска воды, к которой, как видно из графика добавляется выигрыш от обогащения.



Рис. 3. Зависимость объема газохранилища от мольной концентрации кислорода в воздухе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные модификации схемы воздухоаккумулирующих станций, представляющих собой перспективный тип косвенного накопителя энергии, решают проблему снижения требуемого объема газохранилища. Вследствие этого при сохранении своего места на графике нагрузки станция может быть приближена к потребителю. Не будет нужды в поиске геологически выгодных условий, больших площадей на поверхности. Подойдут вертикальные емкости высокого давления.

Обогащение аккумулируемого воздуха кислородом наглядно снижает объем хранилища, но в конечном счете это решение зависит от технико-экономических показателей воздухоразделительной установки. Современное состояние PSA-технологии (Pressure Swing Adsorption) дает основания для оптимизма.

Впрыск воды в тракт газовой турбины является известным способом повышения мощности турбины. Но для турбины, работающей за счет накопленного окислителя, особенно, если он обогащенный, это мероприятие приобретает особое значение, так как в этом случае принятый в газотурбинной технологии способ понижения температуры на входе в турбину повышением коэффициента избытка окислителя очевидно неприемлем.

Список литературы:

- 1. Gerhard lenssen и др., Power-generating system and method, US3866058, 1973.
- 2. <u>M. Nakhamkin</u>, Method for providing emergency reserve power using storage, US5845479, 1998.
- M. Nakhamkin, R.H. Wolk, S. van der Linden, R. Hall, M. Patel, New compressed air energy storage concept improves the profitability of existing simple cycle, com-

bined cycle, wind energy, and landfill gas power plants, GT2004-54278, ASME Turbo Expo 2004.

- 4. Белов Г.В., Иориш В.С., Юнгман В.С. Моделирование равновесных состояний термодинамических систем с использованием ИВТАНТЕРМО для Windows. Теплофизика высоких температур.-2000.-т.38, №2.-С.191-196.
- 5. П. П. Иванов, Термодинамическая эффективность использования воды в газотурбинном цикле, Теплофизика высоких температур, 2013, том 51, № 4, с. 592–597.
- R. Rajasree, A.S. Moharir, Simulation Based Synthesis, Design and Optimization of Actual Pressure Swing Adsorption (PSA) Unit, J. Chem. Chem. Eng. 6 (2012) 336-345.



УДК 536:620.97

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-02

СУШКА ПЕРЕГРЕТЫМ ПАРОМ ПОД ДАВЛЕНИЕМ: РЕШЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

Григоренко А.В., Иванов П.П., Казанский П.Н., Ковбасюк В.И.

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, Россия, Москва, Ижорская ул. 13, стр. 2

АННОТАЦИЯ

На основе одномерной нестационарной гидродинамики двухфазной среды разработана модель сушки проницаемого влажного материала. Заменой производных конечно-разностными операторами и линеаризацией уравнений вокруг предугаданного вектора решения задача сводится к системе линейных алгебраических уравнений. В качестве предугаданного решения используется решение на предыдущем временном шаге.

введение

Значение интенсификации сушки для решения экологических и энергетических проблем возрастает вследствие вовлечения в оборот все большего числа влажных материалов: Влажные отходы (мусор, осадки сточных вод и т.п.) полностью запрещено с недавних пор затапливать в океане. Похоже, что без сушки они не поддаются никакой переработке.

Развитие распределенной энергетики делает акцент на использование дешевых местных топлив типа торфа, лигнита и древесной щепы. Все они в исходном виде могут иметь влажность до 40%. В довершение этой тенденции следует отметить, что самым перспективным биотопливом, топливом будущего, считаются водоросли типа WaterHyacinth и BrownKelp, выращиваемые в вертикальных емкостях, на юге просто за счет солнечного освещения, в наших широтах с подогревом [1]. С влажностью водорослей все понятно.

Влияние влаги сырья иллюстрирует график рис.1, представляющий зависимость температуры от степени влажности, рассчитанный для газификации кускового торфа. Эта ситуация характерна для всех видов широко доступного биологического **чистого** сырья. Его освоение для практического использования, в частности, для производства водорода, возможно только при использовании глубокой сушки, исключающей потери теплоты фазового перехода влаги в пар – 600 ккал/кг, что эквивалентно потере паром примерно 1200 ^оС. Путь к овладению энергосберегающей технологией открывает патент США [2], в котором энергию пара возможно использовать в тепловой машине, например в составе парогазовой установки, эффективно работающей с газовой турбиной с эжекцией пара.

Сушка «на ветерке», как бывало в старые добрые времена, в наше индустриальное время переводится на интенсивный путь, заменяется, как правило, принудительным нагревом с затратой энергии, и эти затраты достаточно велики, ведь речь идет о фазовом переходе воды (около 2.6 МДж/кг).



Рис. 1. Влияние уровня влажности сырья на температуру при газификации торфа для α = 0.35. [3]

Сушка перегретым паром отвечает требованиям интенсификации: высокие температура и давление повышают скорости всех процессов, связанных с сушкой, особенно когда воздействие горячего теплоносителя происходит контактно, не через стенку. В контактном процессе сушки влага, выделяющаяся в виде пара, смешивается с активным паром, и этот поток имеет тем больший энергетический потенциал, чем выше температура и давление. Нет конфликта между требованиями к сушке и энергетическому использованию топлива.

Расчет тепло-массообмена в сушильном аппарате является трудной задачей прежде всего из-за нерегулярности структуры влажного материала, а также из-за неопределенности конструктивных решений. Трудно даже представить постановку двух или трехмерных задач. А вот одномерная модель течения пара через пустоты в насыпке влажного материала может оказаться полезным инструментом для исследования процесса при накоплении некоторого объема экспериментальных данных и выработке небольшого количества эмпирических констант.

1. ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СУШКИ ПАРОМ

Для описания процесса сушки можно использовать следующие 7 уравнений, позаимствованных с небольшими изменениями из [4]:

уравнения сохранения массы:

$$\frac{\partial G}{\partial x} = y_v \tag{1}$$

$$\frac{\partial G_W}{\partial t} = y_V \tag{2}$$

$$\frac{\partial M_W}{\partial x} = G_W \tag{3}$$

уравнение сохранения импульса:

$$\frac{dP}{dx} = -\xi u \tag{4}$$

уравнения сохранения энергии:

$$\zeta_{3} \frac{\partial T_{1}}{\partial t} + Gc_{p1} \frac{\partial T_{1}}{\partial x} = y_{V}c_{p1}[T_{S} - T_{1}] - \zeta_{2}(T_{1} - T_{2})$$
(5)
$$\zeta_{1} \frac{\partial T_{2}}{\partial t} = -Q_{V}y_{V} + \zeta_{2}(T_{1} - T_{2})$$
(6)

уравнение массообмена:

$$y_{V} = \frac{\zeta_{2}}{Q_{V}} (T_{1} - T_{s})$$
(7)

В уравнении (1) G - расход пара, кг/с, $G = \rho_1 u \varepsilon F$,

где ρ_1 - плотность пара, кг/м³, u - скорость пара, м/с, ε - объемная доля газовой фазы, F - сечение канала, где происходит процесс, м², y_V - масса воды, испарившейся на единице длины канала за единицу времени, кг м⁻¹ с⁻¹,

$$y_V = FN_s m_V$$

где N_s - удельная поверхность, м²/м³, m_V - расход испарения с единицы поверхности за единицу времени, кг м⁻² с⁻¹.

В уравнениях (2)-(3) G_W - линейная плотность влаги в осушаемом веществе, кг/м, M_W - интегральное количество влаги на участке канала от входа до точки с координатой x.

В уравнении (4) P - давление, Па, ξ - эмпирический коэффициент трения, Па с м⁻².

В уравнениях энергии (5) - (6) Q_V - теплота фазового перехода, кДж кг⁻¹, T_1 и T_2 - температуры пара и конденсированной фазы, К, T_S - температура насыщения при текущем давлении, К, ζ_1 , ζ_2 и ζ_3 - константы модели:

$$\zeta_{1} = \rho_{2}c_{p2}(1-\varepsilon)H$$

$$\zeta_{2} = FN_{s}\alpha$$

$$\zeta_{3} = \rho_{1}c_{p1}\varepsilon F$$

где C_{p1} и C_{p2} - теплоемкости пара и конденсированной фазы, кДж кг⁻¹К⁻¹, α - коэффициент теплоотдачи, кВт м⁻²К⁻¹.

Уравнение энергии для конденсированной фазы (6) показывает, что тепло, получаемое от паровой фазы, идет на повышение температуры и на испарение. В рамках рассматриваемого приближения процесс нагрева конденсированной фазы паром раскладывается на три этапа: 1) нагрев до температуры насыщения T_s без испарения, 2) испарение при температуре насыщения $T_2 = T_s$ и 3) нагрев сухого вещества. На этапах 1) и 3) уравнение (6) используется в том виде, как представлено, вместо уравнения (7) используется $y_V = 0$. На этапе 2) вместо уравнения (6) используются уравнения $T_2 = T_s$

и уравнение (7), полученное из (6) при условии $\frac{\partial T_2}{\partial t}$.

Система уравнений (1)-(7) в конечных разностях представлена ниже с соответствующими номерами уравнений (1А)-(7А):

$$G^{j} - G^{j-1} - \Delta x \, y_{V}^{j} = 0 \tag{1A}$$

$$G_W^j - \Delta t y_V^j = G_W^{j_0}$$
(2A)

$$M_{W}^{j} - M_{W}^{j-1} - \Delta x G_{W}^{j} = 0$$
(3A)

$$P^{j} - P^{j-1} = -\xi \Delta x \, u^{j} \tag{4A}$$

$$\frac{c_{p1}}{\Delta x} (T_1^{0j} - T_1^{0j-1}) G^j + (\frac{\zeta_3}{\Delta t} + \zeta_2 + \frac{c_{p1}}{\Delta x} G^{0j} + c_{p1} y_V^{0j}) T_1^{j} - \frac{c_{p1}}{\Delta x} G^{0j} T_1^{j-1} - \zeta_2 T_2^j - c_{p1} (T_s - T_1^{0j}) y_V^j = c_{p1} y_V^{0j} T_1^{0j} + \frac{\zeta_3}{\Delta t} T_1^{j-0} + \frac{c_{p1} G^{0j}}{\Delta x} (T_1^{0j} - T_1^{0j-1})$$
(5A)

$$-\zeta_2 T_1^{\,j} + (\frac{\zeta_1}{\Delta t} + \zeta_2) T_2^{\,j} + Q_V \, y_V^{\,j} = \frac{\zeta_1}{\Delta t} T_2^{\,j_-0} \qquad (6A)$$

$$\frac{\zeta_2}{Q_V} T_1 - y_V = \frac{\zeta_2}{Q_V} T_S$$
(7A)

Здесь предположено, что ось x разделена на Mучастков длиной Δx , и верхний индекс *j* метит точки на границах участков от 0 до M. Линеаризация произведения двух функций проведена по правилу:

$$\begin{aligned} Y_1^j Y_2^j &= (Y_1^{0j} + (Y_1^j - Y_1^{0j}))(Y_2^{0j} + (Y_2^j - Y_2^{0j})) \\ &= Y_2^{0j} Y_1^j + Y_1^{0j} Y_2^j - Y_1^{0j} Y_2^{0j} \end{aligned}$$

где индекс 0 перед *j* обозначает предположительное значение функции (gess work). Считается, что Y^{0j} достаточно близко к точному значению Y^j , и произведением малых величин $(Y_1^j - Y_1^{0j})(Y_2^j - Y_2^{0j})$ можно пренебречь. В (1А)-(7А) верхним индексом обозначены известные значения функций на предыдущем временном шаге.

Уравнения (1А)-(7А) записываются для всех M + 1узлов пространственной оси, за исключением точек j = 0 для уравнений, содержащих производную по x, там они заменяются явным заданием граничных условий: $G^{j} = G_{0}$; $M_{W}^{j} = 0$; $P^{j} = P_{0}$; $T_{1}^{j} = T_{0}$ при j = 0. Видно, что граничные условия представляют собой параметры рабочего пара на входе. Система рабочих уравнений, как система линейных алгебраических уравнений, в каноническом виде записывается как:

$$A^{i,j}y^j = F^i_{RHP} \tag{8}$$

где $y^{j} = \{G^{j}, G_{W}^{j}, M_{W}^{j}, P^{j}, T_{1}^{j}, T_{2}^{j}, y_{V}^{j}\}$ - вектор фазовых координат, F_{RHP}^{i} - вектор правых частей, $A^{i,j}$ матрица условно постоянных коэффициентов. Условно – потому что они содержат предположительные значения y^{0j} , которые должны уточняться путем повторного решения:

$$y^{j} = (A^{i,j})^{-1} F^{i}_{RHP}$$
(9)

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Предположим, что сушильную камера имеет длину 10 м и сечение F=0.683 м² При числе пространственных шагов M=10 длина шага равна dx=1. Предположим также, что объемная доля газовой фазы (доля пустот в сечении) ε =0.9.

В качестве влажного материала пусть будет торф влажностью 40% и с сухим составом, представленным в Табл. 1.





Рис. 2. Прогрев 10-ти слоев вещества в трубе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Акцентировано внимание на интенсификацию сушки для решения экологических и энергетических проблем. Интенсификация достигается повышением температуры и давления перегретого пара, выполняющего роль активного теплоносителя в контакте с влажным материалом.

Разработана модель сушки проницаемого влажного материала на основе одномерной нестационарной гидродинамики двухфазной среды. Интегрирование системы уравнений сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений. Процесс интегрирования характеризуется устойчивостью.

В качестве примера рассмотрена сушка торфа в линейной геометрии. Полученные результаты не противоречат физическим представлениям

| H2 | 26.7 | 0.0538 | 4227 | 8.521 | 1094 |
|---------|--------|--------|--------|--------|-------|
| 02 | 9.262 | 0.2964 | 273.0 | 8.735 | 379.6 |
| C[GR]C | 42.91 | 0.5154 | 88.74 | 1.066 | 1758 |
| S[]C,L | 0.1052 | 0.0034 | 138.9 | 4.454 | 4.313 |
| SiO2[]C | 2.181 | 0.131 | -14958 | -898.7 | 89.37 |

При плотности торфа около 1000 кг/м³ в объеме трубы сушильной камеры помещается 410 кг сухого торфа и 273.2 кг воды в нем.

В качестве активного теплоносителя предполагается пар с параметрами:

Р0=0.1013 МПа,

Т0=600К,

G0=0.1 кг/с.

Временной шаг выбран равным 25 с. За 200 шагов, т.е. за 83.3 мин., процесс сушки идет достаточно далеко, как показывают рис. 2 и 3, - фронтальные участки материала полностью высыхают, и их температура поднимается до температуры греющего пара. В пар уходит приблизительно четверть первоначально содержащейся влаги.

Прогрев 10-ти слоев вещества в трубе показан на рис. 1. Выкипание влаги из 10-ти слоев вещества в трубе показано на рис. 3.



Рис. 3. Выкипание влаги из 10-ти слоев вещества в трубе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

- Чернова Н.И., Киселева С.В., Попель О.С. Эффективность производства биодизеля из микроводорослей // Теплоэнергетика №6, 2014, СС. 14-22.
- US pat. 3,946,495 // Method and apparatus for drying moisture containing solids particularly domestic refuse and sludge cares inventor_applicant: OSDOR ASRIEL, 1976-03-30
- Иванов П.П., Ковбасюк В.И. К расчетной оптимизации газификатора // ТВТ 2012, том 50, № 6, с. 835–840
- Алипченков В.М., Зайчик Л.И., Зейгарник Ю.А. и др. Разработка трехжидкостной модели двухфазного потока для дисперсно кольцевого режима течения в канале. Препринт. Отраслевой центр МАЭ РФ по расчетным кодам для АЭС и реакторных установок. М.: ОИВТ РАН, 2001. 53 с.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 5-14

УДК 622.75

МАЛОЭНЕРГОЕМКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТОПЛИВНОГО ЭТАНОЛА Коржавин С.А., Щеклеин С.Е.

Уральский Федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина,

620078, Россия, ул.Мира, 19

АННОТАЦИЯ

В работе приведены результаты экспериментальных исследований отдельных этапов производства этанола и анализа технологических решений, позволяющих минимизировать потребление энергии от внешних источников. Показано, что потребление энергии при сбраживания сахаров и дистилляции энергоемкость отдельных стадий процесса производства этанола при

оптимизации производства достигает лучших показателей, полученных с использованием молекулярных фильтров и составляет в эксергетическом эквиваленте менее 10 МДж/л.

введение

Использование этанола в качестве моторного топлива, либо октано-повышающих присадок к бензину все более широко развивается в странах мира [1-3].]. В таблице 1 приведены некоторые данные по объемам производства этанола в странах мира. Кроме указанного направления этанол является эффективным органическим энергоносителем, позволяющим использовать в процессе производства такие нерегулярные источники энергии, как солнце, ветер, энергию рек осуществляя ее накопление в регулярном и удобном для дальнейшего использования виде [4,5]. Этанол позволяет осуществлять и прямое получение электрической энергии, при помощи специальных электрохимических генераторов с полимерными мембранами [6].

Табл.1 Производство этанола в странах мира

| | Биоз | танол | Биодизель | | |
|---------------|----------|------------|-----------|------------|--|
| страны | млрд. л. | тыс. т.н.э | млрд. л. | тыс. т.н.э | |
| США | 41 | 20760,5 | 2,1 | 1674,0 | |
| Бразилия | 26 | 13165,2 | 1,6 | 1275,4 | |
| Франция | 0,9 | 455,7 | 2,6 | 2072,6 | |
| Германия | 0,8 | 405,1 | 2,6 | 2072,6 | |
| Китай | 2,1 | 1063,3 | 0,4 | 318,9 | |
| Аргентина | 0 | 0 | 1,4 | 1116,0 | |
| Канада | 1,1 | 557 | 0,1 | 79,7 | |
| Испания | 0,4 | 202,5 | 0,6 | 478,3 | |
| Таиланд | 0,4 | 202,5 | 0,6 | 478,3 | |
| Великобритани | 0.2 | 101.3 | 0.5 | 200 6 | |
| я | 0,2 | 101,3 | 0,5 | 598,6 | |
| Колумбия | 0,3 | 151,9 | 0,2 | 159,4 | |
| Италия | 0,1 | 50,6 | 0,4 | 318,9 | |
| Бельгия | 0,2 | 101,3 | 0,3 | 239,1 | |
| Индия | 0,2 | 101,3 | 0,1 | 79,7 | |
| Австрия | 0,1 | 50,6 | 0,2 | 159,4 | |
| Итого в EU | 3,6 | 1822,9 | 8,9 | 7094,6 | |
| Всего в мире | 76 | 38482,8 | 17 | 13551,6 | |

Существующие технологии получения этанола пищевой и технической кондиций весьма энергоемки и, в ряде случаев, превышают теплотворную способность полученного продукта, что ограничивает возможности его применения для энергетических целей [7].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ.

Исследовались процессы сбраживания перегонки и ректификации бражки на основе сахаросодержащего сусла с концентрацией сахара 15 %. Брожение осуществлялось в герметичных сосудах при соблюдении условий анаэробности с присутствием культуры спиртовых дрожжей. Общая схема получения этанола с объемами, термодинамическими и временными характеристиками процессов приведена на рисунке 1.



Рис. 1. Общая схема получения этанола. Следует отметить, что разные стадии процесса получения этанола (брожение, первичная перегонка, ректификация) протекают в течение существенно разных промежутков времени, что связано, как с физической приро-

дой процессов (дрожжевое брожение, дистилляция), так и изменением объемов перерабатываемого сырья. В соответствие с реакция спиртового брожения сахаров:

 $C_6H_{12}O_6 + \partial po \mathcal{H} \mathcal{H} = 2C_2H_5OH + 2CO_2$

количество молекул образующегося спирта и углекислого газа равно. Данный факт позволил реализовать простую схему измерения кинетических характеристик процесса брожения без нарушения условий анаэробноти. На рисунке 2 показаны полученные ранее экспериментальные данные по верификации данной методики [8,9].



Рис. 2. Зависимость выхода газа и спирта от концентрации сахара.

На рисунках 3,4 приведены принципиальные схемы экспериментальных установок для исследования брожения и дистилляции.



Рис. 3. Экспериментальная установка для исследования процесса брожения. 1 – термостат; 2 – цифровой термометр;

газа;



Рис. 4 Экспериментальная установка для исследования процессов дистилляции (перегонка и ректификация). 1- дефлегматор;2 – ректификационная; 3 – рабочая ёмкость; 4 – теплоизоляция рабочей ёмкости; 5 – нагреватель; 6 - автотрансформатор; 7 - измеритель мощности; 8- манометр.

Температурные режимы процесса брожения устанавливались и регулировались термостатом

LIOP LT 100 с водяным заполнением;

температуры регистрировались при помощи компьютерного комплекса на основе мультиметра АРРА 109; объемы выходящего газа измерялись газовым счетчиком барабанного типа ГСБ-400 кл.1. В процессах дистилляции дополнительно измерялась и регулировалась мощность системы нагрева при помощи автотрансформатора ТРGС-1и измерительного комплекта Brenstul. Объемы спирта сырца и спирта ректификата измерялись объемным методом; концентрация спирта на разных этапах измерялась ареометрами АСПТ 0-60 и АСП-3 70-100

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА БРОЖЕНИЯ.

Исследовались характеристики кинетики процесса при разных вариантах организации температурного режима бродильной емкости:

1.Брожение в термостате при оптимальной температуре 35-37 °C [7,9];

2. Брожение в помещении без нагрева (температура 25°C);

3. Брожение в помещении в пенопластовой изоляции;

4. Брожение в пенопластовой теплоизоляции с предварительным разогревом до оптимальной температуры.

На рисунках 5-6 приведены данные по результатам исследований брожения для указанных выше режимов в расчете на 1 литр этанола.



Рис. 5. Изменение температуры в процессе брожения.



Рис. 6. Изменение скорости брожения.

Из рисунков видно, что для всех исследованных режимов имеет место саморазогрев бражки в активной фазе брожения.

Действительно, в соответствие с [8] тепловой эффект реакции при брожении одного моля по следствию из закона Гесса:

 $\Delta Hp = 2\Delta H^{0}(CO_{2}) + 2\Delta H^{0}(C_{2}H_{5}OH) - \Delta H^{0}(C_{6}H_{12}O_{6}) =$

= 2(-393,5) +2(-277,6) -(-1273) = -69,2кДж

Теплота, выделяющаяся при брожении 1 кг сахаров (m_{са-} _{хара} = 180г/моль)составит 384,4 кДж.

Однако этой энергии недостаточно, для эффективного протекания процесса в силу малой концентрации сахаров в исходной бражке и высокой теплоемкости основного компонента смеси- воды. На рисунке 7 приведены данные по удельным энергозатратам для исследованных режимов сбраживания. Из сравнения данных рисунков 5 и 6 видно, что наиболее эффективный режим № 1 является наиболее энергоемким.



Рис. 7. Энергетические затраты на брожение. В тоже время эффективным является также режим №4, для которого энергия расходуется только на первоначальный нагрев водной составляющей бражки. Затраты энергии на единицу продукта для данного режима в 6-7 раз ниже. Режимы 2 и 3 характеризуются поступлением теплоты от экзотермичности процесса и отсутствием интенсивного подвода от внешних источников (только от окружающей установку среды). Однако скорость брожения и эффективность переработки биомасс в данных режимах также минимальны.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕГОНКИ И РЕКТИФИКАЦИИ.

Исследования проводились на установке (рисунок 4). Данные по исследованным тепловым режимам дистилляции приведены в таблице 2.

Табл. 2

Исследованные тепловые режимы дистилляции

| Режим | Перегонка | Ректификация | |
|-------|-----------------------|-------------------------|--|
| 1 | номинальный без утеп- | номинальный без утепле- | |
| | ления перегонной ко- | ния перегонной колонны | |
| | лонны | | |
| 2 | номинальный с утепле- | номинальный с утеплени- | |
| | нием | ем | |
| 3 | при минимальной | при минимальной мощ- | |
| | мощности без утепле- | ности без утепления | |
| | ния | | |
| 4 | при минимальной | при минимальной мощ- | |
| | мощности с утеплением | ности с утеплением | |

Экспериментальные данные по энергоемкости процессов первичной перегонки и ректификации спирта-сырца приведены на рисунках 8-12.



Рис. 8. Затраты энергии на перегонку и ректификацию для исследованных режимов.

Сравнение энергоемкости процессов показывает высокую энергоемкость процесса первичной перегонки бражки, что связано со значительным объемом первичного сырья и, как следствие с большой длительностью процесса. В тоже время очевидно, что режим №4, характеризующийся низкой скоростью подвода тепла и эффективной теплоизоляцией колон, на 25% менее энергоемок.

Различие темпов протекания процессов брожения, перегонки и ректификации приводит в ряде случаев к необходимости организации периодической работы разных элементов установки. В этом случае возникает необходимость в затратах дополнительной теплоты на прогрев дистилляционных установок после перерывов в работе. Полученные результаты (рисунки 9-12) показывают, дополнительные расходы энергии могут достигать 40 и более процентов.







Рис. 10. Доля энергии на прогрев в процессе перегонки.



Рис. 11. Расход энергии на прогрев и дистилляцию в процессе ректификации.



Рис. 12. Доля энергии на прогрев в процессе ректификации.

Несмотря на то, что синхронизация и одновременное осуществление всех стадий производства этанола усложняет технологию процесса, энергетически она имеет значительные преимущества.



Рис. 13. Общая энергоемкость производства этанола для исследованных режимов.

На рисунке 13 приведены полные удельные затраты тепловой энергии для производства этанола в непрерывном и периодическом процессах. Имеется значительное снижение энергоемкости при непрерывной организации процесса.



Рис. 14. Сопоставление общей энергоемкости производства этанола традиционного и оптимизированного режимов.

На рисунке 14 приведены результаты сопоставления полных удельных затрат тепловой энергии для производства этанола в традиционном и оптимизированном режимах. Очевидно существенное снижение энергоемкости в оптимизированы режимах.

Исследования, выполненные в последние годы в США, показывают принципиальную возможность снижения энергоемкости производства этанола с использованием технологии молекулярных фильтров до уровня 5-7 МДж/л. Однако в отличие от описанной в данной работе традиционной биолого-термодинамической системы производства в предлагаемых в США методах потребляется не тепловая, а высококачественная электрическая энергия для преодоления гидравлического сопротивления сверх тонких фильтрационных каналов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Анализ энергетических затрат биологотермодинамической системы производства топливного этанола показывает, что наиболее энергоемкой частью технологии является процессы брожения и первичной перегонки бражки в спирт сырец.
- При условиях использования эффективной теплоизоляции в процессе брожения происходит ее разогрев за счет слабой экзотермичности процесса брожения сахаров, что позволяет снизить удельные затраты энергии в 6-7 раз. Наименее энергоемкие условия при высокой скорости брожения достигаются при начальном разогреве бражки до оптимальной температуры с последующим саморазогревом, достаточным для компенсации потерь теплоты.
- Показана возможность снижения энергетических затрат при первичной перегонке бражки в спирт сырец с минимально-достаточной мощностью перегонного аппарата и наличием эффективной теплоизоляции.
- Процесс ректификации существенно менее энергоемок, чем первичная перегонка и может быть оптимизирован путем ограничения мощности ректификационного аппарата с использованием эффективной теплоизоляции.
- Исследования показали, что организация непрерывного производства является более энергоэффективной, чем периодический метод производства, т.к. исключается этап
 - предварительного разогрева перегонных аппаратов в каждом новом цикле.
- Минимальный достигнутый уровень энергообеспечения процессов при оптимизации отдельных стадий производства этанола достигает лучших показателей полученных с использованием молекулярных фильтров и составляет в эксергетическом эквиваленте менее 10 МДж/л.

Литература.

1. Arnas P. O., Blinge M., Backstrom S. åt al. Life cycle assessment on motor fuels /Chalmers University of Technology Department Transportation and Logistics: Rep.¹ 95.Gothenbourg, 1997.

2. МАРКЕТИНГОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЫНКА БИОТОПЛИВА / ИАА CLEANDEX-HTTP://WWW.CLEANDEX.RU

3. Cvengros J., Povanzanec F. //Bioresource Technol. 1996. Vol. 55. P.145-150.

4. Talens L., Villalba G., Gabarrell X. // Resources Conservation and Recycling. 2007.Vol. 51. P. 397- 407.

5. Щеклеин С.Е., Коржавин С.А., Данилов В.Ю., Велькин В.И. Экспериментальное исследование эффективности комбинированной системы солнечной теплогенерации. / Альтернативная энергетика и экология -№3 -2012 -С. 77-81

6. Цивадзе А. Ю., Тарасевич М. Р., Андреев В. Н., Богдановская В. А., Ефремов Б. Н., Капустина Н. А., Титова В. Н., Явич А. А., Белова Н. Н., Мазин П. В. Неплатиновые катализаторы для электроокисления биоэтанола и топливные элементы на их основе//Альтернативная энергетика и экология -№4(48) -2007 -С. 65-72

7. Колосков С.П., Яровенко В.Л., Стабников В.Н. и др. Оборудование спиртовых заводов. - М.: Пищевая промышленность, 1975. - 295 с. 8. Коржавин С.А., Щеклеин С.Е. Метод экспериментального исследования процессов анаэробного спиртового брожения / Энерго- и ресурсосбережение. Энергообеспечение. Нетрадиционные и возобновляемые источники энергии: Сборник материалов Всероссийской студен-

ческой олимпиады, научно-практической конференции и выставки работ студентов, аспирантов и молодых ученых 22-26 ноября 2010 г. Екатеринбург: УрФУ, 2010-С. 362-364 9. Коржавин С.А., Щеклеин С.Е. Экспериментальный стенд для полу-чения этанола из биомасс различного типа / Научные труды XVIII Международной конференции молодых ученых по приоритетным на-правлениям развития науки и техники, ч.1, Екатеринбург, УГТУ–УПИ, 2010



УДК 621.192

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-08

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОЛЕЙ УСТРОЙСТВ СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ

Кравченко Е.В., Кузнецов Г.В.

Томский политехнический университет 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

АННОТАЦИЯ

Предложен новый подход к прогнозированию показателей надежности на основе численного анализа неоднородных температурных полей силовых полупроводниковых приборов (СПП). Проведено сравнение интенсивностей отказов СПП с учетом реального теплового режима работы прибора в условиях естественной конвекции и полученных с использованием статистического анализа данных. Показана необходимость учета реальных нестационарных температурных полей для повышения достоверности прогноза рабочего ресурса СПП.

введение

Мировым трендом в области электроэнергетики развитых стран является эксплуатация силовых полупроводниковых приборов (СПП) [1,2]. Широкая номенклатура СПП позволяет применять такие приборы в электроэнергетике, на электротранспорте, в машиностроение и металлургии. Более 70% всей вырабатываемой электроэнергии преобразуется в дальнейшем с использованием полупроводниковых устройств [1,3]. Для России доля СПП составляет менее 30% всей вырабатываемой электроэнергии. Увеличение количества СПП в различных сферах жизнедеятельности, может существенно повысить энергоэффективность, а вместе с тем (при достижении мирового показателя) сэкономить 12-15% всей генерируемой в России электроэнергии [1-4].

Современные СПП формально можно разделить на две группы [1,5-7]. К первой группе устройств, применяемых преимущественно для преобразования очень больших мощностей, относят диоды [5] и тиристоры [6]. Вторую группу приборов, использующихся в диапазоне средних и малых мощностей, представляют полевые (MOSFET – metal-oxide-semiconductor field effect transistor) и биполярно-полевые транзисторы (IGBT – Insulated-gate bipolar transistor) [7].

Применение силовых полупроводниковых изделий сопряжено со значительными ограничениями [1-4,8]. С одной стороны, подавляющее большинство таких приборов разрабатываются в климатическом исполнении УХЛ (умеренный и холодный климат) с предельной окружающей температурой воздуха при эксплуатации до +45 °C [5-7,9]. С другой стороны, температурное поле самих СПП является существенно нестационарным, а перепады температур (Т) по изделию могут достигать 20-30 К [10,11]. Также, известно, что температурная нестабильность приводит к саморазогреву и деградации полупроводниковой структуры приборов [12,13].

При повышении температуры полупроводниковых устройств на каждые 10 К (в рабочем диапазоне Т), достаточно часто происходит увеличение интенсивности отказов приборов более чем в 2 раза [14]. Эффект сни-

жения эксплуатационной надежности с ростом Т наблюдается не только у СПП, но, например, при работе трансформаторов. Установлено [15], что срок службы последних снижается в среднем на 2,5% при увеличении температуры окружающей среды на 10 К. Также, учитывая большой срок окупаемости энергетических объектов, прогнозирование надежности необходимо за пределами нормативного срока службы изделий [16]. Можно сделать вывод, что прогнозировать надежность на всех стадиях жизненного цикла устройств силовой электротехники следует на основе анализа тепловых режимов их работы.

Основой современных методов анализа тепловых режимов устройств силовой электротехники является моделирование с использованием различных программных комплексов (например, Flow Vision [17]), или программного обеспечения систем мониторинга и диагностики [16,18]. Известны и иные подходы: упрощенные математические модели [19,20]; метод тепловых схем (теплового сопротивления) [21,22]; количественной термографии [23] и тепловизионного мониторинга [24,25]; метода конечных элементов [22]; конечноразностных методов [26] при учете естественной конвекции [27] совместно с теплоотводом излучением [28] в стационарном [29] и циклическом режимах работы [30].

Прогнозирование надежности энергетических объектов, как правило, проводится на основании априорной информации [25,31-33] с применением методов вероятностного моделирования [34,35]. Так, например, основными параметрами при оценке надежности тиристорной группы полупроводникового коммутатора в составе мощного фазоповоротного устройства приняты средние времена безотказной работы и первого предупредительного отключения [36].

Общим для всех перечисленных методов прогнозирования показателей надежности энергетических объектов является анализ статистической информации [25,33-36]. Но такие методы имеют ряд существенных ограничений. Это связано не только с возможной недостаточностью информации о режимах, условиях эксплуатации и хранения СПП, но с нормами выборки приборов для испытаний [16,37]. Также, высоковероятно отсутствие объектов-аналогов при разработке, например, новых приборов для определенной отрасли [38]. Допущение о стационарности режимов работы самих устройств и условий эксплуатации также не всегда обоснованно [8]. Например, изменения температур СПП во времени могут достигать 30 и более градусов [39].

Другой подход к прогнозированию надежности энергетических объектов, основанный на физике отказов (POF – Physics of Failure), а не на статистическовероятностном анализе предложен в [38-45]. Но анализ физики отказов, как правило, проводится без учета пространственного распределения изменения во времени

Цель настоящей работы – анализ интенсивностей отказов типичного СПП на основе численного моделирования нестационарных неоднородных полей температур при наличии нескольких локально расположенных источников тепловыделения в условиях естественной конвекции при различных пространственных конфигурациях объекта исследования и рабочих температурах окружающей среды.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ АНАЛИЗА ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА СПП

Анализ теплого режима работы проводился на основе типичного для силовой электротехники относительно простого прибора – силового диодного модуля с температурой перехода Tnep=125°C. (рис.1).



Рис. 1. Геометрия области решения (1,2 – области с различными теплофизическими характеристиками). Па

Проведено численное моделирование температурного поля в неоднородной пластине с размерами по осям х и у равными L_x и L_y .

$$x \in [0; L_x], y \in [0; L_y]$$
 (1)

где х, у – координаты.

Предполагалось, что модель (пластина) включает области с отличающимися теплофизическими характеристиками. В трех зонах (области 2, рис.1.) происходит локальное тепловыделение заданной интенсивности *Q*. На краях пластины заданы граничные условия III рода (смешанный теплообмен).

Основные допущения, используемые при постановке задачи.

1. Теплофизические характеристики материалов не зависят от температуры.

2. Тепловой контакт на границах между областями (1,2) считается идеальным.

В такой постановке задача сводится к решению двумерного нестационарного уравнения теплопроводности:

$$C(x, y)\rho(x, y)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(x, y)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda(x, y)\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{Q(t, x, y)}{Sh} + \frac{\alpha(T)(T_{\rm B} - T)}{h} + \frac{\varepsilon_{\rm np}\sigma(T_{\rm B}^{4} - T^{4})}{h}$$
(2)

где: С – удельная теплоемкость; ρ – плотность; Т – температура; t – время; λ – коэффициент теплопроводности; Q – тепловыделение источника; S – площадь источника; h – толщина пластины; α – коэффициент конвективного теплообмена поверхности пластины с внешней средой; Т_в– температура окружающей среды; σ – потемператур исследуемых объектов [40-45].

стоянная Стефана-Больцмана; є_{пр} – приведенный коэффициент черноты поверхности пластины и окружающей среды.

При задании начальных условий считалось, что температура СПП в начальный момент времени распределена равномерно:

$$T\Big|_{t=0} = T_0(x, y)$$
 (3)

где: Т₀ – начальная температура.

В граничных условиях учитываются конвективный и радиационный теплообмен:

$$x = 0, y \in [0; L_y]: -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha(T)(T_{\rm B} - T) + \varepsilon_{\rm np}\sigma(T_{\rm B}^4 - T^4), (4)$$

$$x = L_x, y \in [0; L_y] : \lambda \frac{\partial I}{\partial x} = \alpha (T) (T_{\rm B} - T) + \varepsilon_{\rm np} \sigma (T_{\rm B}^4 - T^4), (5)$$

$$y = 0, x \in [0; L_x]: -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha(T)(T_{\rm B} - T) + \varepsilon_{\rm np}\sigma(T_{\rm B}^4 - T^4), (6)$$

$$y = L_y, x \in [0; L_x] : \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha (T) (T_{\rm B} - T) + \varepsilon_{\rm np} \sigma (T_{\rm B}^4 - T^4), (7)$$

Коэффициент конвективного теплообмена зависит от температуры и определяется для каждой точки поверхности [48].

$$\alpha(T) = \left(1.42 - 1.4 \cdot 10^{-3} T_{\rm cp}\right) N \left(\frac{T - T_{\rm B}}{L}\right)^{\frac{1}{4}}$$
(8)

Приведенный коэффициент черноты поверхности изделия и окружающей среды определяется соотношением [48].

$$\varepsilon_{\rm np} = \left(\frac{1}{\varepsilon_{\rm n}} + \frac{1}{\varepsilon_{\rm okp}} - 1\right)^{-1} \tag{9}$$

При решении дифференциального уравнения (2) с начальными (1,3) и граничными условиями (4-6) применялся метод конечных разностей [49]. Для решения разностных аналогов двумерного уравнения использована схема расщепления по координатам [50]. Решение полученных одномерных разностных уравнений проводилось в два этапа. Построение итерационного цикла в связи с нелинейностью граничных условий (радиационный теплообмен с внешней средой). На каждом шаге итерационного цикла решалась линейная система уравнений методом прогонки с применением неявной четырехточечной разностной схемы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЕЖНОСТИ СПП.

Для анализа показателей надежности диодного модуля выбраны две математические модели – Аррениуса [14] и мультипликативная модель [37]. Мультипликативная математическая модель оценки надежности диодного модуля [37]:

$$\lambda_{\mathfrak{I}} = \lambda_{\delta} \cdot K_{p} \cdot K_{\phi} \cdot K_{\kappa} \cdot K_{\mathfrak{I}}, \qquad (10)$$

где: λ_{δ} –базовая интенсивность отказов силового прибора; K_p –коэффициент режима, зависящий от электрической нагрузки и температуры; K_{ϕ} –коэффициент функциональной специфики режима работы прибора; K_{κ} –

коэффициент уровня качества прибора; K_{2} – коэффициент жесткости условий эксплуатации.

Обоснованность выбора выражения (10) обусловлена результатами экспериментальных и теоретических работ по исследованию надежности и анализу причин отказов электрорадиоизделий (ЭРИ), выполненных 22 ЦНИИ МО совместно с предприятиями промышленности [37]. Однако, важно отметить, что базовые интенсивности отказов, используемые в математических моделях типа (10) при определении показателей надежности ЭРИ, приведены для температуры +25°С [37] и не учитывают, например, пространственную неоднородность температурных полей как внутри изделий, так и за его пределами.

Согласно [37], у полупроводниковых приборов не СВЧ диапазона в 80% случаев происходят параметрические отказы. Данный вид отказов связан с физикохимическими процессами деградации (старения) полупроводниковой структуры прибора. Как известно, скорость старения (накопление деградационных состояний) зависит не только от начального состояния СПП, но режимов электрической нагрузки и температурных условий эксплуатации и хранения [16,37,51]. Поэтому анализ показателей надежности типичного устройства силовой электротехники (диодного модуля) также проводился на основании математической модели, для которой Т является одним из важнейших факторов [14].

В соответствии с моделью Аррениуса интенсивность отказов экспоненциально зависит от температуры [14]:

$$\lambda_{\rm A}(T) = C \cdot \exp(\frac{-E}{kT}) \tag{11}$$

где С-константа, Е -энергия активации, k-постоянная Больцмана.

Температура, используемая в зависимости (11), определялась по результатам решения двумерного нестационарного уравнения теплопроводности (2) с соответствующими краевыми условиями.

Характерной конструкционной особенностью диодного модуля (рис. 1) является наличие изолирующего металлокерамического основания, через которое осуществляется теплоотвод (область 2, рис.1). Поэтому анализ показателей надежности СПП (модели (10) и (11)) проводился для трех возможных способов пространственной конфигурации диодного модуля в типичных условиях эксплуатации при выпрямительном режиме работы прибора. Температура окружающей среды варьировалась в диапазоне от 25 до 45°С.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Характерный вид температурного поля моделируемого объекта (диодного модуля) при температуре окружающей среды T=25°C в момент времени t=600 с показан на рис.2



Рис. 2. Температурное поле моделируемого объекта.

Представленное на рис.2 температурное поле СПП является типичным для заданных начальных условий и режима эксплуатации. Анализ характера распространения тепла по поверхности модуля (рис.1) показывает, что температура наиболее нагретой области (рис.2) на 5-10°С выше чем Тпер. Температурное поле рассматриваемого прибора является существенно неоднородным и характеризуется значительными градиентами Т. Поэтому прогнозирование показателей надежности СПП с применением модели Аррениуса целесообразно по средней (T_{ср}) и максимальной (Т_{макс}) температурам исследуемого объекта.

Результаты численного моделирования показателей надежности (интенсивности отказов) СПП приведены на рис. 3. Поведение функции интенсивности отказов $\lambda_A(T)$ свидетельствует не только о значительных различиях в оценках надежности по моделям (10) и (11), но и о высокой степени зависимости прогностической модели Аррениуса (кривые 2 и 3 на рис.3) от расчетной (принимаемой) температуры.



Рис. 3. Интенсивность отказов СПП при температуре окружающей среды T=25 °C, t=600c. (1 – мультипликативная модель (10); 2 – модель Аррениуса (при Тср); 3 – модель Аррениуса (при Тмакс).

Анализ зависимостей представленных на рис.3 показывает, что численные значения λ_A ($T_{\text{макс}}$), рассчитанные по модели Аррениуса (11), в 141 раз выше полученных по мультипликативной модели (10) для времени работы 600с. и температуры окружающей среды 25 °С. При этом для средней температуры по прибору показатель надежности ниже в 27 раз. Отношение интенсивностей отказов по модели Аррениуса λ_A ($T_{\text{макс}}$) к λ_A (T_{cp}) составило 5,2 при прочих равных условиях. Очевидно, что при повышении Т в диапазоне рабочих температур СПП (например, при объективном увеличении температуры окружающей среды) интенсивность отказов приборов должна расти или, другими словами, значения показателей надежности должны уменьшаться. Последнее должно влиять, например, на эксплуатационный ресурс оборудования силовой электротехники и на надежность работы системы, элементами которой они являются.

В таблице представлены результаты численного анализа показателей надежности СПП для трех температур окружающей среды (T_B) и пространственных конфигурациях модуля. При определении интенсивности отказов λ_{\Im} значение коэффициента режима (K_p) соответствовало 50% от максимальной электрической нагрузки [37].

Вало 50% от максимальной электрической нагрузки [57]. Таблица. Отношение интенсивности отказов по мо-

дели Аррениуса ($\lambda_A(T)$) при $T_{\text{макс}}$ и $T_{\text{ср}}$ (в скобках) к мультипликативной модели (λ_2).

| Температу- | Пространственная ориентация диодно- | | | |
|----------------------------------|-------------------------------------|----------|----------|--|
| ра окру- | го модуля | | | |
| жающей | Горизонтальная | | Вертикац | |
| среды (Т _{окр}), °С | вверх | ВНИЗ | ная | |
| 25 | 141 (27) | 172 (34) | 155 (30) | |
| 35 | 198 (42) | 238 (51) | 217 (46) | |
| 45 | 273 (62) | 325 (75) | 297 (68) | |

Наибольшие различия в оценках показателя надежности СПП наблюдаются при расположении диодной сборки теплоотводящей поверхностью вниз. Например, при Т окружающей среды 45°С, интенсивность отказов по модели Аррениуса в 325 и 75 раз выше, для максимальной и средней по СПП температурам, соответственно. Повышение T_B с 25 до 45°С приводит к увеличению интенсивностей отказов приблизительно в два раза для Тмакс и более чем в два раза для Тср. Также следует отметить, что в условиях естественной конвекции интенсивность отказов выше на 10 и 18% при вертикальной конфигурации диодного модуля и теплоотводящей поверхностью вниз, соответственно, по сравнению с расположением вверх для $T_{\rm окр}=25^{\circ}$ С.

Значительные расхождения в оценках надежности вызваны несколькими причинами:

• существенная неоднородность температурного поля моделируемого устройства силовой электротехники (обусловлена локальными источниками тепловыделения);

• базовая интенсивность отказов (λ_{δ} в уравнение 10), используемая в оценке λ_{\Im} , определена для $T_{oxp}=25^{\circ}C.$;

• с ростом T_B происходит снижение интенсивности конвективного теплообмена, что вызывает еще большую неоднородность температурных полей при соответствующем увеличении максимальных и средних температур по прибору.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование мультипликативной модели (10) в оценках интенсивности отказов СПП приводит к значительному завышению эксплуатационного ресурса приборов. Прогнозирование показателей надежности СПП необходимо проводить на основании анализа реального нестационарного неоднородного теплового режима прибора.

Предлагаемый математический аппарат для анализа тепловых режимов СПП может стать основой методов РОF. Использование методов РОF в прогнозировании надежности полупроводниковых устройств создает предпосылки для минимизации количества приемосдаточных испытаний, а в последующем, методы, основанные на физике отказов, могут стать важной составляющей концепций PDfR (PDfR – Probabilistic Design for Reliability) [52] и DRM (DRM – Dynamic Reliability Management) [53].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 14-39-00003).

Список литературы:

- Грехов И.В. Силовая полупроводниковая электроника и импульсная техника // Вестник российской академии наук. 2008. Т.78. № 2. С. 106-131.
- Ланцов В., Эраносян С. Интеллектуальная силовая электроника: от настоящего к будущему // Силовая электроника. 2009. № 22. С. 6-12.
- 3. Федоров А. Повышение эффективности электротехнических устройств как аспект стратегии энергосбережения // Силовая электроника. 2010. № 25. С. 4-6.
- Бормотов А., Гришанин А., Мартыненко В., Мускатиньев В., Чибиркин В. Современные силовые полупроводниковые приборы для энергоэффективных технологий // Электроника: наука, технология, бизнес. 2010. №4. С. 36-45.
- Ланцов В., Эраносян С. Электронная компонентная база силовых устройств // Силовая электроника. 2009. № 23. С. 4-7.
- Ланцов В., Эраносян С. Электронная компонентная база силовых устройств. Часть 2. // Силовая электроника. 2010. № 24. С. 6-11.
- Ланцов В., Эраносян С. Электронная компонентная база силовых устройств. Часть 3. // Силовая электроника. 2010. № 25. С. 8-14.
- Колпаков А. Оптимизация характеристик силовых модулей для сложных условий эксплуатации // Силовая электроника. 2008. № 1. С. 22-28.
- ГОСТ 15150-69 Исполнения для различных климатических районов. Категории, условия эксплуатации, хранения и транспортирования в части воздействия климатических факторов внешней среды.
- Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. New approach to the mathematical modeling of thermal regimes for electronic equipment // Russian Microelectronics. 2008. № 2. P. 131-138.
- Кузнецов Г.В., Белозерцев А.В. Численное моделирование температурных полей силовых транзисторов с учетом разрывов коэффициентов переноса // Известия Томского политехнического университета. 2005. Т.308. № 1. С. 150-154.
- Levinshtein M.E., Ivanov P.A., Mnatsakanov T.T., Palmour J.W., Das M.K., Hull B.A. Self-heating and destruction of high-voltage 4h-sic rectifier diodes under a single short current surge pulse // Semiconductors. 2008. T. 42. № 2. C. 220-227.
- Levinshtein M.E., Ivanov P.A., Mnatsakanov T.T., Palmour J.W., Das M.K., Hull B.A. Self-heating and loss of thermal stability under a single current surge pulse in high-voltage 4h-sic rectifier diodes // Semiconductor Science and Technology. 2008. T. 23. № 8. C. 085011.
- Борисов А. А., Горбачева В. М., Карташов Г. Д., Мартынова М. Н., Прытков С. Ф. Надежность зарубежной элементной базы // Зарубежная радиоэлектроника. 2000. № 5. С. 34-53.
- Назарычев А.Н., Андреев Д.А., Педро Антонио, Киреев Е.А. Исследование влияния температуры окружающей среды на расход ресурса электрооборудования // Вестник Ивановского государственного энергетического университета. 2009. № 3. С. 57-60.
- Семёнов Г.М., Сухов А.В. О надёжности эксплуатации силовых полупроводниковых приборов за пределами срока службы в преобразовательных агрегатах // Электротехника. 2006. №10. С. 9-13.
- Аксенов А.А., Жлуктов С.В., Кудимов Н.Ф., Сон Э.Е., Таран М.Д., Третьякова О.Н., Шишаева А.С. О моделировании сложного теплообмена в силовых трансформаторах большой мощности // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2013. №2. С. 131-140.

- Валуйских А.О., Дулькин И.Н., Филиппов А.А., Цфасман Г.М. Моделирование теплового режима трансформатора в системах управления, мониторинга и диагностики // Электро. 2008. №1. С. 15-19.
- Беспалов В.Я., Мощинский Ю.А., Цуканов В.И. Упрощенная математическая модель нестационарного нагрева и охлаждения обмотки статора асинхронного двигателя // Электричество. 2003. № 4. С. 20-26.
- P.van Duijsen, P. Bauer, J. Leuchter Thermal Models for Semiconductors // 14th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC), 2010. T.1. P. 23-28.
- Булычев А.В., Ерохин Е.Ю., Поздеев Н.Д., Филичев О.А. Тепловая модель асинхронного двигателя для цепей релейной защиты // Электротехника. 2011. № 3. С. 26 - 30.
- Jong, E.C.W; Ferreira, J.A; Bauer, P. Thermal design based on surface temperature mapping // Power Electronics Letters, IEEE. V.3. 2005. P. 125-129.
- Власов А.Б. Оценка теплового состояния электрической машины на основе количественной термографии // Электротехника. 2012. №3. С. 13-18.
- Власов А.Б. Дистанционная оценка величины тепловых потоков оборудования на основе тепловизионной диагностики // Электротехника. 2006. № 4. С. 45-49.
- 25. Измайлов В.В., Новосёлова М.В., Наумов А.Е. Прогнозирование остаточного ресурса электроконтактных соединений на основе статистического анализа данных тепловизионного мониторинга // Электротехника. 2009. №5. С. 59-63.
- Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Numerical modeling of temperature fields in the elements and units of electronic systems // Russian Microelectronics. 2009. № 5. P. 312-319.
- 27. Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. On the possibility of controlling thermal conditions of a typical element of electronic equipment with a local heat source via Natural Convection // Russian Microelectronics. 2010. № 6. P. 427-442.
- Kuznetsov G.V., Sheremet M.A. Efficient control over heat transfer and hydrodynamics in closed regions due to optimal selection of materials for enclosure walls and external heat load // Russian Microelectronics. 2011. № 5. P. 326-332.
- Кравченко Е.В., Ивлева Д.Ю. Надежность работы узла авиационной радиоэлектроники в стационарном режиме работы при пониженном атмосферном давлении // Фундаментальные исследования. 2013. №6-5. С. 1079-1084.
- Kuznetsov G.V., Kravchenko E.V. The peculiarities of modeling reliability parameters for printed circuit assembly electronics working in cycling mode // Elektromagnitnye Volny i Elektronnye Systemy. 2005. №11-12, P. 19-22.
- Фокин Ю.А., Осипов Я.Н. Структурно функциональные характеристики в расчетах надежности сложных электроэнергетических систем // Электричество. 2010. №5. С. 7-14.
- Афанасьев В.В., Кожевников В.М., Данилов М.И., Ястребов С.С., Романенко И.Г., Демин М.С. Оценка надежности электроэнергетической системы при перспективном планировании развития системы на основе анализа режимов ее работы // Надежность. 2012. №3 (42). С. 46-55.
- 33. Измайлов В.В., Новоселова М.В., Наумов А.Е. Применение статистических методов для прогнозирования остаточного ресурса электроконтактных соединений // Электротехника. 2008. №1. С. 51-56.
- Салтыков В.М., Сулейманова Л.М. Прогнозирование эксплуатационного ресурса силовых трансформаторов предприятий электриче-

ских сетей методами вероятностного моделирования // Известия высших учебных заведений. Электромеханика. 2007. №6. С.65-67.

- M.Sefidgaran, M. Mirzaie, A. Ebrahimzadeh Reliability model of the power transformer with ONAF cooling // International Journal of Electrical Power&Energy Systems. 2012. V.35, Issue 1, P. 97-104.
- 36. Новиков М.А., Рашитов П.А., Ремизевич Т.В., Федорова М.И. Выбор числа резервных тиристоров для мощного полупроводникового фазоповоротного устройства по результатам прогнозирования показателей надежности // Электротехника. 2013. №12. С. 29-35.
- Надежность электрорадиоизделий: Справочник // под.ред. С.Ф. Прытков, В.М. Горбачева, А.А. Борисов и др. М.: 22 ЦНИИИ МО РФ, 2002.
- 38. Демут Ф., Колпаков А. Главное не перегреть! Силовые модули для гибридного и электрического транспорта // Силовая электроника. 2010. № 27. С. 26-29.
- 39. Кузнецов Г.В., Белозерцев А.В. Численное моделирование пространственного поля температур в силовом транзисторе // Радиотехника. 2006. № 3. С. 62-66.
- 40. W. Li Incorporating aging failures in power system reliability evaluation // IEEE Trans Power Syst. 2002. №17. P. 918-923.
- 41. M.H.J. Bollen Effects of adverse weather and aging on power system reliability // IEEE Trans Ind Appl. 2001. №37. P. 452-457.
- M. Stötzel, M. Zdrallek, W.H. Wellssow Reliability calculation of MVdistribution networks with regard to aging in XLPE-insulated cables // IEEE Proc Gen Transm Distrib. 2001. №148. P. 597-602.
- Исмагилов Ф.Р., Максудов Д.В. Метод оценки остаточного ресурса эксплуатации изоляции электротехнических устройств // Электротехника. 2012. №2. С. 60-63.
- 44. Зенова Е.В., Чернышёв В.А., Кисляков М.А., Посохин А.В. Оценка и прогнозирование состояния изоляционных промежутков энергетического оборудования высокого напряжения // Вестник Московского энергетического института. 2011. №2. С.40-44.
- 45. D.A. Silva, E.C.M. Costa, J.L. Franco, M. Antonionni, R.C. Jesus, S.R. Abreu, K. Lahti, L.H.I. Mei, J. Pissolato Reliability of directly-molded polymer surge arresters: degradation by immersion test versus electrical performance // International Journal of Electrical Power & Energy Systems. 2013.V.53. P. 488-498.
- 46. Кузнецов Г.В., Кравченко Е.В. Анализ деструкции полимерного материала изделий электронной техники в условиях пространственной неоднородности температурных полей // Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. №3. С. 4-12.
- Kuznetsov G.V., Kravchenko E.V. Influence of polymer aging on reliability indices of a typical printed-circuit assembly of radioelectronic equipment // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2007. T. 80. №5. C. 1050-1054.
- Дульнев Г. Н. Тепло- и массобмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа, 1984.
- 49. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
- 50. Пасконов В. М., Полежаев В. И, Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984.
- Sasse G.T., Combrié M. The temperature dependence of mixed mode degradation in bipolar transistors // Microelectronics Reliability. 2012. № 52. P. 1913–1917.
- 52. E. Suhir When adequate and predictable reliability is imperative // Microelectronics Reliability. 2012. № 52. P. 2342-2346.
- Y. Wang, M. Enachescu, S.D. Cotofana, L. Fang Variation tolerant onchip degradation sensors for dynamic reliability management systems // Microelectronics Reliability. 2012. № 52. P. 1787–1791.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-5-04, 8-5-06

УДК 536.244:697.921.4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗДУХО-ВОЗДУШНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ИЗМЕНЕНИЕМ НАПРАВЛЕНИЯ ПОТОКА

Низовцев М. И.^{1, 2}, Бородулин В. Ю.¹, Захаров А. А.², Летушко В. Н.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

АННОТАЦИЯ

В работе приведены результаты экспериментального исследования и численного моделирования процесса теплообмена в воздухо-воздушном теплообменнике с периодическим изменением направления воздушного потока. Предложена модель расчета работы теплообменника, результаты расчетов по предложенной модели удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. Экспериментально и теоретически определена зависимость эффективности работы воздухо-воздушного теплообменника от расхода воздушного потока, показано, что эффективность линейно увеличивается с уменьшением расхода.

введение

Теплообменные аппараты для утилизации тепла и холода вентиляционного воздуха в последнее время получили широкое распространение, так как позволяют значительно сократить энергетические затраты на нагрев или охлаждение вентиляционного воздуха [1-5]. В настоящее время наиболее широко применяются следующие типы воздушных утилизаторов тепла и холода вентиляционного воздуха: рекуперативного типа на базе пластинчатых воздухо-воздушных теплообменников [2], регенеративные вращающиеся [3], с промежуточным теплоносителем [4]. В тоже время, активно продолжаются работы по разработке новых перспективных конструкций таких аппаратов [5-10]. При сходных массогабаритных характеристиках наибольшей энергетической эффективностью обладают регенеративные вращающиеся теплоутилизаторы (80 – 95 %), далее следуют рекуперативные (до 65 %) и менее эффективны теплоутилизаторы с промежуточным теплоносителем (45 – 55 %) [4].

Среди различных конструкций теплоутилизаторов большие перспективы имеют аппараты периодического действия с изменяющимся направлением воздушного потока [6,7]. В процессе работы аппаратов такого типа регенеративная насадка через воздушные каналы периодически продувается то нагретым, то холодным воздухом, при этом аккумулирование тепла происходит на этапе удаления вентиляционного воздуха из теплого помещения, а регенерация тепла имеет место при нагреве холодного внешнего воздуха теплой насадкой в процессе его поступления в помещение. Для таких аппаратов в зимний период характерна высокая устойчивость к обмерзанию, а также поддержание нормального уровня влажности внутреннего воздуха. Небольшие размеры, малое энергопотребление и тепловая эффективность 70-90% позволяют применять их автономно в системах вентиляции отдельных квартир. Дальнейшее совершенствование регенеративных теплообменников периодического действия с целью интенсификации в них теплообменных процессов и снижения габаритов является актуальной задачей.

В работе приведены результаты экспериментального исследования и численного моделирования процесса теплообмена в регенераторах тепла и холода вентиляционного воздуха периодического действия.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальный стенд включал в себя установку вентиляционную рекуперативную канальную (УВРК-50К) (рис. 1), измерительные датчики, компьютерную систему сбора и обработки информации. УВРК-50К состояла из регенеративной канальной насадки, реверсивного вентилятора и корпуса. Регенеративная насадка из полипропилена (рис. 2) была представлена двумя блоками, расположенными последовательно, длиной 60 мм и 120 мм (общая длина L = 180 мм) и наружным диаметром 198 мм. Размеры прямоугольных каналов насадки составляли $3,25 \times 1,5$ мм с толщиной стенки между каналами 0,5 мм.

Для измерения температуры было установлено 8 хромель-копелевых термопар с диаметром проволоки 0,2 мм. Четыре термопары были расположены непосредственно в воздушных каналах насадки в сечениях: x/L = 0, 0.17, 0.33, 0.67, 1 (места установки условно показаны на рис.1, *х*-продольная координата). Дополнительно три термопары были установлены в стенку между каналами в сечениях x/L = 0, 0.33 и 1 (места установки показаны на рис.1). Термопары подключались к многоканальному АЦП, который был соединен с персональным компьютером.

Температурные измерения проводились либо в режиме "быстрого канала", либо в режиме "многоканальных измерений". В режиме "быстрого канала" измерения выполнялись по выбранному каналу через 0.05 секунды в течение 300 секунд. В режиме "многоканальных измерений" за 6 секунд проводилось 20 измерений по каждому каналу, и среднее значение температуры по каждому каналу фиксировалось в памяти компьютера.


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1,2 — канальная насадка; 3 — реверсивный вентилятор, 4 —корпус; 5 —теплоизоляция;6 —стена здания; 7 — термопары насадки, 8 — термопары воздушные.



Рис.2. Канальная насадка.

В "многоканальном" режиме измерения продолжались 20-30 минут после выхода установки на рабочий режим.

До установки воздухо-воздушного теплообменника в стену здания в лабораторных условиях были проведены измерения скоростей и расходов воздушных потоков через теплообменник. Типичная зависимость изменения относительной скорости и/и_{тах}, где и -измеряемая скорость, а и_{тах} – максимальная скорость через теплообменник приведена на рис.3. Время цикла работы реверсивного вентилятора τ_0 составляло 82 с., при этом половину времени цикла вентилятор вращался в одну сторону, формируя воздушный поток через канальную насадку определенного направления, а вторую половину цикла вентилятор вращался в другую сторону, создавая воздушный поток противоположного направления. Переходный процесс торможения вращения вентилятора и его последующий разгон вращения в другом направлении по результатам измерений составлял 7 с. При измерениях скоростей воздушных потоков было обнаружено, что максимальная скорость воздушного потока в одном направлении превышала максимальную скорость в другом. Экспериментально были определены зависимости максимальных расходов воздушных потоков через насадку при вращении вентилятора в разные стороны G_{1max} и G_{2max} от положения переключателя питания вентилятора *n* (рис.4). Согласно выполненным измерениям разница в расходах воздуха увеличивалась с 7 % до 20 % при увеличении среднего расхода через теплообменник от 23 м³/час до 50 м³/час. При установке теплообменника в стену здания для проведения тепловых измерений он

располагался таким образом, что расход воздуха из помещения через теплообменник превышал расход воздуха, поступающий через него в помещение.



Рис.3. Изменение скорости воздушного потока.



2. РАС ЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООБМЕНА

Для описания работы воздухо-воздушного теплообменника с периодическим изменением направления воздушного потока была разработана расчетная модель, согласно которой регенеративная насадка представляла собой систему параллельных прямоугольных теплообменных каналов, отделенных друг от друга тонкими перегородками (рис.5).



Рис. 5. Поперечное сечение регенеративной канальной насадки.

Из соображений симметрии принималось, что через границы, показанные на рисунке пунктиром, отсутствуют тепловые потоки, поэтому, при анализе теплообменных процессов можно было ограничиться рассмотрением одиночного канала. Фазовые превращения для простоты не учитывались.

Уравнения переноса тепла в несжимаемой жидкости при условии пренебрежения вязкой диссипацией можно записать в виде:

$$\rho_a c_a \cdot \left(\frac{\partial t_a}{\partial \tau} + \vec{u} \cdot \nabla t_a \right) = \lambda_a \cdot \Delta t_a + q,$$

где индекс «а» указывает на принадлежность параметров воздуху. Для оценки вкладов в общий теплообмен конвективного и молекулярного переноса использовался критерий Пекле. Число Пекле определялось по формуле $Pe = u \cdot L/\chi_a$, где u - скорость воздуха в канале, L-длина канала, χ_a - коэффициент температуропроводности воздуха. При малых значениях Pe (Pe < 1) в теплообмене будет преобладать молекулярная теплопроводность, а при больших значениях наоборот - конвективный перенос теплоты. Для рассматриваемых режимов течения воздуха оценка значения числа Пекле даёт величину ~ 10^4 , поэтому в одномерной постановке уравнение теплообмена можно записать в виде:

$$\rho_a \cdot c_a \cdot \frac{\partial t_a}{\partial \tau} + \rho_a \cdot c_a \cdot u \cdot \frac{\partial t_a}{\partial x} = q$$

В канале обмен тепловой энергией осуществляется через поверхность контакта и в полной постановке задачи может моделироваться с помощью граничных условий. В случае построения одномерной модели, теплообмен можно моделировать с помощью источникового члена. Плотность тепловой мощности *q* такого источника запишем в виде:

$$q = \frac{\Delta Q}{S \cdot \Delta L}, \quad \Delta Q = -\alpha \cdot \Pi \cdot \Delta L \cdot (t_a - t_r),$$

где α – коэффициент теплоотдачи, ΔL - длина элемента канала вдоль продольной оси, S –площадь сечения канала, а Π – его периметр, $(t_a - t_r)$ – разность температуры воздуха и стенки канала в одном и том же сечении. Окончательно уравнение теплообмена для воздуха в канале можно записать в виде:

$$\frac{\partial t_a}{\partial \tau} + u \cdot \frac{\partial t_a}{\partial x} = -\frac{\alpha \cdot \Pi \cdot (t_a - t_r)}{\rho_a \cdot c_a \cdot S} \,. \tag{1}$$

Тепловой баланс в стенке теплообменного канала запишем в виде уравнения теплопроводности с источниковым членом *q*:

$$\rho_r c_r \, \frac{\partial t_r}{\partial \tau} = \lambda_r \Delta t_r + q$$

Здесь плотность мощности источника тепла *q* определялась аналогично предыдущему уравнению:

$$q = \frac{\alpha \cdot \Pi \cdot \left(t_a - t_r\right)}{S_r}$$

где *S_r* – площадь поперечного сечения стенки канала. В одномерной постановке задачи результирующее уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial t_r}{\partial \tau} = \chi_r \frac{\partial^2 t_r}{\partial x^2} + \frac{\alpha \cdot \Pi}{\rho_r \cdot c_r \cdot S_r} \cdot (t_a - t_r).$$
(2)

Дополним систему уравнений (1), (2) граничными и начальными условиями. Граничные условия в краевых сечениях стенки канала считались адиабатными, поэтому:

$$\frac{\partial t_r}{\partial x}\Big|_{x=0} = \frac{\partial t_r}{\partial x}\Big|_{x=L} = 0.$$
 (3)

Поскольку, операторная часть уравнения (1) соответствует гиперболическому уравнению переноса, то для замыкания необходимо было задать только одно граничное условие со стороны правого или левого краевого сечения канала в зависимости от направления воздушного потока. Так, в случае, когда поток воздуха поступает в канал в сечении x=0:

$$t_a(x,\tau)\big|_{x=0} = t_{h1}(\tau) ,$$

$$t_a(x,\tau)\Big|_{x=L} = t_{c1}(\tau).$$
(4)

Начальное распределение температуры воздуха и материала насадки принималось одинаковым:

в сечении x=L:

$$t_r(x,\tau)\Big|_{\tau=0} = t_a(x,\tau)\Big|_{\tau=0} = f(x).$$
 (5)

Решение системы уравнений (1) и (2) при граничных условиях (3) и (4) с начальным распределением температуры (5) получено конечно-разностным методом [11]. Разностные уравнения, которые аппроксимируют исходную дифференциальную систему, были записаны для равномерной координатной сетки. Вычисления для разных слоёв сетки по времени проводились методом простых итераций, при этом приближённое решение на каждом шаге итераций для уравнения переноса осуществлялось методом бегущего счёта, а для уравнения теплопроводности – методом скалярной прогонки. Разностная схема для уравнения переноса была построена по двухслойной неявной схеме на 3-х точечном шаблоне, а для уравнения теплопроводности использована двухслойная неявная схема на 4-х точечном шаблоне. Результирующая скорость сходимости соответствовала первому порядку точности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И РАСЧЁТОВ

В ходе выполнения экспериментов при установке теплообменника в стену здания были проведены измерения изменения с течением времени температуры воздуха и насадки в разных сечениях при различных расходах воздуха. На рис.6 в качестве примера приведены результаты изменения температуры воздуха в сечениях канальной насадки x/L = 0, 0.67, 1 (отсчет координаты x от внутренней поверхности насадки согласно рис.1) при температуре воздуха на улице $t_{c1} = -23$ °С и температуре воздуха в помещении $t_{hl} = +22$ °C при среднем расходе воздуха через теплообменник 51 м³/час. Средний расход воздуха определялся, как $G = (G_h + G_c)/2$. На рис.6 сплошными линиями приведены результаты расчетов температуры воздуха по предложенной методике расчета, видно достаточно хорошее не только качественное, но и количественное согласование результатов расчетов и экспериментов.



Рис.6. Изменение температуры воздуха в различных сечениях насадки.

Для анализа удобно рассмотреть изменение температуры воздуха или материала насадки в безразмерном виде:

$$\theta_i = \frac{t_i - t_{c1}}{t_{h1} - t_{c1}}, \qquad (6)$$

где индекс *i* заменяется на «*a*» для воздушного потока или - на «*r*» для материала насадки.

Изменение безразмерной температуры воздуха в различных сечениях насадки в режиме "многоканальных измерений" показано на рис.7, здесь и далее условия проведения эксперимента соответствуют описанным ранее для рис.6. Режим «многоканальных измерений» в отличие от режима «быстрого канала» позволял одновременно проводить измерения по всем каналам, хотя и с меньшей частотой, что оказалось более удобным при измерениях. Линиями на рис.7 приведены результаты численных расчетов по разработанной модели, получено удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных результатов. Из данных, представленных на рисунке в крайних сечениях канальной насадки со стороны помещения и со стороны улицы в изменениях температуры можно выделить три участка: первый участок относительно стабильной температуры, второй участок плавного изменения температуры и третий короткий по времени резкого изменения температуры. В центральных сечениях насадки временные профили изменения температуры воздуха имели более симметричную форму.



Рис.7. Изменение относительной температуры воздуха в различных сечениях насадки.

На рис.8 приведены данные изменения в разных сечениях безразмерных температур материала матрицы с течением времени полученные экспериментально и в результате численных расчетов.



чис.8. изменения относительных температур материала насадки в разных сечениях.

Из представленных результатов следует, что температура материала матрицы, как и температура воздуха в ее каналах, колебалась с периодом работы реверсивного вентилятора, при этом разница температуры матрицы и воздуха определяла направление и величину теплопереноса. Результаты эксперимента и расчета разницы безразмерной температуры воздуха и материала насадки в одном из внутренних сечений (x/L = 0.67) показаны на рис.9. Данные расчета и эксперимента подтверждают, что половину периода работы реверсивного вентилятора температура воздушного потока в данном сечении насадки была больше температуры материала насадки, и таким образом тепло передавалось от потока к насадке. В течение следующего полупериода температура материала насадки была меньше температуры потока, и воздушный поток забирал тепло аккумулированное насадкой в предыдущий полупериод.



Рис.9. Разница относительных температур воздуха и насадки в сечении x/L = 0.67.

Эффективность работы теплообменника можно определить [12], как $\varepsilon = W/W_{max}$, где W – тепловая мощность, при $W = W_h$ - тепловая мощность, аккумулируемая насадкой при движении воздушного потока через теплообменник на улицу, и $W = W_c$ – тепловая мощность нагрева насадкой воздушного потока при его поступлении в помещение. W_{max} –максимально возможная мощность, $W_{max} = (c\rho u)_{min}(t_{h1}-t_{c1})$, где $(c\rho u)_{min}$ – минимальное из $(c\rho u)_h$ и $(c\rho u)_c$. Таким образом, эффективность:

$$\varepsilon = \frac{(c\rho u)_c}{(c\rho u)_{\min}} \times \frac{t_{c2} - t_{c1}}{t_{h1} - t_{c1}} = \frac{(c\rho u)_h}{(c\rho u)_{\min}} \times \frac{t_{h1} - t_{h2}}{t_{h1} - t_{c1}} = \frac{c\rho u}{(c\rho u)_{\min}} \times \varepsilon_t, (7)$$

где ε_t – температурная эффективность.



Рис.10. Изменение относительной скорости (а) и температурной эффективности (б).

На рис.10а приведены результаты расчетов и экспериментального определения локальной температурной эффективности за время работы теплообменника равное 2 циклам реверсивного вентилятора, а на рис.10б показано соответственное изменение относительной скорости воздушного потока. На участке 1 - 2 $u/u_{max} = 1$, воздушный поток был направлен из помещения на улицу, и температурная эффективность постепенно снижалась. На следующем этапе вентилятор переключился на вращение в другую сторону, что привело к резкому увеличению температурной эффективности. После этого воздушный поток вновь стабилизировался, но уже был направлен с улицы в помещение при этом $u/u_{max} = -0.9$, что привело на участке 3 - 4 к постепенному снижению температурной эффективности. Снижение температурной эффективности на участке 1 - 2 было более значительным, чем на участке 3 – 4, что было связано с дисбалансом в расходах воздушных потоках при разных направлениях вращения вентилятора.

Зависимости средней температурной эффективности от среднего расхода воздуха через теплообменник, полученные по результатам экспериментов и расчетов представлены на рис.11. Из приведенных на рисунке данных следует, что средняя температурная эффективность была выше при поступлении воздушного потока через теплообменник с улицы, чем при обратном его движении, что было связано, как отмечалось ранее, с дисбалансом его расходов. Таким образом, изменяя соотношение расходов Gh/Gc, можно менять температурную эффективность и, таким образом, влиять на среднюю температуру воздуха, поступающего в помещение. Следует отметить, что средняя температурная эффективность увеличивалась практически линейно с уменьшением среднего расхода воздуха через теплообменник. На рисунке пунктирной линией показана зависимость расчетной средней температурной эффективности от расхода воздуха при сбалансированности воздушных потоков через теплообменник.



Рис. 11.3ависимость средней температурной эффективности от расхода воздуха; при G_c/G_h= 0.9: поток с улицы 1эксперимент, 3-расчет; поток из помещения 2-эксперимент, 4- расчет; при G_c/G_h=1: 5-расчет.

С использованием (7) была определена зависимость средней эффективности работы теплообменника с периодическим изменением направления воздушного потока от среднего расхода воздуха через теплообменник (рис.12). Средняя эффективность работы теплообменника линейно увеличивалась с уменьшением среднего расхода.



Рис.12. Средняя температурная эффективность при G_c/G_h= 0.9: 1- поток с улицы, эксперимент; 2- поток из помещения, эксперимент; 3 - расчет.

Исследования воздухо-воздушного теплообменника с канальной насадкой и периодическим изменением направления скорости воздушного потока показали его высокую эффективность, так эффективность работы теплообменника при среднем воздушном потоке через него 50 м³/час составляла 0.84. Результаты определения средней эффективности теплообменника с дисбалансом расхода 0.9 в диапазоне расходов 10-80 м³/час удовлетворительно описывались расчетной зависимостью:

$$\varepsilon = 1.019 - 0.0036G$$
 (8)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована эффективность воздухо-воздушного теплообменника с периодическим изменением направления воздушного потока с насадкой канального типа. Получена зависимость эффективности работы теплообменника от среднего расхода воздушного потока, показано, что она линейно увеличивается с уменьшением расхода. Получена эффективность теплообменника 0.84 при среднем расходе воздуха 50 м³/час. Показано, что изменением соотношения расходов через теплообменник можно регулировать температуру воздуха на выходе из теплообменника.

На основе численного решения системы уравнений баланса тепла в воздушном потоке и в материале канальной насадки предложена расчетная модель теплообменных процессов воздухо-воздушного теплообменника с периодически изменением направления воздушного потока. Результаты расчетов по предложенной модели удовлетворительно совпадали с результатами экспериментальных исследований, что подтверждает ее корректность. В дальнейшем предполагается использовать данную расчетную модель для оптимизации геометрических и режимных параметров воздуховоздушных теплообменников с периодическим изменением направления воздушного потока.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- t температура, °C;
- t_{hl}, t_{cl} температура воздуха у «тёплого» и «холодного» входного сечения воздушного канала, °C;
- *L* длина канала, м;
- *G* расход воздуха, м³/час;
- S площадь поперечного сечения канала, м²;
- S_r площадь поперечного сечения стенок канала, м²;
- *W* тепловая мощность, Вт;
- с удельная изобарная теплоёмкость, Дж/(кг.°С);
- q плотность мощности источника тепла, Дж/м³;
- τ время, с;
- и скорость воздушного потока, м/с;
- *х* продольная координата, м;
- П периметр сечения воздушного канала, м;
- ∝ коэффициент теплоотдачи, Вт/(м2 · °С);
- λ коэффициент теплопроводности, Bт/(м·°C);
- ho плотность, кг/м3;
- е эффективность теплообменника;
- єt температурная эффективность теплообменника;
- θ безразмерная температура;
- χ коэффициент температуропроводности, м2/с;

индексы:

- а воздух;
- *с* воздушный поток с низкой температурой на входе;
- *h* воздушный поток с высокой температурой на входе;
- r регенеративная насадка;

тах — максимальное значение;

- *min* минимальное значение;
- *1* вход;

2 — выход.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 14-19-00402.

Список литературы:

- Mardiana Idayu A., Riffat S.B. Review on heat recovery technologies for building applications // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2012. № 16. P. 1241 - 1255.
- Fernandez-Sera J., Diz R., Uhia F. J., Dopazo A., Ferro J. M. Experimental analysis of an air-to-air heat recovery unit for balanced ventilation systems in residential buildings// Energy Conversion and Management. 2011. № 52. P. 635-640.
- Nasr M. R., Fauchoux M., Besant R. W., Simonson C. J. A review of frosting in air – to – air energy exchangers. //Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2014. № 30. P. 538-554.
- Moghaddam D. G., Oghabi A., Ge G., Besant R. W., Simonson C. J. Numerical model of a small-scale liquid- to – air membrane energy exchanger: Parametric study of membrane resistance and air side convective heat transfer coefficient//Applied Thermal Engineering. 2013. № 61. P. 245-258.
- Низовцев М. И. Экспериментальное исследование динамических и тепловых характеристик дискового вентилятора - регенератора тепла вентиляционного воздуха//Известия Вузов. Строительство. 2007. № 10. С. 46-50.
- Ланда Ю. И. Децентрализованная рекуперативная вентиляция квартир// Энергосбережение. Спецвыпуск. 2012. №12. С.40-43.
- Захаров А.А., Низовцев М.И. Экспериментальные исследования регенератора тепла вентиляционного воздуха с изменяющимся направлением воздушного потока// Научный вестник НГТУ. 2014. №1(54). С. 143-150.
- Низовцев М. И., Яворский А. И., Летушко В. Н., Бородулин В. Ю. Экспериментальное исследование воздухо-воздушного теплообменника с промежуточным теплоносителем для утилизации тепла вентиляционного воздуха; Научно-практическая конференция «Энерго - и ресурсоэффективность малоэтажных жилых зданий». Новосибирск. ИТ СО РАН. 2013. С. 43-49.
- Calay R. K., Wang W. C. A hybrid energy efficient building ventilation system// Applied Thermal Engineering. 2013. № 57. P.7-13.
- Aristov Yu. I., Mezentsev I. V., Mukhin V. A. A new approach to regenerating heat and moisture in ventilation systems// Energy and Buildings. 2008. № 40. P.204-208.
- 11. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы; М.: Наука, 1989. 430 с.
- W.M. Kays, A.L. London, Heat Exchanger Thermal and Pressure-Drop Design. Compact Heat Exchangers; McGraw-Hill Book Company, Stanford, 1984. P.16–20.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 8-5-12

УДК 621.32 ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СВЕТОДИОДНОЙ МАТРИЦЫ

Низовцев М.И., Стерлягов А.Н., Летушко В.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Доклад посвящен экспериментальному исследованию изменения температуры на поверхности светодиодной матрицы с помощью метода ИК-термографии. На основании анализа термограмм определены темп разогрева и максимальные температуры поверхности светодиодной матрицы. В докладе также приведены данные по исследованию теплового режима работы уличного светодиодного светильника с помощью контактных измерений температуры и плотности теплового потока.

введение

В последнее время все большее распространение получают энергоэффективные источники света с использованием светодиодных матриц. Светодиодные матрицы (COB - chip-on-board) представляют собой группу светодиодных кристаллов, которые позволяют получать тот же световой поток, что и обычные лампы накаливания, но при существенно меньшей электрической мощности [1]. Помимо экономии электроэнергии, важным преимуществом светодиодных источников света является их значительно более длительный по сравнению с обычными источниками освещения срок службы. При выполнении ряда условий, срок службы светодиодов достигает 100 тыс. часов. При этом люминесцентная лампа имеет средний срок службы 10 тыс. часов, а лампа накаливания – 1 тыс. часов. [2]. Срок службы светодиодов зависит от их типа и проходящего через них тока. Чем больший ток пропускается через светодиод, тем выше его температура [3]. Вследствие этого, использование мощных светодиодных матриц связано с потенциальной опасностью существенного увеличения их температуры и сокращения срока службы.

Принципиальное требование при использовании светодиодов заключается в том, что максимально допустимая температура активного слоя (р-п перехода) не должна превышать 125°С [4], так как это может привести к необратимым дефектам светодиодов или их деградации. Повышенная температура р-п-перехода светодиода приводит к снижению яркости свечения и смещению рабочей длины волны светодиода, что негативно влияет на качество его работы [5]. Кроме того, высокая рабочая температура светодиода со временем оказывает влияние на многие параметры светодиодов, в том числе на прямое напряжение, световой поток [6]. Таким образом, основной причиной преждевременного снижения срока службы светодиодов является их перегрев, обусловленный несоблюдением теплового режима. Поэтому актуальна задача определения теплового режима светодиодов в осветительных приборах в процессе их эксплуатапии

В настоящее время широкое распространение получили косвенные методы определения тепловых параметров светодиодов по электрическим характеристикам [7]. однако, они позволяют получить только осредненные значения. В то же время, для светодиодных матриц важно иметь распределение температуры по поверхности для выявления локальных мест перегрева. Пространственный анализ температурных полей светодиодов возможен при обработке спектральных характеристик, получаемых при сканировании по площади [8], но данный метод отличается аппаратурной сложностью и предполагает длительные измерения. Для экспериментального исследования температурных полей на поверхности светодиодных матриц широкие возможности открывает использование метода инфракрасной термографии [9, 10]. Достоинством данного метода является то, что он позволяет оперативно регистрировать распределение температуры на поверхности и проводить в динамике исследование теплового процесса.

В данной работе представлен ряд результатов экспериментального исследования теплового режима уличного светодиодного светильника и результаты измерения температуры поверхности светодиодной матрицы.

1. ХАРАКТЕРИСТИКА ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования проводились на уличном светильнике типа ЖКУ 51-250-002-У1, у которого стандартная лампа была заменена на две светодиодные матрицы 3F 50 мощностью по 50 Вт. Светодиодные матрицы были закреплены на дюралевой монтажной пластине толщиной 5 мм и закрыты оптическими линзами (рис. 1). Между светодиодными матрицами и пластиной, пластиной и корпусом хороший тепловой контакт обеспечивался применением кремнийорганической теплопроводящей пасты КПТ-8.



Рис. 1. Светильник со светодиодными матрицами.

Светодиодная матрица 3F 50 представляла собой группу из 50 светоизлучающих кристаллов, расположенных в 5 рядов по 10 кристаллов в каждом, производства «Epistar» со световой отдачей на уровне 90-100 Лм/Вт. Кристаллы по току были соединены последовательно-параллельно и размещены на массивной металлической подложке, сверху на кристаллы нанесен слой люминофора. Размер поверхности матрицы, покрытой люминофором, составлял 22×22 мм. На рис. 2 представлена фотография светодиодной матрицы 3F 50, на фотографии обозначены ряды кристаллов по горизонтали: А, В, С D, Е и колонки кристаллов по вертикали: 1, 2 ... 10.



Рис. 2. Светодиодная матрица 3F 50

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА УЛИЧНОГО СВЕТОДИОДНОГО СВЕТИЛЬНИКА

Экспериментальное исследование теплового режима светильника выполнялись при постоянной температуре и влажности окружающей среды ($t = 23,7^{0}$ С, $\varphi = 30\%$). Для измерений использовался электронный измеритель "ИТП МГ4 – Поток" с набором датчиков, который позволял проводить измерения температуры и плотности теплового потока на поверхности монтажной пластины, а также температуры окружающей среды через определенные промежутки времени. Места расположения датчиков показаны на схеме проведения эксперимента (рис.3).



Эксперимент проводился следующим образом: светильник располагался на расстоянии 0,8 м от пола горизонтально, освещение было направлено вниз. После подачи напряжения на светильник и соответственно включения освещения, датчики измерителя "ИТП МГ 4 – Поток" фиксировали изменение температуры и плотности теплового потока с течением времени. Полученная информация накапливалась в памяти прибора и впоследствии обрабатывалась на персональном компьютере. Результаты измерений температуры на поверхности монтажной пластины уличного светильника представлены на рис.4а.



Полученные данные показывают, что температура поверхности монтажной пластины увеличивалась после включения светодиодных матриц, темп роста температуры постепенно падал и через два часа она принимала значение близкое к равновесному 73,9°С, после этого напряжение отключали. На этом же рисунке показано значение температуры окружающей среды. Видно, что, температура воздуха практически не менялась в течение эксперимента. Таким образом, через 120 минут после включения светильника разность температуро между температурой поверхности пластины и температурой окружающей среды составила 50,2°С.

Результаты измерений плотности теплового потока на поверхности монтажной пластины уличного светильника представлены на рис. 4.б. По результатам измерений плотность теплового потока, отдаваемая пластиной в окружающую среду, увеличивалась с ростом температуры пластины и через 120 минут достигала относительно постоянного значения 470 Вт/м². Причиной значительного повышения температуры и плотности теплового потока на поверхности монтажной пластины являлись тепловыделения светодиодных матриц. Для количественного определения температуры поверхности светодиодной матрицы необходимо непосредственно выполнить данные измерения, при этом целесообразно фиксировать изменения температуры всей поверхности матрицы с течением времени с целью определения положения областей с локальным перегревом.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ ПОВЕРХНОСТИ СВЕТОДИОДНОЙ МАТРИЦЫ

Эксперименты по измерению температуры поверхности светодиодной матрицы проводились с помощью метода инфракрасной термографии. При измерениях использовалась тепловизионная камера NEC «Termo Tracer TH 7102WX» с неохлаждаемой микроболометрической матрицей uFPA (320×240), работающая в спектральном диапазоне 8-14 мкм. Измерения проводились с применением макроскопической линзы TH 71-377. Это позволило фиксировать объекты с пространственным разрешением 100 мкм, поле зрения тепловизора при этом составляло 32 мм×24 мм. Таким образом, на термограмме отображалась вся излучающая поверхность матрицы.

Началом эксперимента считался момент подачи напряжения на светодиодную матрицу. Во время проведения эксперимента с интервалом несколько секунд тепловизором фиксировалось распределение температуры на поверхности в виде термограммы. Для более точной калибровки термограмм, температура поверхности матрицы в отдельных точках в течение эксперимента измерялась контактным способом с помощью термопар. На основании сравнения результатов контактных и бесконтактных измерений температуры был определен коэффициент излучения поверхности матриц, є = 0,96. Эксперименты проводились при температуре окружающей среды 25,8°С. На рис. 6 представлены характерные термограммы поверхности светодиодной матрицы в различные моменты времени после включения. На термограммах отмечены: температура на корпусе – точка А; температура на поверхности над центральным кристаллом С4 (в соответствии с рис. 2) – точка В; температура поверхности над крайним кристаллом А10 - точка С.

Как следует из представленных термограмм, в начальный момент времени (рис. 5а) распределение температуры на поверхности матрицы было равномерное и соответствовало температуре воздуха, при этом перепад температуры по поверхности не превышал 0,1°С. При подаче напряжения температура поверхности матрицы повышалась с течением времени. Через 10 секунд (рис. 5б) наибольшая температура поверхности была над кристаллами в центре матрицы (например, над кристаллом С4 - 35,7 °С), а температура поверхности над крайними кристаллами по периметру была несколько ниже, (над кристаллом A10 - 33,3°C), температура корпуса матрицы составляла 27,7°С. Через 10 минут после включения (рис. 5в) температура поверхности над кристаллом в центре матрицы - 91,7°C, а над крайним кристаллом -78,0 °С. Температура корпуса матрицы достигала значения 67,0 °С. В течение последующего времени температура поверхности матрицы плавно повышалась, и через 1 час после включения (рис. 5г) достигала максимальных значений, которые практически не изменялись с течением времени.



Рис. 5. Термограммы поверхности светодиодной матрицы в различные моменты времени после включения: а - в начальный момент времени; б – через 10 секунд; в – через 10 минут; г – через 1 час.

Условно назовем это состояние выходом матрицы на рабочий тепловой режим, при этом температура поверхности над кристаллом C4 в центре матрицы была 99,9°C,

а над крайним кристаллом A10 - 88,5 ^оС, температура корпуса матрицы была 76,4 ^оС. Таким образом, выполненные измерения показывают, что светодиодная матрица выходит на рабочий тепловой режим раньше, чем элементы корпуса светодиодного светильника. При этом максимальная температура светодиодной матрицы (99,9 ^оС) даже без оптической линзы была существенно выше, чем максимальная температура на монтажной пластине светильника (73,9 ^оС).

На основании полученных в эксперименте термограмм были построены графики изменения температуры поверхности матрицы в характерных точках (на корпусе – точка А; в центре над кристаллом С4 – точка В; над кристаллом A10 - точка С) с течением времени (рис. 6).



Как видно из представленных данных основной нагрев происходил в 10 минут после включения, а затем в течение часа наблюдался плавный рост температуры поверхности матрицы. За время всего нагрева температура поверхности над кристаллами в центре матрицы была на 5 0 С выше, чем температура поверхности над крайними кристаллами, и на 20 0 С выше, чем температура корпуса. После выключения температура поверхности матрицы резко снижалась и через 1 минуту температура всей поверхности матрицы уже была ниже 60^{0} С, затем наблюдалось дальнейшее постепенное плавное понижение температуры.

На основании полученных термограмм также было определено распределение температуры на поверхности матрицы вдоль оси «у» (см. рис.2) в различные моменты времени (рис.7). Полученные данные показывают, что профили температуры на поверхности матрицы вдоль рассмотренной оси перпендикулярно рядам светодиодов представляли собой волнистые линии, где каждому максимуму соответствовало положение ряда кристаллов, а минимуму - середина расстояния между рядами. Постепенно с течением времени наблюдалось повышение температуры поверхности матрицы. При этом основной нагрев происходил в течение первых 10 минут после включения светильника, а примерно через 60 минут наступало равновесное состояние. Из результатов экспериментов следует, что при наибольшем разогреве светильника имелись отдельные зоны локального нагрева на поверхности светодиодной матрицы до температуры около 100 ⁰С.



4. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ СВЕТОДИОДНОЙ МАТРИЦЫ НАД ОТДЕЛЬНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

При измерении температуры поверхности светодиодной матрицы над отдельными кристаллами использовался тепловизионный микроскоп «Тирм-02С» с охлаждаемой матрицей InAs (128×128), работающей в спектральном диапазоне 2,65-3,05 мкм. Измерения проводились с применением объектива ТМ-8 с пространственным разрешением 8 мкм. Поле зрения тепловизора при этом составляло 1мм×1мм, что соответствовало размеру отдельных светодиодных кристаллов в матрице. Эксперименты проводились при температуре окружающей среды $t_{\rm H} = 27,0^{\circ}$ C. Во время эксперимента в течение 1 часа с момента включения с помощью ИК - микроскопа фиксировалось изменение температуры на поверхности над кристаллом С4 (см. рис.2) светодиодной матрицы. На основании полученных термограмм был построен график изменения температуры над поверхностью кристалла (рис. 8).



Рис.8. Изменение температуры светодиодной матрицы над поверхностью кристалла С4 с течением времени.

Как видно из представленных данных, основной нагрев происходил в течение первых 10 минут после включения матрицы, и затем в течение часа наблюдался дальнейший плавный рост температуры. Данные по скорости роста температуры над поверхностью кристалла С4, полученные с применением ИК-микроскопа соответствуют аналогичным данным по изменению температуры, полученным ранее с применением тепловизионной камеры NEC «ТН 7102WX» (рис. 6). Измерения темпевыполненные с использованием ИКратуры. микроскопа, подтвердили, что при работе светодиодной матрицы 3F 50 при комнатной температуре окружающей среды температура поверхности светодиодной матрицы над отдельными кристаллами была около 100°С.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные экспериментальные исследования теплового режима уличного светильника со светодиодными матрицами позволили получить значения температуры и плотности теплового потока на поверхности монтажной пластины светильника, а также определить время выхода температуры поверхности светильника на рабочий тепловой режим, оно составляло около 2 часов.

В результате выполненных экспериментов с помощью метода инфракрасной термографии были получены характерные термограммы поверхности светодиодной матрицы уличного светильника в различные моменты времени после включения. Анализ полученных результатов показал, что основной нагрев поверхности светодиодной матрицы происходил за первые 10 минут после включения, а затем в течение часа наблюдалось медленное повышение температуры с постепенно снижающимся темпом роста. Кроме того, в экспериментах была выявлена существенная неравномерность в распределении температуры на поверхности матрицы.

Выполненные эксперименты показали, что на поверхности светодиодных матриц уличного светильника наблюдались участки с повышенными температурами, существенно выше температуры поверхности монтажной пластины. При этом на поверхности светодиодной матрицы 3F 50 при комнатной температуре окружающей среды температура над отдельными кристаллами была около 100°C.

Список литературы

- 1. Шевченко А.С. Программа продвижения энергоэффективного освещения в России // Светотехника. №1-2. 2014. С. 112-117.
- Кисеев В., Аминев Д., Черкашин В., Мурзин Р. Двухфазные теплопередающие системы для охлаждения светодиодных светильников // Полупроводниковая светотехника. №3. 2011. С. 27-31.
- 3. Петер Маркс. Технические особенности применения светодиодов // Licht, №3. 2009. С. 184-188.
- Данильчик А.В., Луценко Е.В., Ржеуцкий Н.В. и др. Влияние температуры на эффективность светодиодов REBEL // Тезисы докладов 6-й конференции «Нитриды Галлия, Индия и Алюминия — Структуры и Приборы». Санкт – Петербург. 2008. С. 62-63.
- Виноградова К.А., Бугров В.Е., Ковш А.Р. и др. Деградация белых и синих светодиодов при длительном времени работы // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2013. Т. 56. № 11. С. 87-91.
- Рабинович О.И., Романов Н.В., Сизов С.С. Светодиоды: некоторые факторы, влияющие на деградацию // Светотехника. №4. 2009. С. 14-16.
- Ашрятов А.А., Мышонков А.Б., Микаева С.А. Измерение температуры кристалла маломощных светодиодов // Автоматизация и современные технологии. 2011. № 03. С. 10-13.
- Сергеев В.А., Ходаков А.М. Расчет и анализ распределений плотности тока и температуры по площади структуры InGaN/GaN мощных светодиодов // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. № 2. С. 230-234.
- Вавилов В.П. Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: Спектр, 2009. 544 с.
- Закгейм А.Л. Исследование температурных полей в мощных InGaN/GaN светодиодах с помощью ИК тепловизионного микроскопа / Тезисы докладов 6-й конференции «Нитриды Галлия, Индия и Алюминия — Структуры и Приборы» Санкт – Петербург. 2008. С. 132-133.



УДК 621.438

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-03

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ КОГЕНЕРАЦИИ НА ПРИМЕРЕ МИНИ-ТЭЦ «ЦЕНТРАЛЬНАЯ» О. РУССКИЙ.

Полей А.К.¹, Гончаренко Ю.Б.¹

¹ Дальневосточный федеральный университет 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8

АННОТАЦИЯ

В данной статье рассмотрена система тепло и электроснабжения на базе распределенной когенерации, созданная в рамках проведения саммита АТЭС и развития о. Русский. Дан краткий обзор газотурбинных установок Мини ТЭЦ, рассчитана экономичность оборудования.

введение

Дефицит в энергетике сегодня называют главным сдерживающим фактором дальнейшего экономического роста страны. До 70% территории России находится в зонах децентрализованного электроснабжения. Доставить туда электроэнергию — задача, посильная только малой энергетике.

В условиях монополизма повышение тарифов на электроэнергию и теплоту при относительно низких ценах на природный газ ставят в разряд актуальных проблему децентрализации производства электрической и тепловой энергии и развитие независимых производителей энергии.

Это положение подтверждено зарубежным опытом, где при достаточно мощных энергосистемах сформировались и реализуются тенденции децентрализованного энергопроизводства у частных владельцев электростанций малой и средней мощности. В разных странах мира в течение последних лет нашли широкое распространение высокоэффективные установки для комбинированной выработки электроэнергии и теплоты малой и средней мощности на базе когенерационных установок (см. рис.1).



Рис. 1. Диаграмма степени развития когенерации в различных странах.

Под понятием когенерация подразумевается комбинированное производство электрической энергии и тепла. Отличием от теплофикации является фактически использование вторичного тепла после выработки электроэнергии (утилизация вторичного тепла). При теплофикации же происходит одновременная (параллельная) выработка электроэнергии и тепла. Поэтому классические ТЭЦ работающие с применением паровых турбин относятся скорее к теплофикации, а мини –ТЭЦ с установленными газотурбинными установками - когенерации.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ ДОКЛАДА

Мини-ТЭЦ «Центральная» на о. Русском предназначена для электро- и теплоснабжения кампуса ДВФУ. Установленная мощность Мини–ТЭЦ по электрической энергии составляет Nэ=33MBт, по теплу Qт=143,4MBт. В качестве источников по производству электроэнергии на Мини-ТЭЦ «Центральная» используются газотурбинные установки Kawasaki GPB 70D единичной мощностью 6,6 MBт в количестве 5 шт. В качестве источников тепла используются котлы Термотехник TT тепловой мощностью 15 MBт в количестве 6 шт., а также утилизационные теплообменники (УТ) газовых турбин единичной мощностью 10,68 MBт.

Газотурбинная установка Kawasaki GPB 70D представляет из себя источник производства электроэнергии и тепла. Принципиальная схема ГТУ приведена на рис. 2.





ГТУ может работать как в режиме выработки только электроэнергии, так и в режиме когенерации, то есть выработке электроэнергии в генераторе ГТУ и тепла в УТ, при утилизации тепла продуктов сгорания. Для этого в компоновке ГТУ предусмотрен обводной газоход помимо УТ. Тепловая и электрическая мощность ГТУ зависит от температуры наружного воздуха. Данные по электрической мощности ГТУ Каwasaki GPB 70D и её экономичности приведены на рис. 3.



Рис.3. Зависимость электрической мощности и удельного расхода тепла на выработку электроэнергии ГТУ GPB 70D от температуры наружного воздуха.

При температуре наружного воздуха toкp=-10 0С электрическая мощность ГТУ составит N₉ =7 250 кВт, удельный расход тепла на выработку электроэнергии составит q₉ = 12 500 кДж/кВт*ч. Оптимальным, с точки зрения экономичности, является диапазон температур от 0 до +10 0С. Температура выходящих с газовой турбины продуктов сгорания растет при увеличении температуры наружного воздуха (рис.4.).



Рис.4. Зависимость расхода и температуры газов после газовой турбины в

ГТУ GPB 70D от температуры наружного воздуха при максимальной мощности.

В настоящее время на Мини-ТЭЦ «Центральная» ведутся работы по пуско-наладке ГТУ. Отопительный сезон 2013-1014 вся присоединенная отопительная нагрузка кампуса ДВФУ обеспечивалась водогрейными котлами Термотехник ТТ. В период с 3 по 27 февраля 2014 года были произведены пуски ГТУ с работой УТ. При проведении пуска ГТУ работали на номинальной мощности. Средняя мощность по результатам пусков составила 6,54-6,57 МВт по всем ГТУ. При этом утилизационные теплообменники ГТУ работали на разной мощности. Данные по работе Мини-ТЭЦ в период пусков ГТУ представлены в таблице 1.

| Таблица 1. | | | | | | | | | |
|------------------------------|---------------------------------------|---|---|-----------------------------|---|---------------------|---------------|--------------|--|
| Рабо- тающая ГТУ | Вре мя ра- бо- ты, час | Выра- ботка электро- энергии, МВт*ч | Выра- ботка тепла ТЭЦ, Гкал | Рас- ход газа, нм3 | Рас- ход ус- ловно го топ- | Числ рабс час | по ч эты Г | асов ІВК, | |
| ГТУ 5 | 71 | 466,32 | 2476 | 393024 | 466015 B | 11 | 71 | 35,58 | |
| ГТУ 4 | 43 | 281,4 | 1403 | 223747 | 265300 | 43 | 43 | 0 | |
| ГТУ 3 | 70,5 | 462,39 | 2410 | 374620 | 444193 | 68,58 | 70,08 | 23 | |
| ГТУ 2 | 51 | 335,13 | 1381 | 199366 | 236392 | 50 | 47 | 0 | |
| В работе только ПВК | 72 | - | 2073 | 258299 | 306269 | 70,75 | 41,41 | 70,58 | |

По результатам собранных данных был произведен расчет удельного расхода топлива на электроэнергию и тепло. Для распределения затрат топлива на электроэнергию и тепло была использована методика изложенная в приказе Минэнерго России № 323 от «30» декабря 2008 г. Согласно этой методике распределение топлива Вгт,с в реальной схеме (рис.5.) между электроэнергией и теплом производится пропорционально расходам топ-

лива на их производство (Вэ,а и Втэ,а) в альтернативной схеме (рис.б.), когда тепло вырабатывается котельной, а электроэнергия ГТУ, при условии равенства в обеих схемах выработки электроэнергии и отпуска тепла.



Рис. 5. Схема ГТУ с утилизацией тепла



Рис. 6. Альтернативная схема для ГТУ с утилизацией тепла.

Абсолютный расход условного топлива на производство электроэнергии (Вэ.п.), тут, определяется по формуле:

$$B_{3.\Pi.} = \frac{B_{_{\Gamma T,c}}}{1 + \frac{0.16 \cdot Q_{_{0T,\Gamma T}}}{B_{_{\Gamma T,c}}}}, (1)$$

B_{3,a} = B₁T,c, (2)

Втэ,а = Втк = bтк . Qот,гт . 10-3, (3)

где Qот, гт – отпуск тепла за счет газов, отработавших в турбине, Гкал;

bтк –удельный расход топлива на тепло по альтернативной теплофикационной котельной: принимается равным 160 кг/Гкал (0,16 т/Гкал).

Удельный расход условного топлива на производство электроэнергии (bэ.), г/кВт*ч, определяется по формуле:

(4)

$$b_{3} = \frac{B_{3,\pi}}{\Im} \cdot 10^{3}$$

Абсолютный расход условного топлива (Вт.э.), кг/Гкал, определяется по формуле:

$$B_{T3} = \frac{\frac{0,16 \cdot Q_{OT, TT}}{1 + \frac{0,16 \cdot Q_{OT, TT}}{B_{TT,c}}} + B_{\delta \pi y}}{(5)}$$

Удельный расход условного топлива на производство электроэнергии (bтэ.), кг/Гкал, определяется по формуле:

$$b_{T_{7}} = \frac{B_{T_{7}}}{Q_{oT}} \cdot 10^{3}$$
, (6)

В результате расчетов получены данные по удельным расходам условного топлива (УРУТ) на электроэнергию и тепло для Мини-ТЭЦ «Центральная». Анализ данных показал, что основное влияние на значение УРУТ оказывает степень когенерации. Степень когенерации – это доля выработки тепла УТ от общей выработки тепла на Мини-ТЭЦ. В предельном случае при степени когенерации Мини-ТЭЦ равной нулю, когда УТ находятся без работы и вся тепловая нагрузка обеспечивается водогрейными котлами, показатели Мини-ТЭЦ следующие: УРУТ на выработку электроэнергии bэ=417 г/кВт*ч; УРУТ на выработку тепла bтэ=147,7 кг/Гкал. Зависимость УРУТ от степени когенерации приведена на рис. 7.



Рис. 7. Удельный расход условного топлива от загрузки утилизационных теплообменников на Мини-ТЭЦ «Центральная».

Из рисунка видно, что при степени когенерации 50 % экономия топлива составляет около 200 г/кВт*ч при выработке электроэнергии и около 60 кг/Гкал при выработке тепла. При этом необходимо учитывать, что реальная загрузка УТ на ГТУ Мини-ТЭЦ «Центральная» может составлять и большую величину.

При степени когенерации 50 % Мини-ТЭЦ «Центральная» имеет показатели по УРУТ на электроэнергию на уровне лучших паротурбинных ТЭЦ Дальнего Востока, а по УРУТ на тепло является намного экономичнее (1,3-1,6 раза), чем ТЭЦ Дальнего Востока с паротурбинными агрегатами.

Снижение УРУТ на выработку тепла от степени когенерации приведена на рис.8. Из построенной зависимости видно, что при равном распределении выработки тепла утилизационными теплообменниками и водогрейными котлами (то есть доля УТ 50%) позволяет снизить УРУТ на тепло на 20%. В предельном случае. При работе только утилизационных теплообменников УРУТ на тепло снизится на 47%.

Для оценки экономического эффекта от применения когенерации на Мини-ТЭЦ «Центральная» был произведен расчет различных режимов работы Мини-ТЭЦ по данным фактической выработки тепла за декабрь 2013 и январь 2014 года. Фактически при работе в декабре и январе Мини-ТЭЦ работала без включения ГТУ, только водогрейными котлами. Был произведен расчет двух вариантов. Первый вариант предусматривал постоянную работу одной ГТУ с УТ, а оставшуюся часть тепловой нагрузки обеспечивали водогрейные котлы. Второй вариант предусматривал включение в работу двух ГТУ с утилизационными теплообменниками, а отставшая часть тепловой нагрузки обеспечивалась за счет водогрейных котлов. Полученные результаты по двум вариантам загрузки сравнивались с фактической работой Мини-ТЭЦ (в работе только водогрейные котлы).



Рис. 8. Снижение УРУТ по теплу от загрузки утилизационных теплообменников на Мини-ТЭЦ «Центральная».

Полученные результаты сравнения представлены на рис. 9. При работе в базовом режиме одной ГТУ и включении в работу одного УТ на полную нагрузку, доля выработки тепла за счет УТ составит около 30 %, что дает около 10 % снижения расхода условного топлива затрачиваемого на выработку тепла. При включении на полную нагрузку двух утилизационных теплообменников, доля выработки тепла от УТ увеличится до 60%, что позволит экономить около 25% топлива при выработке тепла.

В денежном эквиваленте при фактических нагрузках Мини-ТЭЦ «Центральная» по теплу за два месяца экономия может составить: 2,38 млн. руб. при постоянной загрузке одного УТ и 6,5 млн. руб. при постоянной загрузке двух УТ. При этом в расчете не учтено, что для выработки тепла УТ необходима работа ГТУ и дополнительно на Мини-ТЭЦ будет вырабатываться электроэнергия.



Рис. 9. Расхода условного топлива при выработке тепла на Мини-ТЭЦ «Центральная».

В заключении следует отметить, что существующая методика распределения затрат при утилизации тепла уходящих газов после ГТУ приводит к снижению расходов топлива как на выработку электроэнергии, так и на выработку тепла. В результате ТЭЦ с ГТУ и утилизацией тепла имеет показатели по УРУТ на отпуск электроэнергии на уровне или даже лучше, чем на ТЭЦ с паротурбинными блоками, а по УРУТ на отпуск тепла находится вне конкуренции с остальными источниками тепла.

Использование когенерации на Мини-ТЭЦ «Центральная» в течении двух месяцев отопительного сезона 2013-2014 позволяет получить экономию около 630 т.у.т. при работе одной ГТУ с утилизацией и около 1710 т.у.т. при работе двух ГТУ. Использование тепла уходящих газов после ГТУ позволяет ежемесячно экономить около 1,2 млн. руб. при работе одной ГТУ и около 3,2 млн. руб. при работе двух ГТУ. При этом на Мини-ТЭЦ нет необходимости в реконструкциях, все мероприятия достигаются за счет введения соответствующих режимных мероприятий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Осенью 2012 года в г. Владивостоке при участии Минэкономразвития и поддержке Министерства энергетики, состоялась конференция «Технологии когенерации в распределенных энергетических системах» с участием представителей Японии, Малайзии, Чили; сотрудников ВУЗов (МЭИ, ДВФУ); представителей энергетических компаний (ДВЭУК, ФСК, РАО ЕЭС, ДГК), представителей от администрациях Приморского и Хабаровского края. В ходе конференции были освещены вопросы о состоянии энергетики на Дальнем Востоке, опыт зарубежных стран по применению когенерации, особенности распределенной энергетики и перспективы развития установок когенерации на Дальнем Востоке. Выяснилось, что при активном использовании распределенной когенерации в странах АТР, на Дальнем Востоке России такие установки представлены только на о. Русский, несмотря на большой опыт в России использования централизованной когенерации (теплофикации). Одним из предложений, поддержанным всеми членами конференции, стало целесообразность создания «Испытательного полигона» на о. Русский, где различные компании стран АТР имели бы возможность демонстрировать свои разработки. На базе полигона сотрудники ДВФУ могли проводить научные исследования и повышать квалификацию работников предприятий, внедряющих установки когенерации.

Список литературы:

- 1. Кудрявый В. Противозарядная электроэнергетика // Энергорынок 2011. №4. С. 17-22.
- Попырин Л. С., Денисов В. И., Светлов К. С. О методах распределения затрат на ТЭС// Электрические станции. 1989. №11. С.20-25.
- О перспективах теплофикации в России / А. Ф. Дьяков, В. В. Молодюк, Я. Ш. Исамухамедов, В. А. Баринов.// Энергетик 2012. №11. С. 2-8.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-11

ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ ТЕПЛОПРОВОДОВ, РАБОТАЮЩИХ В УСЛОВИЯХ ЗАТОПЛЕНИЯ

Половников В..Ю.

Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

АННОТАЦИЯ

УДК 621.643.001:536.2

Приведены результаты численного моделирования тепловых режимов теплопроводов в условиях затопления с учетом испарения и диффузии пара в увлажненной тепловой изоляции. Выявлены масштабы тепловых потерь теплопроводов в условиях затопления с учетом испарения и диффузии пара. Показаны вклад эффектов испарения и диффузии пара в суммарные тепловые потери и необходимость учета нестационарности процессов переноса и значений объемных долей влаги и пара в структуре слоя увлажненной тепловой изоляции при моделировании тепловых режимов теплопроводов в условиях затопления.

введение

В последнее время отмечается новый всплеск исследований посвященных разработкам в области энергосбережения и в частности в направлении сокращения расходов энергии на отопление и горячее водоснабжение [1–7]. Это объясняется приоритетами повышения эффективности производств, принятыми за последние годы Правительствами многих государств.

Особое место занимает коммунальная теплоэнергетика, поскольку известно, что в России 40 % тепловых сетей требуют ремонта, 15 % находятся в аварийном состоянии, а тепловые потери в сетях превышают 16 % годового расхода топлива на теплоснабжение [7]. При этом главным фактором, приводящих к повышению уровня теплопотерь, является работа теплопроводов тепловых сетей в условиях затопления и увлажнения изоляции [8–10].

В настоящее время выполнен анализ механизмов влагопереноса в увлажненной изоляции теплопроводов [8], проведены исследования нестационарности процессов тепломассопереноса в увлажненной изоляции [9] и экспериментальное определение [10] тепловых потерь теплопроводов в условиях затопления каналов тепловых сетей. При этом в [8–10] не учитывается влияние фазовых переходов на интенсификацию тепловых потерь рассматриваемых объектов.

Целью данной работы является математическое моделирование тепловых режимов и численный анализ тепловых потерь теплопроводов в условиях затопления с учетом испарения и диффузии пара в увлажненном слое тепловой изоляции.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается широко распространенная в настоящее время конфигурация теплопровода [11], уложенного в одноячейковый подземный железобетонный канал. Предполагается, что теплопровод, эксплуатируется в условиях затопления канала тепловой сети, что со-

ответствует максимальному увлажнению изоляции [9]. Начальные значения температур и влажности в рассматриваемой области решения (рисунок) имеют постоянные значения. В момент времени отличный от нуля на внутренней поверхности трубы R_1 (рисунок) устанавливается температура равная температуре теплоносителя в трубе, а на границе раздела «стенка трубы - слой тепловой изоляции» R₂ начинается испарение влаги. Образующийся пар диффундирует через слой увлажненной изоляции в направлении к внешней поверхности R₃. Следствием наличия в пористой структуре тепловой изоляции влаги и пара является изменение эффективной теплопроводности теплоизоляционного слоя, а наличие потока массы на внешней поверхности теплоизоляции приводит к изменению механизмов тепломассообмена теплопровода с внешней средой.



Рис. Схематическое изображение области решения: 1 – теплоноситель; 2 – стенка трубы; 3 – слой изоляции; 4 – окружающая среда.

С учетом рассматриваемых факторов, анализ тепловых потерь сводится к совместному решению нестационарной нелинейной задачи теплопроводности для двухслойного полого цилиндра «стенка трубы – слой увлажненной теплоизоляции» и задачи диффузии пара в слое увлажненной изоляции. Для задачи теплопроводности на внутренней поверхности трубы R_1 выставляется граничное условие первого рода, а на внешней поверхности изоляции R_3 – граничные условия третьего рода (рисунок). На границе раздела R_2 «стенка трубы – слой увлажненной изоляции» учтен процесс испарения. Для задачи диффузии на границе R_2 задается плотность потока массы, а на границе R_3 условия массообмена рассматриваемой системы (рисунок) с окружающей средой.

Задача решалась с учетом следующих основных допущений:

- На границе раздела «стенка трубы слой увлажненной изоляции» выполняются условия идеального теплового контакта.
- Теплофизические характеристики материалов и веществ являются постоянными и известными величинами. Диапазон изменения параметров, влияющих

на теплофизические характеристики, в рассматриваемой задаче не велик [12], а, следовательно, изменением свойств можно пренебречь.

- Потери тепла не влияют на температуру внутренней поверхности изоляции. Считается, что теплоноситель в трубе интенсивно перемешивается и движется со скоростью, достаточной для поддержания постоянной температуры в рассматриваемом сечении.
- Не рассматривается теплоперенос во внешней среде и теплоносителе в трубе (рисунок).
- Теплота в стенке трубы и слое изоляции передается только теплопроводностью (рисунок).

Принятые допущения не накладывают принципиальных ограничений на общность постановки задачи, и отражают достаточно реальный режим работы теплопровода в условиях увлажнения изоляции.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Задача решена в цилиндрической системе координат, начало которой связано с осью симметрии трубы. Математическая постановка задачи имеет вид:

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial \tau} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right); \tag{1}$$

$$c_{ef}(\tau,r)\rho_{ef}(\tau,r)\frac{\partial T_{3}}{\partial \tau} = \lambda_{ef}(\tau,r)\left(\frac{\partial^{2}T_{3}}{\partial r^{2}} + \frac{1}{r}\frac{\partial T_{3}}{\partial r}\right); \quad (2)$$

$$T_2 = T_3 = T_0 = \text{const};$$
 (3)

$$T_2 = T_{in} = \text{const}; \tag{4}$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \lambda_{ef} \left(\tau, R_2\right) \frac{\partial T_3}{\partial r} + jq; T_2 = T_3; \qquad (5)$$

$$-\lambda_{ef} \left(\tau, R_3\right) \frac{\partial T_3}{\partial r} = \alpha \left(T_3 - T_{ex}\right); \tag{6}$$

$$\frac{\partial C_{st}}{\partial \tau} = D_3 \left(\frac{\partial^2 C_{st}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_{st}}{\partial r} \right); \tag{7}$$

$$C_{st} = C_0 = \text{const}; \tag{8}$$

$$-D_{3}\rho_{ef}\left(\tau,R_{2}\right)\frac{\partial C_{st}}{\partial r}=j;$$
(9)

$$-D_3 \frac{\partial C_{st}}{\partial r} = \beta (C_{st} - C_{ex}).$$
(10)

Плотность потока массы при испарении влаги определялась из соотношения [13]:

$$j = \frac{a\left(P_s - P_p\right)}{\sqrt{\frac{2\pi R_g}{M}T\left(\tau, R_2\right)}}.$$
(11)

Коэффициент аккомодации вычислялся по формуле [14]:

$$a = 0.059 / P_s^{0.5}$$
.

Парциальное давление испаряющейся компоненты в выражении (11) вычислялось методом Риделя-Планка-Миллера (Riedel-Planck-Miller) [15]. Теплота парообразования находилась по формуле [16]:

$$q = 2500.64 - 2.369 T(\tau, R_2).$$

Теплофизические свойства слоя тепловой изоляции определялись с учетом объемных долей каждой компо-

ненты [17]. Например, эффективный коэффициент теплопроводности вычисляется из соотношения:

$$\lambda_{ef}(\tau,r) = \lambda_3 C_3 + \lambda_w C_w + \lambda_{st} C_{st},$$

при условии, что $C_3 + C_w + C_{st} = 1$, $C_w + C_{st} = f$.

Коэффициент массоотдачи β определялся на основании метода единого описания конвективного тепломассопереноса из выражения [18]:

$$\beta = \alpha / (c_{st} \rho_{ts}).$$

3. МЕТОД РЕШЕНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Задача (1)–(11) решена методом конечных разностей [19] с использованием неявной четырехточечной разностной схемы. Разностные аналоги исходной системы уравнений решены методом «прогонки» и итераций [19]. Особенность решения задачи (1)–(11) состояла в разрыве значений теплофизических свойств на границе раздела «стенка трубы – слой увлажненной изоляции» и наличии нелинейного члена в граничном условии (5).

Численный анализ проводился для трубы с диаметром условного прохода 600 мм, изготовленной из стали 10 (толщина 9 мм) и двух вариантов тепловой изоляции - минеральная вата (MB) толщиной 70 мм и пенополиуретан (ППУ) толщиной 50 мм [11]. Значение температуры в рассматриваемой области решения в начальный момент времени принималось равным T₀=298 К. Температура внутренней поверхности трубы принималась равной T_{in}=338; 363; 383 К и соответствовала среднегодовым температурам теплоносителей в подающих трубопроводах тепловых сетей [20]. Температура окружающей трубопровод среды составляла T_{ex}=298 К. Коэффициент теплоотдачи от поверхности изоляции к внешней среде, на основании проведенных ранее исследований [8, 9], принимался равным $\alpha = 11$ Вт/(м²·K). Начальные относительные объемные концентрации воды и пара в пористой структуре слоя тепловой изоляции принимались равными $C_w = f$ и $C_{st} = 0$, а относительная объемная концентрация пара в окружающей среде – $C_{ex}=0$.

В таблице №1 приведены физические характеристики [12, 21] тепловой изоляции в сухом состоянии, использовавшиеся при проведении численного моделирования.

| ruomigu (21. rupukrepherinkii reinioboli ilisomigini | | | | | | |
|--|------------------------------|-------------------------------|---------------------------------------|---|------|--|
| Мате риал | λ ₃ , Вт/(м·К) | с ₃ , Дж/(кг∙К) | ρ ₃ , кг/м ³ | <i>D</i> ₃ , м ² /с | f | |
| MB | 0.059 | $0.67 \cdot 10^3$ | 206 | $4.5 \cdot 10^{-7}$ | 0.73 | |
| ППУ | 0.022 | $0.12 \cdot 10^3$ | 100 | $1.9 \cdot 10^{-10}$ | 0.1 | |

Таблица №1. Характеристики тепловой изоляции

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Основные результаты численного моделирования тепловых режимов теплопроводов в условиях увлажнения изоляции с учетом испарения и диффузии пара приведены в таблицах 2–4.

При проведении численных исследований основное внимание уделялось анализу масштабности влияния эффекта испарения воды на внутренней поверхности трубы и диффузии образующегося при этом пара на интенсивность отвода теплоты в окружающую среду. Обоснованность и достоверность результатов исследований следует из приведенных проверок используемых методов на сходимость и устойчивость решений на множестве сеток и выполнения условий баланса энергии на границах области расчета. Погрешность по балансу энергии во всех вариантах численного анализа не превышала 0,5 %, что можно считать приемлемым при моделировании тепловых режимов теплопроводов в условиях увлажнения изоляции [8, 9].

В таблице 2 приведены численные значения тепловых потерь рассматриваемой системы (рисунок 1) в условиях, когда изоляция не увлажнена Q_{dry} , изоляция увлажнена Q_{wet} , изоляция увлажнена и учитывается испарение влаги на поверхности трубы Q_{ev} , изоляция увлажнена, учитывается испарение и диффузия пара Q_{dif} .

| Таблица №2. Резул | ьтаты численного в | моделирования |
|-------------------|--------------------|---------------|
| D | MD | |

| Бид изоляции | IVID | | 11119 | | | |
|-------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| <i>Т_{іп}</i> , К | 338 | 363 | 383 | 338 | 363 | 383 |
| <i>Q_{dry}</i> , Вт/м | 68.1 | 110.7 | 144.7 | 35.5 | 57.6 | 75.4 |
| $Q_{wet},\mathrm{Bt/m}$ | 387.0 | 639.4 | 842.6 | 124.9 | 206.6 | 272.5 |
| $Q_{ev},\mathrm{Bt/M}$ | 430.6 | 845.3 | 1309.1 | 168.5 | 412.7 | 739.7 |
| $Q_{\it dif},$ Вт/м | 414.4 | 794.5 | 1202.5 | 168.1 | 409.5 | 729.7 |
| C_{st}^{max} | 0.0506 | 0.0935 | 0.1112 | 0.0005 | 0.0024 | 0.0056 |

Результаты численного моделирования, приведенные в таблице 2, свидетельствуют об ожидаемом росте тепловых потерь теплопровода с увеличением температуры внутренней поверхности T_{in} . При этом тепловые потери теплопровода изолированного минеральной ватой практически в два раза превышают потери теплопровода при использовании пенополиуретанового теплоизоляционного покрытия в условиях отсутствия влаги в структуре изоляции (Q_{dry}), что хорошо согласуется с исследованиями [22]. Во всех вариантах численного моделирования (таблица 2) уровень тепловых потерь теплопровода изолированного пенополиуретаном существенно ниже, чем при использовании минераловатной теплоизоляции, что объясняется значениями теплофизических характеристик материалов (таблица 1).

В таблице 3 приведено сопоставление результатов численного анализа тепловых потерь теплопровода в условиях увлажнения изоляции. Данные таблицы 3 позволяют сделать следующие выводы:

тепловые потери теплопроводов в условиях увлажнения изоляции без учета эффекта испарения (Q_{wet}) возрастают на 70-80 % по сравнению с тепловыми потерями теплопровода, имеющего сухую изоляцию (Q_{dry}) при рассматриваемых в данной работе значениях определяющих параметров (температура, толщина и вид тепловой изоляции);

вклад эффекта испарения влаги на поверхности трубы (рисунок) в тепловые потери теплопроводов, работающих в условиях увлажнения изоляции, составляет от 10.1 до 35.6 % при использовании тепловой изоляции из минеральной ваты и от 25.9 до 63.1 % для пенополиуретановой изоляции, что свидетельствует о необходимости учета наличия испарения при проведении численного анализа тепловых режимов теплопроводов, работающих с увлажненной изоляцией.

| Вид изоляции | | MB | | ППУ | | |
|--|------|------|------|------|------|------|
| <i>Т</i> _{<i>in</i>} , К | 338 | 363 | 383 | 338 | 363 | 383 |
| $\frac{Q_{wet} - Q_{dry}}{Q_{wet}} 100\%$ | 82.4 | 82.7 | 82.8 | 71.6 | 72.1 | 72.3 |
| $\frac{\mathcal{Q}_{ev}-\mathcal{Q}_{wet}}{\mathcal{Q}_{ev}}100\%$ | 10.1 | 24.3 | 35.6 | 25.9 | 49.9 | 63.1 |
| $\frac{Q_{ev}-Q_{dif}}{Q_{ev}}100\%$ | 3.7 | 6.0 | 8.1 | 0.2 | 0.8 | 1.3 |
| $\frac{Q_{dif} - Q_{dry}}{Q_{dif}} 100\%$ | 83.6 | 86.1 | 88.0 | 78.9 | 85.9 | 89.7 |

Таблица №3. Сопоставление результатов моделирования

Наличие более высокой составляющей эффекта испарения в суммарных тепловых потерях теплопровода с изоляцией из пенополиуретана объясняется тем, что пенополиуретановая изоляция имеет более низкую теплопроводность и открытую пористость (таблица 1) по сравнению с минеральной ватой, а, следовательно, и существенно меньшую эффективную теплопроводность.

Учет наличия паровой компоненты в увлажненной тепловой изоляции теплопроводов приводит к снижению эффективной теплопроводности (из-за сравнительно не высоких теплофизических характеристик водяного пара [12]) и соответственно к уменьшению общего уровня тепловых потерь. Понижение уровня тепловых потерь составляет (таблица 3) до 8.1 % и до 1.3 % при использовании минераловатного и пенополиуретанового теплоизоляционных покрытий соответственно.

Снижение уровня тепловых потерь теплопроводов в условиях увлажнения изоляции с учетом диффузии испаряющейся компоненты ограничено значениями C_{st} . Максимальные значения относительной объемной концентрации пара в пористой структуре слоя тепловой изоляции C_{st}^{max} приведены таблице 2. Значения C_{st} сравнительно не велики, однако позволяют заметно уточнить значения тепловых потерь для теплопровода с изоляцией из минеральной ваты. Для теплопровода изолированного пенополиуретаном влияние C_{st} на уменьшение потерь тепловой энергии менее значительно (таблица 3).

Временные характеристики исследуемых процессов приведены в таблице 4. Анализ нестационарности процессов переноса для рассматриваемой задачи свидетельствует о том, что время выхода процессов тепломассопереноса на стационарный режим при использовании в качестве тепловой изоляции минеральной ваты не превышает 5.5 часов, что хорошо согласуется с результатами исследований [9], а для изоляции из пенополиуретана составляет более 3.5 месяцев.

| Dun | Время выхода | | | | |
|----------|--------------------------|----------------|--|--|--|
| Бид | на стационарный режим, с | | | | |
| изоляции | задача диффузии | общее | | | |
| MB | $5 \cdot 10^{3}$ | $2 \cdot 10^4$ | | | |
| ППУ | 107 | | | | |

Анализ результатов, приведенных в таблице 4, позволяет сделать вывод о том, что для теплоизоляционных материалов с относительно высокими коэффициентами диффузии (волокнисто-пористые материалы) нестационарными процессами тепломассопереноса вследствие их малой продолжительности можно пренебречь. Для материалов имеющих достаточно низкие коэффициенты диффузии (вспененные полимеры), эти процессы необходимо учитывать при проведении оценки тепловых потерь теплопроводов, эксплуатируемых в условиях увлажнения изоляции. Длительность выхода процесса диффузии пара в увлажненной пенополиуретановой тепловой изоляции теплопроводов на стационарный режим соответствует времени выхода процесса на стационарный тепловой режим (таблица 4). Для теплоизоляции из минеральной ваты (таблица 4) на первый план выходит достаточно длительный процесс установления стационарного режима (более 5.5 часов), учет которого позволит уточнить значение потерянной тепловой энергии при работе теплопровода в условиях увлажнения изоляции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной причиной интенсификации потерь тепла теплопроводами, работающими в условиях увлажнения изоляции, является рост эффективной теплопроводности изоляции при насыщении ее влагой.

Вклад эффекта испарения в общие потери не превышает 21 % в рамках рассматриваемой задачи, и должен учитываться при проведении исследований режимов работы теплопроводов, имеющих увлажненную изоляцию.

При проведении анализа тепловых потерь теплопроводов, работающих в условиях затопления необходимо учитывать нестационарность процессов тепломассопереноса.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-08-00201-а и гранта Президента РФ № МК-1652.2013.8.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

а - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); β – коэффициент массоотдачи, м/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); π = 3.14; ρ – плотность, кг/м³; τ – время, с; *C* – относительная объемная концентрация; *D* – коэффициент диффузии, м²/с; *M* – молекулярная масса паров, кг/моль; *P* – давление, Па; *Q* – тепловые потери, Вт/м; *R* – граница области расчета, м; R_g – газовая постоянная, Дж/(кмоль·К); *T* – температура, К; *a* – коэффициент ак-комодации; *c* – теплоемкость, Дж/(кг·К); *f* – открытая пористость; j – плотность потока массы, кг/($m^2 \cdot c$); q – теплота фазового перехода, Дж/кг; r – координата, м; 0 – начальный момент времени; 1, 2, 3 – номера границ областей расчета; dif – диффузия; dry – сухой; ef – эффективный; ev – испарение; ex – наружный; in – внутренний; max – максимальный; p – парциальный; s – насыщение; st – пар; w – вода; wet – увлажненный.

Список литературы:

- Круковскии П. Г., Тадля О. Ю., Метель М. А. Влияние режимов вентиляции помещения на экономию энергии на отопление // Промышленная теплотехника. 2013. Т. 35, № 3. С. 39–43.
- Басок Б. И. Давыденко Б. В. Гончарук С. М. Лысенко О. М. Температурный режим отапливаемого помещения. Приближенная теплофизическая модель // Промышленная теплотехника. 2013. Т. 35, № 4. С. 23–30.
- Сабденов К. О., Унаспеков Б. А., Ерзада М., Игембаев Б. А. Тепловой режим в здании при наличии смешения теплоносителя подающего и обратного трубопроводов // Инженерно-физический журнал. 2014. Т. 87, № 1. С. 71–78.
- Накорчевский А. И. Эволюционная трансформация коммунальной теплоэнергетики // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86.,№ 1. С. 213–225.
- Китаев Д. Н. Погрешность расчета температурного графика тепловой сети при использовании показателей отопительных приборов // Промышленная энергетика. 2013. № 7. С. 34–37.
- Стенников В. А., Якимец Е. Е., Жарков С. В. Оптимальное планирование теплоснабжения городов // Промышленная энергетика. 2013. № 4. С. 9–15.
- Фахразиев И. З. Зацаринная Ю. Н. Малая энергетика России. Анализ текущего состояния и перспективы развития // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16, № 20. С. 350–352.
- Кузнецов Г. В., Половников В. Ю. Математическое моделирование процессов тепловлагопереноса в тепловой изоляции трубопроводов. Энергосбережение и водоподготовка. 2007. № 6. С. 37– 39.
- Кузнецов Г. В., Половников В. Ю. Численное моделирование теплового состояния трубопровода в условиях затопления с учетом нестационарности процесса насыщения теплоизоляции влагой // Теплоэнергетика. 2008. № 5. С. 60–64.
- Кузнецов Г. В., Половников В. Ю. Экспериментальное определение ние тепловых потерь теплопроводов в условиях затопления // Промышленная энергетика. 2010. № 7. С. 43–45.
- Николаев А. А. Справочник проектировщика. Проектирование тепловых сетей. Курган: Интеграл, 2010.
- 12. Гува А. Я. Краткий теплофизический справочник, Новосибирск: Сибвузиздат, 2002.
- Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита, Москва: Энергия, 1976.
- Санду С. Ф. Математическое моделирование процессов переноса тепла и массы в испарительно-конденсационных системах теплопередачи энергетических установок // Известия Томского политехнического университета. 2003. Т. 306, № 4. С. 60–63.
- Reid R. C., Prausnitz J. M., Poling B. E. The properties of gases and liquids, New York: McGraw-Hill, 1987.
- Бурцев С. И., Цветков Ю. Н. Влажный воздух. Состав и свойства, Санкт-Петербург: СПбГАХПТ, 1998.
- Чудновский А. Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов, Москва-Ленинград: Физматгиз, 1962.
- Цветков Ф. Ф., Григорьев Б. А. Тепломассообмен, Москва: Издательство МЭИ, 2011.
- Самарский А. А., Гулин А. Н. Численные методы математической физики, Москва: Научный мир, 2000.
- СП 41-103-2000. Проектирование тепловой изоляции оборудования и трубопроводов. Москва: Госстрой России, 2001.
- Васильев Л. Л., Танаева С. А. Теплофизические свойства пористых материалов, Минск: Наука и техника, 1971.
- Кузнецов Г. В., Озерова И. П., Половников В. Ю., Цыганкова Ю. С. Оценка потенциала энергосбережения в системе транспортирования тепловой энергии // Энергетик. 2012. № 4. С. 39–41.
- Петров-Денисов В. Г., Масленников Л. А. Процессы тепло- и влагообмена в промышленной изоляции, Москва: Энергоатомиздат, 1983.



УДК 662.76

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-01

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ УГОЛЬНОЙ ПГУ С ПОВЫШЕННОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

Рыжков А.Ф., Белоусов В.С., Богатова Т.Ф., Вальцев Н.В., Гордеев С.И., Осипов П.В., Абаимов Н.А.

ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

АННОТАЦИЯ

Основной целью работы служит выявление способов повышения экономичности выработки тепловой и электрической энергии ПГУ-ВЦГ при использовании низкосортных топлив. В статье на основе термодинамического анализа исследуются возможности повышения экономичности электрогенерации в схеме воздушной ПГУ-ВЦГ путём прямого сжигания части угля для нагрева сжатого циклового воздуха и дутьевого воздуха, обогащенного кислородом. Отличительной особенностью предлагаемой схемы является наличие работающего на коксо-угольной пыли рекуперативного воздухонагревателя с независимой топкой. Полученные результаты использованы в расчётах сравнительной эффективности различных режимов разрабатываемой ПГУ-ВЦГ с работой ПГУ-ВЦГ по технологиям Техасо, Shell и Nakozo.

введение

Модернизация национальной экономики ставит сложные задачи по созданию парка технологий эффективного использования органического топлива для производства энергии. Перспективная ориентация мировой энергетики на твёрдое топливо и продукты его термохимической переработки определяет необходимость решения ряда проблем, связанных с их сжиганием:

 повышение эффективности угольной (твёрдотопливной) энергетики – КПД нетто станции.

 снижение выбросов вредных веществ, и парниковых газов.

Согласно Энергетической стратегии России до 2030 г. и Технологической платформы «Экологически чистая тепловая энергетика высокой эффективности» газогенераторные технологии являются одной из ключевых инновационных компонент российской угольной энергетики и полигенерации.

Разработка высокоэффективных теплоэнергетических установок на твёрдом топливе, безопасных для окружающей среды и климата является предметом интенсивных исследований во всём мире и ведётся по нескольким направлениям. Одним из основных направлений является совершенствование цикла установок IGCC, использующих в качестве топлива низкосортные угли, для конверсии которых целесообразен переход с кислородного дутья на воздушное [1-4].

Однако по ряду показателей работа воздушной IGCC протекает в условиях менее благоприятных, чем кислородной. По технологической части к числу таких показателей следует отнести более низкую теоретическую температуру процесса газификации, повышенный механический недожёг, проблемы с шлакованием, увеличение потерь с физическим теплом синтез-газа и его низкую теплоту сгорания.

Негативное влияние воздушного процесса по сравнению с кислородным отражается и на техникоэкономических показателях.

С переходом от кислородной к воздушной конверсии происходит значительное увеличение массовых потоков газов через агрегаты острова газификации – реактор, газоохладитель, газоочистку. Так при условии равенства хим. КПД воздушной и кислородной конверсии уменьшение удельной теплоты сгорания синтез-газа с 10 до 4 МДж/нм³ вызовет оценочно увеличение расходов газовых потоков и объёмов всего оборудования острова газификации в 2,5 раза. Примерно в таком режиме работает оборудование на демонстрационной ТЭС Nakoso [5].

По сравнению с кислородным процессом это влечёт соответствующее увеличение расхода жаростойких, коррозионностойких и износостойких материалов и затрат на перекачку получаемых газов, а также увеличение термодинамических потерь в цикле.

Основная доля термодинамических потерь в IGCC возникает вследствие технологического несовершенства газоохладителя, из которого утилизируемая теплота синтез-газа передаётся с перегретым водяным паром в паросиловой цикл Ренкина. Этим недостатком обладают практически все известные системы охлаждения синтезгаза, как действующие, так и находящиеся в стадии разработки [6].

Для снижения нагрузки на остров газификации целесообразно рассмотреть сочетание доступных способов, приводящих к повышению эффективности воздушной конверсии топлив, а также к уменьшению потребности энергоустановки в топливном газе.

Повышение эффективности воздушной конверсии топлив достигают обычно тремя способами: обогащением дутья кислородом, нагревом дутьевого воздуха перед реактором и понижением температуры синтез-газа на выходе из реактора.

Применение для газификации технически чистого кислорода хорошо освоено на практике. На кислороде работают практически все коммерческие IGCC [7]. Однако, высокие затраты на оборудование для получения кислорода вынуждают искать меры по сокращению доли его использования. Так, в ПГУ Nakoso, концентрация кислорода в дутье ограничена 25 % по данным [8].

Использование высокотемпературного нагрева дутьевого воздуха действует подобно присадке кислорода, повышая термохимическую эффективность реактора.

С понижением температуры синтез-газа путём двухступенчатой схемы конверсии, например, по технологии МНІ [1-5], теплоперепад, приходящийся на газоохладитель, уменьшается ориентировочно на 30% по сравнению с одноступенчатым реактором с жидким шлакоудалением.

Высокотемпературный нагрев циклового воздуха перед камерой сгорания ГТУ может значительно (в 1,5-2 раза) уменьшить топливную нагрузку на остров газификации и приблизить массовые расходы топливного газа к показателям, свойственным кислородному процессу. Сочетание нагрева циклового воздуха с понижением температуры синтез-газа после реактора может снизить термодинамические потери в воздушном цикле на 30% по сравнению с кислородным.

Нагрев воздуха перед газогенератором и газовой турбиной технически осуществим до уровня 720-930-1150°С [9]. Однако, в действующих ПГУ-ВЦГ дополнительный нагрев воздуха после компрессора обычно не осуществляется, а уровень нагрева дутьевого воздуха ограничен его температурой за дожимным компрессором (500-550°С). Примером сочетания умеренного нагрева (в дожимном компрессоре) воздуха перед газогенератором при ограниченной подаче кислорода в реактор служит известная разработка МНІ на ТЭС Nakoso [5]. Детальный анализ возможностей обсуждаемой схемы приведен в [10]. Однако, из ее анализа, а также из цикла работ японских исследователей [11] по созданию IGCC с энергетическим оборудованием перспективных параметров неясно, с помощью каких приемов предполагается решать проблему дефицита охлаждающего воздуха при работе перспективных газовых турбин на бедных синтез-газах.

Увеличение избытка воздуха в камере сгорания при повышении температуры циклового воздуха, может решить проблему дефицита охлаждающего воздуха в газовой турбине при ее работе на бедных газах. В известных проектах US DOE, изложенных, например, в [7] и в ряде других [12] рассматривается нагрев циклового воздуха после компрессора до уровня 720-930-1150°С и эффект от его применения в IGCC при работе на среднекалорийном топливном газе, получаемом в этих проектах обычно в карбонизаторах. Однако, при анализе этих схем еще не учитывались известные на сегодня последствия от негативного влияния присутствия углеводородов в синтез-газе на экологические показатели работы газовой турбины, исследованные, например, в [11].

Таким образом, необходимо проведение аналитического исследования для определения максимального эффекта от комплексного применения в IGCC высоконагретого компримированного воздуха, подаваемого в газогенератор и камеру сгорания ГТУ, а также присадок технического кислорода в газогенератор из установки воздухоразделения (ASU) при работе газогенератора в режиме с околонулевой концентрацией углеводородов.

В докладе после краткого описания разрабатываемой в УрФУ и ИЦЭУ [13] технологии воздушной ПГУ-ВЦГ представлены результаты расчетов различных режимов работы ПГУ–ВЦГ, и приведено их сравнение с известными литературными данными.

1. ПГУ С ГАЗОГЕНЕРАТОРОМ И ВОЗДУХОНАГРЕВАТЕЛЕМ

В качестве объекта исследования выбрана гибридная ПГУ–IGCC разработки УрФУ-ИЦЭУ (Инженерный центр энергетики Урала) [13], дополненная криогенной установкой разделения воздуха. Ее расчётная схема представлена на рисунке 1.



Рис. 1. Расчётная технологическая схема гибридной ПГУ мощностью 500 МВт.

Принципиальное отличие ее тепловой схемы от ПГУ Nakoso заключается в наличии высокотемпературного воздухонагревателя HITAF.

Установка собрана на базе энергетического оборудования достигнутых параметров: газовой турбины типа M701F с отбором воздуха для газификации, котлаутилизатора двух давлений (HP: $p_0=11,0$ МПа, LP: p=0.37 МПа), паровой турбины с промежуточным перегревом пара t=550°C/550°C. Модификация применяемой ГТУ хорошо показала себя при работе на бедных промышленных и синтез-газах [5,14].

Воздухонагреватель разработки ИЦЭУ-УрФУ [15] рекуперативного типа представляет собой пылеугольный НІТАF с конвективной (САН) и радиационной (RAH) секциями нагрева компримированного воздуха. В отличие от НІТAF, описанных в [7], низкопотенциальная теплота в воздушном нагревателе утилизируется не в водяном экономайзере, а в воздухоподогревателе, где подогревается воздух для сжигания топлива в топке НІТАF. Тепловой КПД брутто η_{HT} 90-93%.

Конструкция HITAF допускает изменение нагрузки в пределах 50-100% от номинальной и генерацию компримированного воздуха с температурой в диапазоне 400-1000°С. Последнее позволяет осуществлять изменение калорийности синтез-газа без заметного изменения его расхода и осуществлять так называемое «качественное» регулирование работы газовой турбины в пределах 70-110%.

Газогенератор – двухступенчатый, поточного типа. За основу газогенератора принят известный реактор разработки МНІ [5]. Газогенератор работает (как и HITAF) на стандартной пыли битуминозного и суббитуминозного углей. Газифицирующие агенты - высоконагретый воздух с добавкой кислорода при модерирующей присадке водяного пара.

| Параметр | Ед. | Значе- |
|--------------------------------|-------|---------|
| | ИЗМ. | ние |
| Температура синтез-газа на вы- | °C | 1800 |
| ходе из 1 ступени | | |
| Температура синтез-газа на вы- | °C | 1100 |
| ходе из 2 ступени | | |
| Давление в реакторе | МΠа | 3.0 |
| Расчетная степень конверсии | % | 98 |
| Содержание углеводородов в га- | % об. | < 0.5 |
| 3e | | |
| Потери теплоты от охлаждения | % | 2 |
| peaктора, q5 | | |
| Химический КПД, ух | % | 85-85.7 |
| Энергетический КПД, пэ | % | 90-95 |

Таблица 1. Параметры работы газогенератора

Работа газогенератора рассчитана при:

– изменении температуры дутьевого воздуха t_{r_B} в пределах 400-1000°С;

– изменении концентрации кислорода O_2 в дутье в пределах: 21-25% (а) и 21-45% (б).

Выбор максимальных значений температуры дутья определялся практическим опытом по разработке HITAF [9].

Выбор максимальной концентрации кислорода в дутье определялся из следующих условий: а) $C_{O2} \approx 25\%$ - концентрация в обогащённом дутье, при которой калорийность синтез-газа соответствует достигнутой калорийности синтез-газа при необогащённом ($C_{O2}=21\%$) горячем ($T_{AG}=1000^{\circ}$ С) дутье;

б) $C_{O2} \approx 45\%$ - концентрация в обогащённом дутье, при которой энергозатраты на работу ASU соответствуют энергозатратам на эксплуатацию воздушного компрессора при использовании необогащённого ($C_{O2}=21\%$) горячего ($T_{\pi B}=1000^{\circ}$ С) дутья.

Система газоохлаждения и газоочистки рассчитана для варианта CGC: с холодной газоочисткой (с понижением температуры до 350°C в пароводяном газоохладителе и водяным квенчингом) по стандартной технологии [10].

Для применения более экономичных схем - с горячей газоочисткой (с понижением температуры до 500°С в пароводяном охладителе и последующей сухой сероочисткой, например, по технологии [16]), а также с высокотемпературной газоочисткой (производимой при температуре выходящего из реактора синтез-газа), например, по технологии [17] оказалось недостаточно расчётных данных. Изменение температуры циклового воздуха t_{цв} осуществляется в пределах 500-1000°С.

КПД брутто выработки электроэнергии в рассматриваемой ПГУ в случае высокотемпературной газоочистки ориентировочно составляет:

 $\eta^{\text{6p}}_{\text{IGCC}} = [b_1 \cdot \eta_{\text{9}} + b_2 \cdot \eta_{\text{HT}}] \cdot [\eta_{\text{FTY}} + (1 - \eta_{\text{FTY}}) \cdot \eta_{\text{KY}} \cdot \eta_{\text{ITTY}}],$

где $b_1+b_2=1-$ коэффициенты распределения топливных потоков. Подставив соответствующие значения, получаем: $\eta^{6p}_{\ IGCC}{\approx}0.57{=}0.95~\eta^{6p}_{\ NGCC}.$

Дополнительное уменьшение разницы между IGCC и NGCC возможно в случае уменьшения потерь в воздухонагревателе, например, за счёт сброса выхлопных газов из ГТУ в воздухонагреватель, как это рассматривается в [7]. Однако для принятия решения требуются тонкие расчёты, поскольку экономия по η^{6p}_{IGCC} оценочно составит не более 0.5 %.

В соответствии с рис. 1, воздух сжимается компрессором ГТУ и, разделяясь на два потока G_{rB} и G_{uB} , поступает в HITAF. Поток G_{rB} , идущий в газогенератор, дополнительно компримируется в дожимном компрессоре.

Нагретые потоки воздуха и подаются соответственно в реактор конверсии и камеру сгорания ГТУ. Угольная пыль из системы топливоподготовки подаётся в HITAF и газификатор. Цикловый воздух в камере сгорания догревается до температуры t'_{гт}=1400°С. Полученное рабочее тело расширяется в ГТ с падением темературы до t''_{гт}=600 С. Теплота выхлопных газов ГТУ утилизируется в КУ с $\eta_{\rm Ky}$ = 85%. Пар из КУ, расширяется в ПТ и частично используется в качестве модерирующей среды в газогенераторе. Корректирующая присадка кислорода подаётся в реактор из ASU.

2. РАБОТА ІGCС ПРИ НАГРЕВЕ ЦИКЛОВОГО ВОЗДУХА

На рисунке 2 приведены результаты расчётов энергетической эффективности ПГУ с реактором на высокотемпературном воздушном дутье и холодной газоочисткой, полученные при изменении температуры циклового воздуха после компрессора.



ПГУ от температуры циклового воздуха.

Расчет производился в режиме постоянной мощности газовой турбины при работе реактора на неподогреваемом воздушном дутье. Рост температуры циклового воздуха приводит к снижению расхода синтез-газа и расхода пара из газоохладителя. Снижение паровой нагрузки острова газификации приводит к уменьшению мощности брутто IGCC с 529 до 485 МВт при незначительном снижении КПД брутто (на 0,22%). Снижение КПД брутто обусловлено дополнительными потерями с уходящими газами из топки высокотемпературного воздухонагревателя. Однако вследствие снижения нагрузки на наименее эффективный остров газификации КПД нетто возрастает на 1% и достигает значения 52,22%.

С переходом на битуминозный уголь параметры IGCC незначительно уменьшаются (мощность на 0,5-1,3%, КПД брутто на 0,01-0,2%).

3. СРАВНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РАЗРАБАТЫВАЕМОЙ ТЕХНОЛОГИИ ПГУ С ИЗВЕСТНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

В таблице 2 приведены результаты сравнительных расчётов показателей разрабатываемой ПГУ с известными технологиями, работа которых была просчитана нами для суббитуминозного угля с применением описанного ранее энергетического оборудования и холодной газоочистки.

| Πορομοτρ | Texaco | Shall | мні — | УрФУ (Т _{дв} =1000°С) | | C) |
|-------------------------------------|--------|-------|--------|--------------------------------|----------------------|----------------------|
| Параметр | Техасо | Shen | IVIIII | C ₀₂ =21% | C ₀₂ =25% | C ₀₂ =43% |
| Химический КПД, % | 75,5 | 79,7 | 83,1 | 85,3 | 85,7 | 85 |
| Расход синтез-газа, кг/с | 92,14 | 78,39 | 138 | 71,69 | 62,7 | 43,54 |
| Расход пара на газоохладитель, кг/с | 134,55 | 127,2 | 115,4 | 59,6 | 53,1 | 39,4 |
| Мощность газовой турбины, МВт | 341,2 | 339 | 324,1 | 300 | 300 | 304,2 |
| Мощность паровой турбины, МВт | 250,9 | 246,3 | 244,1 | 185,8 | 181,1 | 174,7 |
| Мощность брутто, МВт | 592,1 | 585,3 | 568,1 | 485,8 | 481,1 | 478,9 |
| Мощность нетто, МВт | 531,4 | 527,8 | 518,9 | 465,8 | 465 | 457,3 |
| КПД брутто, % | 53,42 | 55,97 | 55,99 | 54,45 | 54,15 | 54,93 |
| КПД нетто, % | 47,94 | 50,48 | 51,14 | 52,22 | 52,34 | 52,46 |
| | | | | | | |

Табл. 2. Сравнение традиционных технологий с технологией, разбатываемой в УрФУ

Как следует из таблицы 2, применение высокотемпературного воздухонагревателя HITAF понижает расход синтез-газа:

- на 48-68% по сравнению с воздушнокислородной технологией Nakoso;

- на 9-45% по сравнению с кислородной технологией Shell.

Наблюдающееся при этом снижение мощности нетто ПГУ на 10-13% связано с уменьшением мощности ПТУ на 24-29% и в меньшей степени ГТУ – на 6-11%. Отмечаемое при этом понижение КПД брутто на 1% обусловлено дополнительными потерями с уходящими газами из независимой топки НІТАF. Однако значительная (до 48-68%) разгрузка наименее эффективного острова газификации перекрывает эти потери и приводит к росту КПД нетто IGCC на 2% по сравнению с Шелл и на 1,3% по сравнению с МНІ- Nakoso.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

 Исследованы три типа конверсии битуминозного и суббитуминозного угля при температуре дутьевого воздуха 500-1000оС и обогащении его кислородом от 21 до 43% при работе газогенератора в режиме с околонулевой концентрацией углеводородов.

2) Применение в схеме высокотемпературного воздухонагревателя воздуха с независимой топкой в сочетании с ASU производительностью 25% от полной позволяет:

Повысить химический КПД газификации в 1,08 и 1,3 раза по сравнению с кислородной газификацией по технологии Shell и воздушной МНІ;

Уменьшить массовый расход синтез-газа в ГТУ на 45% по сравнению с технологией Shell и на 68% по сравнению с МНІ.

Уменьшить расход пара из газоохладителя на 69% по сравнению с технологией Shell и на 66% по сравнению с МНІ;

Повысить КПД нетто IGCC на 2 % по сравнению с технологией Shell и на 1,32% по сравнению с IGCC типа Nakoso.

В целом, разрабатываемая технология по экономичности превосходит известные технологии, что стимулирует проведение дальнейших исследований в выбранном направлении.

Работа выполнена в Уральском федеральном университете за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

Список литературы:

- Mitsubishi Heavy Industries Ltd. PRB coal gasification test results with air blown IGCC. In: Gasification technologies conference 2006, Washington, DC, USA; 2006.
- Hashimoto T, Ota K, Fujii T. Progress update for commercial plants of air blown IGCC. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea and air, GT2007-28348, Montreal, Canada; May 14–17, 2007.
- Ishibashi Y, Shinada O. First year operation results of CCP's Nakoso 250 MW air-blown IGCC demonstration plant. In: Gasification technologies conference 2008, Washington, DC, USA; 2008.
- Ishibashi Y. Second year operation results of CCP's Nakoso 250 MW air-blown IGCC demonstration plant. In: Gasification technologies conference 2009, Colorado Springs, CO, USA; 2009.
- Hashimoto T, Sakamoto K, Kitagawa Y, Hyakutake Y, Setani N. Development of IGCC commercial plant with air-blown gasifier. Mitsubishi Heavy Industries Technical Review, vol. 46, no. 2, June; 2009.

- Uebel K, Guenther U, Hannemann F, Schiffers U, Yilmaz H, Meyer B. Development and engineering of a synthetic gas cooler concept integrated in a Siemens gasifier design. Fuel, Volume 116, 2014, Pages 879-888.
- Combined Cycle Systems for Near-Zero Emission Power Generation. Edited by A. Rao 2012.
- Uchida S, Shinada O, Furuya T. Feasibility and status of coal gasification combined cycle plant in Japan. ACS Fuel Chem Div Prepr 1996;41:516–20.
- United Technologies Research Center Final Technical Report DE-AC22–95PC95144 (March 31, 2001), Combustion 2000 Phase II, Prepared for National Energy Technology Laboratory, Pittsburgh, PA.
- Giuffrida A, Romano M.C., Lozza G. Thermodynamic analysis of airblown gasification for IGCC applications. Applied Energy, Volume 88, Issue 11, November 2011, Pages 3949-3958.
- Hasegawa T. Gas Turbine Combustion and Ammonia Removal Technology of Gasified Fuels. Energies 2010, 3, 335–449.
- János M. Beér. High efficiency electric power generation: The environmental role. Progress in Energy and Combustion Science. Volume 33, Issue 2, April 2007, Pages 107–134.
- Gordeev S.I., Val'Tsev N.V., Bogatova T.F., Levin E.I., Shulman V.L., Ryzhkov A.F., Abaimov N.A. On the pre-design of hybrid coal CCPP with the air heater. ELEKTRICHESKII STN., Volume 10, 2012, Pages 17-27.
- Toyoaki Komori, Hiroyuki Hara, Hisato Arimura and Yohsuke Kitauchi. Design for F Class Blast Furnace Gas Firing 300 MW Gas Turbine Combined Cycle Plant// Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2003 Tokyo November 2-7, 2003.
- Remenyuk A.V., Mikula V.A., Ryzhkov A.F., Makhaev A.D., Bogatova T.F. Modeling of high radiation airheater element. Elektricheskii STN., Volume 10, 2012, Pages 36-39.Combined Cycle Systems for Near-Zero Emission Power Generation. Edited by A. Rao 2012.
- Yunhan Xiao, Zhen Li, Bo Wang, Lifeng Zhao and Jinling Chi. Thermodynamic Performance Assessment of IGCC Power Plants with Various Syngas Cleanup Processes. Journal of Thermal Science Vol.21, No.5 (2012) Pages 391–403.
- Arleta Waindich, Michael Müller. Alkali removal at 1400°C under gasification conditions// Fuel, Volume 116, 2014, Pages 889-893.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-10

УДК 543.318.3; 621.18:662.9

ОППОЗИТНЫЙ РОТОРНЫЙ ТЕПЛОГЕНЕРАТОР

Серов А.Ф., Мамонов В.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время актуален вопрос получения тепловой энергии с помощью экологически чистых технологий из возобновляемых источников энергии [1, 2]. В предлагаемом сообщении описан теплогенератор, который позволяет непосредственно преобразовать кинетическую энергию ветра в тепловую энергию.

Наиболее эффективное соединение ветродвигателя и теплогенератора позволяет реализовать генератор тепловой энергии на возобновляемом источнике с высоким коэффициентом преобразования энергии ветра в тепловую энергию. Высокое КПД достигается за счет того, что имеется возможность всю энергию от источника кинетической энергии (ветродвигатель, гидротурбина) преобразовать в тепло и накопить в объёме теплоносителя (в тепловом аккумуляторе).

Для проведения исследований была разработана конструкция и изготовленн макетный образце теплогенератора. Оппозитный роторный теплогенератор состоит из ротора и статора, которые образуют систему цилиндрических кольцевых каналов. На рис. 1 приведена фотография ротора. Аналогичную конструкцию имеет и статор.



Рис. 1 Ротор теплогенератора

В сборе ротор и статор макетного образца теплогенератора образуют мультицилиндровую систему из 13 кольцевых цилиндрических каналов высотой 50 мм, шириной 2 мм и диаметром от 195 до 315 мм. Система заполняется вязкой жидкостью с заданными свойствами, которая при работе устройства циркулирует в контуре, содержащем теплообменник для передачи тепла в аккумулятор тепловой энергии.

На рис. 2 приведена фотография макета оппозитного теплогенератора «Кварта-ОТГ».

Принцип работы следующий: нагрев рабочей жидкости происходит при встречном вращении мультицилиндрового ротора и статора в цилиндрическом объеме, которые, увлекая за собой слои жидкости, создают большие сдвиговые напряжения.



Рис. 2 Оппозитного теплогенератор «Кварта-ОТГ»

При этом кинетическая энергия полностью преобразуется в тепловую энергию. Производительность теплогенератора определяется геометрией и размерами площади оппозитных поверхностей ротора и статора и свойствами рабочей жидкости (плотность, вязкость).

В таблице 1 приведены данные о призводительности теплогенератора при нагреве жидкости с вязкостью µ=0,9 сП (вода) µ=36 сП (смесь воды и глицерина).

| | | Таблица 1 |
|---------------------------|-----------------|-------------------|
| | Вода, | Водоглицериновая |
| | $\mu = 0.9c\Pi$ | смесь, µ = 36сП |
| ω, рад / с | 19,2 (F=3,0 Гц) | 20,68 (F=3,22 Гц) |
| момент, Н*м | 0.312 | 1.792 |
| Мощность, Вт =Дж / сек | 12.2 | 49.258 |

На рис. 3 приведена схема и фотография стенда для исследования эффективности теплогенератора при использовании различных рабочих жидкостей и разных режимов работы. Такие исследования дают возможность оптимизировать конструкцию и режимы работы устройства под требования низкооборотного ротора ветрогенератора. Стенд включает в себя электропривод с тахометром, теплоизолированный теплогенератор, динамометрическую систему измерения наведенного момента. Теплопроизводительность регистрируется теплосчетчиком который регистрирует расход теплоносителя, температуру до и после теплогенератора.



Рис.3 Стенд для исследования оппозитного теплогенератора 1 - теплогенератор; 2- электропрвод; 3 – датчик оборотов; 4 – цифровой динамометр; 5,6,7 - датчикитемпературы; 8 – счетчик оборотов; 9 - микропроцессорный блок обработки данных; 10 – емкость; 11 - теплочетчик; 12 – блок управления оборотами электропривода.

Исследования зависимости производительности генератора от скорости вращения ротора относительно статора теплогенератора показали, что процессы преобразования в тепловую энергию кинетической энергии увлекаемой жидкости в зазоре нелинейно зависит от оборотов ротора. На рисунке 4 приведена зависимость момента передаваемого статору теплогенератора от оборотов ротора.



Рис.4. Зависимость момента сопротивления от вязкости и скорости вращения.

Известно [3], что в зависимости от величины числа Тейлора Та, в зазоре между вращающимися коаксиальными цилиндрами может быть реализован один из трех режимов течения:

Ta < 41,3 – ламинарное течение Куэтта;

41,3 < Та < 400 – ламинарное течение с вихрями Тейлора;

Ta > 400 – турбулентное течение. Для нашего случая

$$Ta = Ud/v * \sqrt{d/l}$$

где U – относительная окружная скорость стенок цилиндров, образующих кольцевой зазор, d – зазор между цилиндрами, v – кинематическая вязкость жидкости, R – средний радиус кольцевого зазора.

Для условий эксперимента, приведенных в таблице 1, для воды число Тейлора изменяется в диапазоне от 3700 до 14900 (турбулентный режим), а для водоглицериновой смеси – от 102 до 412 (ламинарное течение с вихрями Тейлора.

Расчет, проведенный Дж.Т.Стюартом [4] для области ламинарного течения с вихрями Тейлора, показал, что существует равновесие между переносом энергии из основного течения во вторичное и диссипацией энергии во вторичном течении вследствие трения. Перенос энергии из основного течения во вторичное течение приводит к сильному увеличению момента сопротивления между цилиндрами по сравнению с течением Куэтта. Еще больший эффект увеличения момента сопротивления возникает при переходе к турбулентному режиму течения. В нашем случае – это эксперименты с водой.

На рис. 4 приведены полученные экспериментальные зависимости момента сопротивления от вязкости жидкости и относительной скорости вращения. Приведенные результаты измерений подтверждают тот факт, что, в отличие от ламинарного течения Куэтта, величина момента сопротивления, возникающая между вращающимися цилиндрами, нелинейно зависит от относительной скорости вращения.

Оппозитный теплогенератор хорошо сочетается с роторными ветродвигателями и позволяет создавать локальные тепловые пункты (рис. 5).



Рис.5 Схема ветротеплопункта

 1 – оппозитный теплогенератор; 2 – оппозитный роторный ветродвигатель с вертикальной осью; 3 – накопительная ёмкость с теплообменником; 4 – теплосчетчик-регулятор Тритон-М.

Список литературы:

- Безруких П.П. и др. Ресурсы и эффективность использования возобновляемых источников энергии в России/СПб., Наука, 2002, 314 с.
- Концепция использования ветровой энергии в России/ под ред. П.П. Безруких. М.: Книга-Пента, 2005, 128 с.
- 3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя/ М., Наука, 1969, 742 с.
- Stuart J.T. On the nonlinear mechanics of hydro-dynamic stability/ J/ Fluid Mech. 4, 1958, 1-21 p.



УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-07

ТРЕХМЕРНЫЙ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЯЧЕЕК ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ СБОРОК РЕАКТОРА БРЕСТ-ОД-300

Смирнов В.П., Захаров А.Г.

ОАО Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники, 101000, Россия, Москва, ул. Малая Красносельская, 2/8

АННОТАЦИЯ

Данная статья посвящена трехмерным теплогидравлическим расчетам ячеек тепловыделяющих сборок (ТВС) активной зоны (АЗ) реактора БРЕСТ-ОД-300. Расчеты проводились в коде ANSYS/Fluent 14.5 с использованием переходной (transition) SST модели турбулентности. В качестве модели турбулентного числа Прандтля Pr_{T} , необходимого для замыкания уравнения энергии, была использована модифицированная модель локального Pr_{T} [1].

Цель первой части работы – расчет факторов формы по коэффициентам трения и теплоотдачи для 15 групп ячеек на участке стабилизированного течения и теплообмена с гладкими твэлами.

Вторая часть работы заключается в количественной оценке влияния дистанционионирующих решеток на гидродинамику и теплообмен.

Полученные сведения о факторах формы и местных коэффициентах сопротивления и теплоотдачи в решетках можно будет использовать для замыкания поячеистого кода ПУЧОК-ЖМТ 1.0, являющегося модификацией более ранней поячеистой программы [2], с помощью которого возможно провести расчет АЗ реактора БРЕСТ-ОД-300.

введение

Теплогидравлический расчет бесчехловой АЗ реактора БРЕСТ-ОД-300 проводится с помощью поячеистого кода в два этапа. На первом этапе в качестве ячеек принимаются ТВС, зазоры между ТВС и зазоры между блоками бокового отражателя (БО). Целью первого этапа является определение расходов теплоносителя по зазорам ТВС и зазорам БО. На втором этапе каждая ТВС разбивается на ячейки, ограниченные соседними твэлами, несущими стержнями (HC), обечайкой в случае ТВС с регулирующим органом аварийной защиты (TBC PO A3) и линией симметрий в зазорах между соседними ТВС.

Поячеистиые теплогидравлические расчеты проводятся с помощью кода ПУЧОК-ЖМТ 1.0, основанного на интегрировании стационарных уравнений сохранения массы, количества движения и энергии для выделенных взаимосвязанных ячеек, на которые разделено проходное сечение ТВС или АЗ. Указанная система уравнений дополнена двумерными уравнениями (r, ϕ) теплопроводности в твэлах.

В поячеистой методике, как и в любой методике, основанной на осреднении характеристик потока в поперечном сечении, требуются замыкающие зависимости для коэффициентов трения, теплоотдачи, обмена количеством движения и теплом, коэффициенты сопротивления дистанционирующих решеток для ТВС с гладкими твэлами.

Руководствуясь методическими указаниями [3] и справочником [4] в коде ПУЧОК-ЖМТ 1.0 приняты следующие замыкающие зависимости для регулярных ячеек с треугольной упаковкой.

Для коэффициента трения

$$\lambda_{f,\infty} = \lambda_{mp} \left(0.57 + 0.18 \left(\frac{s}{d} - 1 \right) + 0.53 \left(1 - \exp(-A) \right) \right), (1)$$
$$\lambda_{mp} = 0.11 \left(\frac{\Delta}{d_r} + \frac{68}{Re} \right)^{0.25},$$
$$A = 0.58 \left(1 - \exp\left(-70 \left(\frac{s}{d} - 1 \right) \right) \right) + 9.2 \left(\frac{s}{d} - 1 \right),$$

где s — шаг между твэлами, м; d — диаметр твэлов, м; Δ — абсолютная шероховатость, м; d_{Γ} — гидравлический диаметр, м; Re — число Рейнольдса.

Для числа Нуссельта

$$Nu_{\infty} = 7.55 \frac{s}{d} - \frac{20}{\left(\frac{s}{d}\right)^{13}} + \frac{0.041}{\left(\frac{s}{d}\right)^2} Pe^{\left(\frac{0.56+0.19s}{d}\right)},$$
 (2)

где Ре-число Пекле.

Для коэффициента сопротивления дистанционирующей решетки сотового типа

$$\xi_{p} = \frac{1-\varepsilon}{2\varepsilon^{2}} + \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^{2} + \left(1.74 - 2lg\left(\frac{3.5 \cdot 10^{-5}}{d_{p}}\right)\right)^{-2} \frac{h_{p}}{d_{p}} - \frac{1}{(3)} -$$

где ε - относительное проходное сечение решетки; d_p - гидравлический диаметр решетки, м; h_p - ширина решетки, м.

Для коэффициента обмена количеством движения

$$\beta^{M} = \frac{F_{\kappa}}{\Pi_{\kappa}} \frac{1}{d} \left\{ 10^{-2} \left[\frac{s}{d} - 1 \right]^{0.5} \left(\frac{Re}{10^{4}} \right)^{-0.2} + \frac{6.7 \left(\frac{s}{d} - 1 \right)}{\left(\frac{s}{d} \right) Re} \right\},$$

>)

где F_K – проходное сечение *K*-ой ячейки, м²; Π_K – смоченный периметр *K*-ой ячейки, м.

Для коэффициента обмена теплом

ſ

$$\beta^q = \psi \beta^M$$

где *ψ* – коэффициент подобия.

Для нерегулярных ячеек требуется определить факторы формы или поправочные коэффициенты f_{λ} , f_{Nu} , f_{β} к описанным выше зависимостям для регулярных ячеек.

Экспериментальное определение факторов формы сопряжено с необходимостью проведения экспериментов на крупномасштабных моделях, которые позволяют измерить поля скорости и температуры в ячейках. Другой путь, менее дорогостоящий, состоит в применении трехмерных теплогидравлических CFD-кодов, который позволит рассчитать поля скорости и температуры в ячейках и путем осреднения получить замыкающие зависимости. Приведенные ниже результаты расчетов получены с помощью трехмерного кода ANSYS/Fluent 14.5 [5].

1. ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЯЧЕЕК ТВС РЕАКТОРА БРЕСТ-ОД-300

Стационарный трехмерный теплогидравлический расчет ячеек ТВС на участке с гладкими твэлами в условиях стабилизированного течения и теплообмена был проведен с помощью кода ANSYS/Fluent 14.5. Для моделирования турбулентности использовалась одна из моделей семейства RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) моделей, а именно, переходная SST модель [5]. Данная модель относится к классу низкорейнольдсовых и способна разрешать вязкий подслой.

Система уравнений турбулентного конвективного теплообмена решалась методом контрольных объемов с использованием алгоритма SIMPLE [5]. При дискретизации уравнений движения, турбулентных характеристик и энергии использовалась схема 3-го порядка точности MUSCL. Дискретизация давления осуществлялась схемой второго порядка [5]. Точность итераций задавалась равной 10⁻⁵ по относительным средним невязкам.

1.1. Постановка задачи. Геометрия расчетной области

Активная зона реактора БРЕСТ-ОД-300 состоит из двух подзон – центральной зоны (ЦЗ) и периферийной зоны (ПЗ). ТВС ЦЗ набраны из 160 твэлов с наружным диаметром 9.765 мм и 9 несущих стержней с наружным диаметром 13.4 мм.

Количество твэлов и несущих стержней в ТВС ПЗ то же самое, однако, наружный диаметр твэлов равен 10.57 мм. Шаг между твэлами обеих подзон равен 13.49 мм. Материал оболочки твэла отличается от материала основной его части. Также между керном (основной частью твэла) и оболочкой присутствует тонкий гелиевый зазор.

Блоки БО размещены с зазорами 2 мм.

По геометрии ячейки АЗ можно разбить на 15 групп (см. рис. 1). На этом рисунке ячейки с номерами 5-8 не показаны.



Ячейки с номерами 1–6 принадлежат ТВС ЦЗ и обладают следующими геометрическими параметрами: s = 13.49 мм, $s_s = 15.44$ мм, $d_u = 13.4$ мм, d = 9.765 мм. Здесь s - шаг между твэлами, $d_u -$ диаметр несущего стержня, d - диаметр твэла, $s_s -$ зазор между ТВС ЦЗ. Не изображенные ячейки с номерами 7–10 принадлежат ТВС ПЗ. Эти ячейки обладают такими же геометрическими параметрами, что и ячейки ТВС ЦЗ с номерами 1–4 соответственно, за исключением диаметра твэлов, здесь d = 10.57 мм. Ячейки с номерами 11–13 лежат на стыке ТВС ЦЗ и ТВС ПЗ. При этом $d_{11} = 9.765$ мм, $d_{11} = 10.57$ мм. Номера 14 и 15 соответствуют ячейкам, находящимся на стыке ТВС ПЗ и бокового отражателя, при этом $s_{\delta} = 9.72$ мм, $s_{as} = 6.57$ мм.

В приложении (Табл. №1) приведены сведения о проходном сечении F и гидравлическом диаметре d_{Γ} каждой из 15 ячеек. В этой же таблице для всех ячеек указаны также минимальное Re_{min} и максимальное Re_{max} числа Рейнольдса.

Теплофизические свойства свинцового теплоносителя принимались при 480 °С (средняя температура в ячейках ТВС) по справочнику [6] и считались постоянными. Эти свойства приведены в приложении (Табл. №2).

Методика поячеистого теплогидравлического расчета, реализованная в коде ПУЧОК-ЖМТ 1.0, основана на замыкающих зависимостях для коэффициентов трения и теплоотдачи в ячейках при условии их стабилизации по длине сборки. Отличие коэффициента трения от стабилизированного значения учитывается в коэффициенте сопротивления дистанционирующей решетки. В расчете теплообмена используется консервативный подход, при котором эффект интенсификации теплоотдачи из-за дистанционирующей решетки не учитывается. Однако, для оценки максимальной температуры оболочки твэла в коде ПУЧОК ЖМТ 1.0, необходима информация о максимальной величине т.н. «температурного подскока» в дистанционирующей решетке. «Температурный подскок» определяется как:

$$\Delta T = T_{w,\max} - \overline{T_w},\tag{4}$$

где $T_{w,\max}$ – максимальная температура оболочки твэла; $\overline{T_w}$ – средняя температура оболочки твэла в сечении с $T_{w,\max}$.

Для нахождения интересующих нас величин f_{λ} и f_{Nu} необходимо получить состояние стабилизированного течения и теплообмена. При использовании периодических граничных условий по направлению течения это состояние достигается со значительной экономией вычислительных ресурсов.

Вдоль оси *х* длина расчетной области для всех групп ячеек в этом случае составляет $L = 5d_r$. На рис. 2 показана расчетная область вместе с системой координат для регулярной ячейки ЦЗ (ячейка с №1 из рис. 1).



Рис. 2. Расчетная область и система координат. Ячейка №1.

Для решения уравнения энергии требуется задание турбулентного числа Прандтля Pr_T . Простейшей моделью является задание постоянного значения Pr_T . При заданных числах Re и Pr, значение Pr_T в первом приближении может быть найдено из условия равенства значений стабилизированного числа Нуссельта Nu, полученного при CFD-моделировании теплообмена в трубе и соответствующего экспериментального значения.

В качестве реперной зависимости, на наш взгляд, может быть принята зависимость В.И. Субботина и др.[7]:

$$Nu = 5 + 0.025 P e^{0.8}, (5)$$

обобщающая опытные данные с погрешностью $\pm 15\%$. СFD-расчеты теплообмена в трубе при $Re = 2.0 \times 10^5$ и Pr = 0.0163 показали, что указанное выше совпадение значений *Nu* имеет место при $Pr_T = 1.2$.

Далее при найденном значений Pr_T проводятся трехмерные расчеты теплообмена для регулярной ячейки и результаты расчета числа Нуссельта сравниваются с формулой (5).

Трехмерные расчеты теплообмена для регулярной ячейки с относительными шагами s/d = 1.28 и s/d = 1.38 с $Pr_T = 1.2$ показали, что расчетное значение Nu выше, чем по формуле (2) на 30 %. Т.е. модель с постоянным числом Pr_T требует его более высокого значения.

На наш взгляд, результат вполне ожидаемый, так как модель с постоянным значением *Pr_T* является сугубо приближенной.

Другой, более универсальной моделью для каналов с произвольным поперечным сечением, является модель локального Pr_T . В работе [7] приведена формула для Pr_T , полученная на основе модели локальной однородности и статистических характеристик пульсаций скорости и температуры:

$$Pr_{T} = 0.69 \left(\frac{u_{0}}{u}\right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - exp\left(-0.62 \cdot 10^{-4} \, Re \, Pr^{\frac{1}{3}}\right)\right]^{-1}, \quad (6)$$

где u – осевая компонента скорости; u_0 – максимальная величина осевой компоненты скорости на участке стабилизированного течения; Pr – молекулярное число Прандтля.

СFD-расчеты теплообмена в трубе с использованием формулы (6) показали, что при $Re = 2.0 \times 10^5$ и Pr = 0.0163 значения Nu выше, чем по формуле (5) на 33 %. С ростом числа Re и при Pr = 1 в центре трубы должна выполняться аналогия Рейнольдса, т.е. $Pr_T = 1$. Отсюда следует, что более правильным является модифицированный вариант формулы (6):

$$Pr_{T} = \left(\frac{u_{0}}{u}\right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - exp\left(-0.62 \cdot 10^{-4} \, Re \, Pr^{\frac{1}{3}}\right)\right]^{-1}$$
(7)

Двумерные расчеты теплообмена в круглой трубе в диапазоне $160 \le Pe \le 3300$ по переходной SST модели турбулентности с использованием выражения (7) для Pr_T , позволяют определить Nu с погрешностью не более чем в 7 %. Именно модель (7) была использована нами далее в теплогидравлических расчетах для замыкания уравнения энергии.

Помимо уже упомянутого ранее допущения о постоянности теплофизических свойств, при постановке задачи были сделаны еще несколько упрощений:

– в расчетах ни тело твэла, ни его оболочка, ни гелиевый зазор между ними не моделировались в качестве трехмерных объектов. В модели присутствовала одна жидкая фаза. При этом объемное тепловыделение заменялось заданием на внешней поверхности оболочки постоянной плотности теплового потока $q_w = 1.5 \times 10^6$ Вт/м² (данное значение плотности теплового потока было использовано вместо $q_w \approx 0.8 \times 10^6$, характерного для БРЕСТ-ОД-300 для увеличения температурной разности стенка-жидкость, и, соответственно, уменьшения погрешности расчета Nu и ΔT);

– не были учтены термогравитационные силы;

 на обечайках блоков БО и ТВС ЦЗ АЗ приближенно принимались адиабатные условия.

При постановке задачи использовались следующие граничные условия (ГУ): на торцах расчетной области вдоль потока – периодические ГУ по массовому расходу теплоносителя G, кг/с (для температуры периодичность на выходной границе обеспечивалась вычитанием линейного подогрева, при этом температура до начала обогрева $\overline{T_{ex}} = 440$ °C); на симметричных гранях – условия симметрии для всех переменных; на стенке – условия прилипания для скорости и ГУ 2-го рода для температуры $q_w = const$.

1.2. Подбор расчетной сетки. Установление сеточной независимости результатов

Выбор типа расчетной сетки был сделан следующим образом. Расчет для ячейки №1 был произведен как с использованием блочно-структурированной гексагональной сетки $N_r \times N_{\omega} \times N_x = 40 \times 10 \times 10$ (см. рис. 3 а), так и с использованием сетки из тетраэдрических элементов с наращенными у смоченных поверхностей призматическими слоями (см. рис. 3 б). Здесь N_r - количество сеточных элементов по нормали от стенки; N_{ϕ} – количество сеточных элементов по азимуту непосредственно на стенке; N_x – количество элементов в осевом направлении. При этом минимальная ортогональность сетки составляла не менее 0.3. Максимальное значение у⁺ около стенки не превышало 1. Оценка влияния сеток проверялась на расчетном коэффициенте трения, оцениваемом через перепад давления на участке как:

$$\lambda_{f,\infty}^{Pac} = \frac{2d_{\Gamma}\Delta p}{\rho \overline{w^2}L}, \qquad (8)$$

где Δp – перепад статического давления, Па; $\overline{w} = G/\rho F$ – среднемассовая скорость, м/с.



Рис. 3. Поперечное сечение расчетной сетки для ячейки №1: а – гексагональная сетка; б – тетраэдрическая сетка с призматическими слоями.

На основе вариантных расчетов было установлено, что изменение количества контрольных объемов в осевом и азимутальном направлениях практически не влияет на величину коэффициента трения. Существенным оказывается лишь количество элементов по нормали к стенке. Сеточная сходимость проверялась на четырех различных гексагональных сетках: «грубой» – $10 \times 10 \times 10$, «средней» – $20 \times 10 \times 10$, «мелкой» – $40 \times 10 \times 10$ и «очень мелкой» – $80 \times 10 \times 10$. Расчеты проводились регулярной ячейки ТВС ЦЗ №1 при $Re = 10^5$. Результаты проверки сеточной сходимости по коэффициенту трения $\lambda_{f,\infty}^{Pac}$ и относительные погрешности расчета этой величины между различными сетками $\delta \lambda_{f,\infty}^{Pac}$ приведены в таблице ниже:

| Тип сет- ки | «гру- бая» | «сред- няя» | «мел- кая» | «очень мел- кая» |
|--|---------------|----------------|---------------|------------------------|
| $\lambda_{f,\infty}^{Pac}$ | 0.01805 | 0.01980 | 0.02078 | 0.02093 |
| $\delta\!\lambda^{\scriptscriptstyle Pac}_{\scriptscriptstyle f,\infty}$, % | - | 8.8 | 4.7 | 0.7 |

Из приведенной выше таблицы видно, что «мелкая» сетка вполне уже обеспечивает приемлемый уровень точности в расчете величины $\lambda_{f \infty}^{Pac}$.

Как показало сравнение результатов расчетов, значения коэффициентов трения, полученные на сетках разных типов с сопоставимым количеством элементов, отличаются менее чем на 1 %. Так как результаты отличаются очень слабо, то в последующих расчетах была использована тетра-сетка с призматическими слоями, как наиболее удобная в построении и универсальная для описания различных типов геометрии.

Основываясь на результатах проверки решения на сеточную независимость, для дальнейших расчетов оставшихся 14 групп ячеек была выбрана тетра-сетка с призматическими слоями, с параметрами N_r 40, N_{φ} 25, $N_x = 10$.

1.3. Основные результаты расчетов

В приложении (Табл. №1) приведены расчетные значения форм-факторов f_{λ} и f_{Nu} для всех 15 групп ячеек ТВС АЗ. Эти факторы формы получены в каждой ячейке для максимального Re_{max} и минимального Re_{min} чисел Рейнольдса, возможных в этой ячейке.

Дадим определение факторам формы для каждой из 15 групп ячеек.

Для ячеек ТВС ЦЗ и ячеек, находящихся на стыке ТВС ЦЗ и БО коэффициенты формы f_{λ} и f_{Nu} относятся к коэффициенту трения и числу Нуссельта, полученному в регулярной ячейке ТВС ЦЗ. Для ячеек ТВС ПЗ коэффициенты формы f_{λ} и f_{Nu} относятся к коэффициенту трения и числу Нуссельта, полученному в регулярной ячейке ТВС ПЗ. Для боковых же ячеек, находящихся на стыке двух ТВС ЦЗ и ТВС ПЗ как для f_{λ} , так и для f_{Nu} предложены два коэффициента: в первом случае коэффициенты приводились к $\lambda_{f,\infty}$ и к Nu регулярной ячейки ТВС ЦЗ, во втором случае (результаты в скобках) к $\lambda_{f,\infty}$ и к Nu регулярной ячейки ТВС ПЗ.

Помимо коэффициентов формы, с помощью трехмерных CFD-расчетов, получены поля скорости, давления, температуры и турбулентных характеристик. На рис. 4 приведены поля скорости в сечении $x = 5d_{\Gamma}$ для ячеек №1 и №15. На рис. 5 показаны поля температур для тех же ячеек.



Рис. 4. Расчетные поля скорости в ячейках, м/с. Сечение x=5d_Г: а – ячейка №1; б – ячейка № 15.



Рис. 5. Расчетные поля температуры в ячейках, °С. Сечение x = 5d_Г: a – ячейка №1; б – ячейка № 15.

2. ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЯЧЕЙКИ ТВС С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ДИСТАНЦИОНИРУЮЩЕЙ РЕШЕТКИ

При проведении данного расчета, также как в предыдущем случае, задача решалась в стационарной постановке с использованием переходной SST модели турбулентности. При моделировании теплообмена использовалась локальная модель турбулентного числа Прандтля Pr_{T} (7).

Порядок аппроксимации, схемы дискретизации и другие вычислительные особенности решения не отличались от описанных в п. 1.

2.1. Постановка задачи. Геометрия расчетной области

Влияние дистанционирующих решеток проанализировано на примере регулярной ячейки ТВС ЦЗ. В расчетную область (см. рис. 7) включены две смежные регулярные ячейки, поскольку конструкция дистанционирующих решеток в них разная (см. рис. 6). Длина расчетной области выбрана достаточно большой: 50 калибров до решетки и 50 калибров после решетки. Это позволило определить длину участка стабилизации после решетки и исключить влияние входных условий до решетки.



Рис. 6. Поперечное сечение регулярных ячеек ТВС ЦЗ в области с дистанционирующей решеткой. Два типа ячеек показаны различной штриховкой.



Рис. 7. Поперечное сечение расчетной области с дистанционирующей решеткой.

В процессе моделирования решалась задача сопряженного турбулентного теплообмена в максимально полной постановке. Расчетная область, помимо свинцового теплоносителя, включала в себя керн и оболочку твэла, дистанционирующую решетку и газовый зазор между топливным керном и оболочкой твэла.

Геометрические параметры решетки: ширина – $h_p = 20$ мм, гидравлический диаметр – $d_p = 2.6$ мм, относительное проходное сечение – $\varepsilon = 0.83$. Свойства материалов принимались по определяющей температуре 480 °С [6]. Геометрические параметры других элементов ТВС, а также используемые в расчете теплофизические свойства приведены в приложении (Табл. №2). Так как решаемая задача стационарна, то из теплофизических свойств твердых тел необходимыми для нас являются лишь коэффициенты теплопроводности.

Режим течения соответствовал $Re = 10^5$ на участке с гладкими твэлами.

При проведении расчета были использованы следующие положения:

 теплофизические свойства принимались постоянными;

- не учитывалось влияние термогравитационных сил;

 – касание дистанционирующей решетки с оболочкой твэла не точечное, а происходит по поверхности шириной 1 мм;

 контактное сопротивление между оболочкой твэла и дистанционирующей решеткой, а также на границах раздела других материалов отсутствовало;

 толщина газового зазора между керном твэлов и оболочкой принималась равной нулю, при этом влияние газового зазора на теплообмен моделировалось введением эквивалентного термического сопротивления;

– моделирование подогрева осуществлялось заданием в керне твэла объемного источника тепла, удельной мощностью $q_v = 7.03 \times 10^8$ BT/m³, создающего на внешней поверхности оболочки твэла плотность теплового потока $q_w = 1.5 \times 10^6$ BT/m².

При постановке задачи использовались следующие ГУ: на входе – равномерная среднемассовая скорость \overline{w} , равномерная температура, для турбулентных характеристик – интенсивность турбулентности $I = 0.16 (\text{Re})^{-0.125}$ и гидравлический диаметр d_{Γ} ; на выходе – p = 0 Па (ГУ свободного выхода) для давления и конвективные ГУ для всех остальных переменных – $\frac{\partial}{\partial x} = 0$; на симметричных гранях – условия симметрии для всех переменных; на смоченных стенках – условия прилипания

для скорости; на поверхностях контакта различных материалов – условия сопряжения. Осевая координата x отсчитывается от x = 0 м (вход)

до x = 1.397 м (выход).

2.2. Подбор расчетной сетки. Установление сеточной независимости результатов

В расчетах использовались сетки, состоящие из тетраэдрических элементов с призматическими слоями у смоченных поверхностей. При этом практически везде выдерживалось условие y⁺ 1. Сеточная сходимость проверялась на трех различных тетраэдрических сетках: «грубой» – N = 704000 ячеек, «средней» – N = 3153000 ячеек и мелкой – N = 17500000 ячеек. На рис. 8 представлены поперечное сечение и продольный вид расчетной сетки в области с дистанционирующей решеткой для «средней» сетки.





Рис. 8. «Средняя» расчетная сетка в области с дистанционирующей решеткой:

а – поперечное сечение; б – продольный вид на плоскости симметрии.

Индикатором процесса достижения сеточной сходимости является величина местного гидравлического сопротивления решетки $\xi_{P,M}^{Pac}$. Определение величины $\xi_{P,M}^{Pac}$ будет дано далее.

В нижеприведенной таблице представлены результаты расчета $\xi_{P,M}^{Pac}$ на разных сетках вместе с относительными погрешностями $\delta \xi_{P,M}^{Pac}$ между различными сетками:

| Тип сетки | «грубая» | «средняя» | «мелкая» |
|---|----------|-----------|----------|
| $\boldsymbol{\xi}_{P,M}^{Pac}$ | 0.446 | 0.436 | 0.445 |
| $\delta \xi^{\scriptscriptstyle Pac}_{\scriptscriptstyle P,\scriptscriptstyle M}$, % | - | -2.3 | 2.0 |

«Средняя» сетка уже обеспечивает приемлемый уровень точность расчета. Все приведенные далее результаты будут получены с использованием «средней» сетки.

2.3. Основные результаты расчетов

На рис. 9 показаны поля скорости и температуры в сечении x = 0.694 м в дистанционирующей решетке. Для сравнения на рис. 10 показаны поля скорости и температуры на участке с гладкими твэлами при x = 1.337 м.



Рис. 9. Скорость и температура в сечении x = 0.703 м: a – поле скорости, м/с; б – поле температуры за вычетом температуры на входе, °C.



Рис. 10. Скорость и температура в сечении x = 1.337 м: a – поле скорости, м/с; б – поле температуры за вычетом температуры на входе, °C.

На рис. 11 показано распределение по длине канала среднего по сечению давления. Численные данные по распределению $\overline{p}(x)$ приведены в приложении (Табл. №3). Видно, что участок нестабилизированного течения, вызванного решеткой, ограничен узкой областью в 10 калибров до и 10 калибров после решетки.



Рис. 11. Распределение по длине канала среднего давления.

В коде ПУЧОК-ЖМТ 1.0 используется сосредоточенная модель коэффициента гидравлического сопротивления (КГС). Чтобы найти этот коэффициент $\xi_{P,M}^{Pac}$ из трехмерного CFD-расчета необходимо экстраполировать линейные зависимости давления до середины решетки как с участка перед решеткой, так и с участка после нее. Результаты экстраполяции на рис. 11 показаны точками. Полученный перепад относят к динамическому напору, определенному по среднемассовой скорости на участке с гладкими твэлами. Ниже представлена формула для расчета $\xi_{P,M}^{Pac}$:

$$\xi_{P,M}^{Pac} = \frac{2(p_1 - p_2)}{\rho_w^{-2}},$$
 (10)

где p_1 – давление в центре решетки, полученное экстраполяцией линейного участка $\overline{p}(x)$ до решетки; p_2 – давление в центре решетки, полученное экстраполяцией линейного участка $\overline{p}(x)$ после решетки; \overline{w} – среднемассовая скорость теплоносителя на участке с гладкими твэлами.

Расчетное значение КГС получено равным $\xi_{P.m}^{Pac} = 0.436$.

При этом значение КГС, рассчитанное по формуле (3) $\xi_{P,M} = 0.430$. Рассчитанный по СFD-методике КГС $\xi_{P,M}^{Pac}$ превышает КГС, рассчитанный по эмпирической формуле, менее чем на 2 %. Данный результат позволяет говорить о возможном применении формулы (3) для оценки местного КГС в других ячейках АЗ, включающих в себя дистанционирующую решетку.

Локальное число Нуссельта на оболочке твэла рассчитывается как:

$$Nu^{Pac} = \frac{q_w d}{\lambda \left(T_w - \overline{T}\right)},\tag{11}$$

где T_w – локальная температура оболочки твэла; T – среднемассовая температура свинца в сечении; q_w – плотность теплового потока на оболочке твэла; λ – теплопроводность свинца; d – гидравлический диаметр ячейки на участке с гладкими твэлами.

На рис. 12 представлено изменение по длине канала среднего и минимального в поперечном сечении чисел Нуссельта. В численном виде результаты приведены в приложении (Табл. №3).



Рис. 11. Распределение по длине канала среднего и минимального в поперечном сечении числа Нуссельта.

Из распределения среднего *Nu* следует, что на расстоянии в 0.3 м после решетки наблюдается термическая стабилизация. Так как шаг решетки составляет не менее 25 калибров, то теплообмен в реальной конструкции на подходе к решетке можно считать стабилизированным. Также следует отметить, что решетка приводит к увеличению на 8-10 % среднего числа Нуссельта по сравнению с гладким участком. Используя для замыкания поячеистого кода ПУЧОК ЖМТ 1.0 значения *Nu* на стабилизированном участке с гладкими твэлами, мы будем реализовывать консервативный подход к решению.

Также следует отметить, что, несмотря на значительный шаг s/d = 1.38 расположения твэлов, на гладком участке наблюдается азимутальная неравномерность в распределении температуры стенок твэлов, однако, эта неравномерность, оцениваемая по разности минимального и среднего *Nu*, не превышает 6 %.

Максимальный «температурный подскок» удобно оценивать по минимальному числу Нуссельта. Заметим, что по данным расчета, минимальное значение числа Нуссельта достигается в середине дистанционирующей решетки при x = 0.703 м. В этом месте оно равняется $Nu_{P,no\kappa}^{Pac} = 16.09$, что на 15-25 % меньше, чем на участке с гладкими твэлами, при этом в сечении с минимальным $Nu_{P,no\kappa}^{Pac}$ среднее значение составляет $Nu_{P,co}^{Pac} = 20.72$.

В условиях реактора БРЕСТ-ОД-300 максимальная температура будет достигнута в выходном сечении, где жидкость наиболее всего нагрета. Среднемассовая температура в данной области $\overline{T}_{gblx} = 550 \,^{\circ}\text{C}$; тепловой поток на стенках твэлов – $q_w = 0.825 \cdot 10^6 \, \text{BT/M}^2$. Используя минимальное расчетное значение $Nu_{P,nox}^{Pac} = 16.09$, определим максимальную температуру оболочки твэла в решетке как

$$T_{\max} = \overline{T}_{BLX} + q_{W} d / \lambda N u_{P, \pi 0\kappa}^{Pac} = 581.5 \text{ °C},$$

где d = 0.010784 м; $\lambda = 17.45$ Вт/(м·К).

Определим также среднюю температуру оболочки в этом же сечении как

$$\overline{T_w} = \overline{T}_{Bblx} + q_w d / \lambda N u_{P,cp}^{Pac} = 574.5 \text{ °C}.$$

Оценим из полученных данных температурный подскок максимальной температуры стенки относительно средней температуры стенки

$$\Delta T = T_{\text{max}} - T_w = 7 \text{ °C.}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из трехмерных CFD-расчетов получены факторы формы для коэффициента трения f_{λ} и теплоотдачи f_{Nu} на участках стабилизированного течения и теплообмена для ячеек TBC A3 реактора БРЕСТ-ОД-300. Расчетные значения факторов формы для коэффициента трения в регулярных ячейках TBC ЦЗ и TBC ПЗ с точностью до 3 % совпадают с полученными по формуле (1). На результат расчета факторов формы для коэффициента теплоотдачи сильно влияет выбор величины турбулентного числа Прандтля Pr_r . При использовании локальной модели для Pr_r (8), погрешность в расчете f_{Nu} относительно формулы (2) не превышает 15 %, что соизмеримо с погрешностью, с которой формула (2) описывает экспериментальные данные.

Для оценки влияния дистанционирующей решетки на гидродинамику и теплообмен был проведен трехмерный СFD-расчет регулярной ячейки ТВС ЦЗ. Установлено, что местный КГС, создаваемый решеткой, менее чем на 2 % превышает КГС, рассчитанный по эмпирической формуле (3). Данный результат позволяет надеяться на то, что формулу (3) можно будет использовать в расчетах КГС других ячеек с дистанционирующей решеткой. В условиях АЗ реактора БРЕСТ-ОД-300 расстояние в 25 калибров между дистанционирующими решетками является достаточным для достижения как гидродинамической, так и термической стабилизации потока в регулярных ячейках ТВС ЦЗ. На участке с гладкими твэлами азимутальная неравномерность температуры, оцениваемая по разности между средним по сечению Nu и минимальным локальным Nu, не превышает 5 %. Падение локального числа *Nu* в решетке до минимального значения Nu = 16.09, приводит к подскоку максимальной температуры в одном из сечений по отношению к средней температуре в том же сечений на $\Delta T = 7$ °C в выходной части ЦЗ АЗ реактора БРЕСТ-ОД-300.

Полученные данные по f_{λ} и f_{Nu} , а также данные по влиянию дистанционирующей решетки на КГС и азимутальную неравномерность температурного распределения будут использованы в расчетах по поячеистому коду ПУЧОК ЖМТ 1.0.

Список литературы:

 Бобков В.П., Ибрагимов М.Х. Применение модели однородной диффузии к расчету касательных напряжений и поля скорости в турбулентном потоке жидкости // ТВТ. 1970. Т. 8. №2. С. 326-331.

- Мингалиева Г.С., Миронов Ю.В. Теплогидравлический расчет многостержневых тепловыделяющих сборок, охлаждаемых однофазным теплоносителем // Атомная энергия. 1980. Т. 48. № 3. С. 303-308.
- Методические указания и рекомендации по теплогидравлическому расчету активных зон быстрых реакторов. РТМ 1604.008-88. ФЭИ. 1988.
- Справочник по теплогидравлическим расчетам в атомной энергетике. Том 1 / П.Л. Кириллов и др.; Под ред. П.Л. Кириллова. М.: ИздАТ, 2010. 776 с.
- 5. Fluent Inc. Fluent 14.5 user guide, Lebanon, 2012.
- Теплофизические свойства материалов ядерной энергетики. / П.Л. Кириллов и др.; Под ред. Л.Р. Фокина. М.:ИздАТ, 2007. 200 с.
- Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках (основы расчета) / В.И. Субботин и др. М.: Атомиздат, 1975. 408с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

| Таблица №1 | Геометрические | параметры, | характерные | <i>Re</i> и форм-факторы | f_{λ} , | f_{Nu} | ячеек ТВС АЗ. |
|------------|----------------|------------|-------------|--------------------------|-----------------|----------|---------------|
|------------|----------------|------------|-------------|--------------------------|-----------------|----------|---------------|

| Группа ТВС | ТВС ЦЗ | | | | | | | ТВС ПЗ | | | | Стык ТВС ЦЗ и ТВС ПЗ | | | |
|---|--------|------|------|------|------|------|------|--------|------|------|----------------|----------------------|----------------|------|------|
| Номера ячеек | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 |
| $F \times 10^5$, m ² | 0.69 | 1.10 | 3.33 | 1.52 | 2.56 | 4.49 | 0.58 | 0.99 | 3.01 | 1.30 | 6.35 | 2.72 | 2.58 | 8.72 | 1.97 |
| $d_{\Gamma} 	imes 10^3$, м | 10.8 | 17.2 | 17.4 | 7.0 | 7.1 | 8.0 | 8.4 | 14.3 | 14.5 | 5.8 | 15.9 | 13.9 | 12.7 | 11.6 | 9.6 |
| $Re_{min} \times 10^{-4}$ | 3.0 | 5.0 | 7.0 | 2.2 | 2.6 | 2.6 | 3.0 | 5.0 | 5.0 | 1.7 | 6.0 | 6.0 | 5.0 | 5.0 | 3.0 |
| $Re_{max} \times 10^{-4}$ | 10.0 | 15.0 | 20.0 | 6.6 | 7.8 | 7.8 | 7.0 | 10.0 | 15.0 | 5.4 | 19.0 | 17.0 | 15.0 | 15.0 | 10.0 |
| f_{λ} , Re_{max} | 1.0 | 1.02 | 1.0 | 0.95 | 0.89 | 0.92 | 1.0 | 1.01 | 0.97 | 0.92 | 0.99 (0.98) | 1.02 (1.00) | 1.0 (0.99) | 0.97 | 0.95 |
| f_{λ} , Re_{min} | 1.0 | 1.02 | 0.99 | 0.95 | 0.89 | 0.92 | 1.0 | 1.01 | 0.96 | 0.92 | 0.98 (0.98) | 1.01 (1.01) | 0.98 (0.98) | 0.97 | 0.95 |
| f_{Nu}, Re_{max} | 1.0 | 1.07 | 0.95 | 0.68 | 0.56 | 0.59 | 1.0 | 1.09 | 0.88 | 0.67 | 0.89 (0.93) | 1.0 (1.04) | 0.88 (0.93) | 0.56 | 0.61 |
| $f_{\scriptscriptstyle Nu},\ {\it Re}_{\scriptscriptstyle min}$ | 1.0 | 1.1 | 0.93 | 0.63 | 0.49 | 0.53 | 1.0 | 1.12 | 0.85 | 0.63 | 0.85 (0.9) | 0.99 (1.06) | 0.85 (0.91) | 0.48 | 0.55 |

Таблица №2 Теплофизические свойства и толщины некоторых элементов АЗ, используемые в расчете.

| Элемент | Толщина элемента, δ, мм | Коэффициент теплопроводности, λ, Βτ/(м·К) | Теплоемкость, С _p , Дж/(кг·К) | Плотность, р , кг/м ³ | Коэффициент кинематической вязкости, v×10 ⁻⁷ , м ² /с |
|------------------------------|-------------------------------|---|---|-------------------------------------|--|
| Теплоноситель, Pb | - | 17.45 | 147.3 | 10484.6 | 1.87 |
| Керн твэла | - | 18.0 | - | - | - |
| Газовый зазор, Не | 0.1 | 0.31 | - | - | - |
| Оболочка твэла | 0.5 | 23.0 | - | - | - |
| Дистанционирующая решетка | 0.3 | 20.0 | - | - | - |

Таблица №3 Изменение *p*, *Nu*^{*Pac*}_{*muн*} и *Nu*^{*Pac*}_{*cp*} по длине канала.

| <i>х</i> ×10 ⁻³ , м | 234 | 384 | 534 | 684 | 686 | 688 | 690 | 692 | 694 | 696 | 699 | 701 | 703^{*} |
|---------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------|
| \overline{p} ×10 ⁻³ , Па | 40.35 | 35.98 | 31.62 | 14.51 | 14.46 | 15.02 | 14.90 | 14.69 | 14.40 | 14.12 | 13.60 | 13.29 | 12.99 |
| $Nu_{_{MUH}}^{Pac}$ | 18.96 | 19.01 | 18.90 | 18.01 | 17.32 | 17.02 | 16.87 | 16.73 | 16.65 | 16.53 | 16.41 | 16.31 | 16.09 |
| Nu_{cp}^{Pac} | 19.68 | 19.98 | 19.88 | 21.53 | 21.68 | 21.50 | 21.39 | 21.11 | 21.18 | 21.09 | 21.01 | 20.91 | 20.71 |
| $Nu_{cp}^{Pac} - Nu_{Muh}^{Pac}$ | 0.72 | 0.96 | 0.98 | 3.51 | 4.35 | 4.48 | 4.53 | 4.38 | 4.52 | 4.55 | 4.60 | 4.60 | 4.62 |

Продолжение таблицы №3.

| <i>х</i> ×10 ⁻³ , м | 705 | 707 | 710 | 712 | 714 | 716 | 718 | 720 | 722 | 872 | 1022 | 1172 |
|---------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| \overline{p} ×10 ⁻³ , Па | 16.31 | 18.22 | 18.71 | 19.04 | 19.11 | 19.18 | 19.22 | 19.23 | 19.24 | 15.09 | 10.75 | 6.36 |
| Nu ^{Pac} _{мин} | 17.35 | 17.91 | 18.17 | 18.34 | 18.36 | 18.38 | 18.41 | 18.44 | 18.48 | 18.65 | 18.67 | 18.67 |
| Nu_{cp}^{Pac} | 21.38 | 21.38 | 21.27 | 21.19 | 21.11 | 21.03 | 20.99 | 21.00 | 21.01 | 20.14 | 19.75 | 19.69 |
| $Nu_{cp}^{Pac} - Nu_{Muh}^{Pac}$ | 4.03 | 3.47 | 3.10 | 2.86 | 2.75 | 2.65 | 2.58 | 2.56 | 2.54 | 1.50 | 1.07 | 1.02 |

* - сечение, соответствующее середине дистанционирующей решетки.



УДК 536

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-12

РОЛЬ С.С. КУТАТЕЛАДЗЕ В СОЗДАНИИ НОРМАТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ТЕПЛОВОМУ И ГИДРАВЛИЧЕСКОМУ РАСЧЁТУ ЭНЕРГООБОРУДОВАНИЯ Готовский М.А.¹, Егоров М.Ю.², Лебедев М.Е.¹, Ляпунов В.М.¹, Фокин Б.С.¹ Михайлов В.Е.¹, Петреня Ю.К.³, Федорович Е.Д.^{1,2}

¹ ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», 191167, Россия, Санкт-Петербург, ул. Атаманская, д. 3/6

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

³ОАО «Силовые машины» — РАН 195009, Россия. Санкт-Петербург, ул. Ватутина, ЗА

АННОТАЦИЯ

Уже в начале работы в ЦКТИ им. И.И. Ползунова (с 1931 года) молодой Самсон Кутателадзе стремился к тому, чтобы облечь результаты своих исследований в форму рекомендаций для создателей энергооборудования — паровых котлов, конденсаторов турбин, теплообменных аппаратов, а позднее — в послевоенный период - ядерных реакторов, парогенераторов и сепараторов пара АЭС. ЦКТИ был основным разработчиком «Норм гидравлического расчёта котельных агрегатов», «Норм теплового расчёта котельных агрегатов», «Руководящих технических материалов по расчёту теплообменного оборудования атомных электростанций». Разделы расчёта внутрикотловых процессов, теплоотдачи при охлаждении и конденсации пара, теплообмена в жидкометаллических теплоносителях этих нормативных материалов были либо составлены им лично, либо его сотрудниками и учениками, с которыми он работал с 1931 года до 1958 года (за исключением четырёх лет службы в Советской Армии). Результаты этих работ хорошо известны, они вошли в монографии Самсона Семёновича и справочники, составленные им и его соавторами: М.А. Стыриковичем, Д.Ф. Петерсоном, О.М. Балдиной, Ю.Л. Сорокиным — по внутрикотловым процессам; В.М. Боришанским, Э.В. Фирсовой — по жидким металлам; Л.М. Зысиной, Г.И. Бобровичем, Р.А. Рыбиным, Ф.П. Минченко — по кипению; В.В. Консетовым и др. - по конденсации.

До выпуска «Норм» проектировщики энергооборудования либо вовсе не имели в своём распоряжении надёжных и всеобъемлющих рекомендаций по тепловым расчётам, либо пользовались весьма ограниченным и, как правило, не имеющим физического обоснования и разрозненным по различным публикациям (главным образом, немецким и американским) материалом. Поэтому одной из величайших заслуг академика С.С. Кутателадзе перед отечественным энергомашиностроением является получение им (и/или под его руководством) надёжного экспериментального материала, его систематизация и обобщение в виде многочисленных расчётных зависимостей, графиков, номограмм, вошедших в соответствующие «Нормы». И по сей день этими «Нормами» пользуются работники КБ и энергомашиностроительных заводов. В частности, в ОАО «НПО ЦКТИ им. И.И. Ползунова» подготавливается к изданию монография «Сепараторы-пароперегреватели турбин АЭС», обобщающая опыт проектирования и эксплуатации этих специфических аппаратов атомных электростанций, при проектировании которых широко используются результаты работ С.С. Кутателадзе.

К докладу прилагается список нормативных материалов разных лет, выпущенных ЦКТИ, а также ряда публикаций С.С. Кутателадзе, которые были использованы при составлении этих материалов.

Основная цель, которую ставили перед собой авторы настоящего доклада, заключается в том, чтобы показать на примере деятельности выдающегося учёного, нашего сотрудника по Центральному котлотурбинному институту, Самсона Семёновича Кутателадзе, чего может достигнуть в науке молодой талантливый исследователь, к тому же целеустремлённый и трудолюбивый, несмотря на различные препятствия, которые ему приходится преодолевать на пути становления и развития.

В качестве этого примера был выбран первый период научной деятельности Самсона Семёновича, ведущий своё начало от 1931 года, когда в физико-технический отдел (ФТО) института пришёл 17-летний лаборант, и закончившийся в 1958 году, когда Самсон Семёнович перешёл в Сибирское отделение Академии наук. Этот период прерывался почти на пять лет (с января 1941 года по август 1945 года) когда Самсон Семёнович находился в рядах Советской Армии. Характерным для «военного» периода биографии Самсона Семёновича, который он считал по значению для своего формирования как личности равным двум более длительным периодам жизни — до 1941 года и после 1958 года — было то, что фактически, несмотря на условия военного времени, он не прекращал самообразования (главным образом, в области математики и физики) и обдумывания научных проблем. Он имел такую возможность, проходя после ранения службу в должности начальника квартирноэксплуатационной (технической) части военного госпиталя в г. Мончегорске.
Как известно, 30-е годы были временем бурной индустриализации страны. Переход от импорта к производству энергооборудования на отечественных заводах вызывал растущий спрос на исследования рабочих процессов в паровых котлах, конденсаторах турбин, теплообменном оборудовании. Соответственно, нужными были разработки методов расчёта и проектирования энергооборудования. Самсон Семёнович активно включился в эту работу. Ему повезло с учителями и старшими товарищами: когда он учился в заочном энерготехникуме при Ленинградском областном теплотехническом институте (затем ЦКТИ), его преподавателями были такие известные учёные, как М.В. Кирпичёв, М.А. Стырикович, А.А. Гухман, В.В. Померанцев. В ФТО ЦКТИ, которым заведовал тогда А.А. Гухман, Самсон Семёнович трудился вместе с друзьями — такими же энтузиастами в науке, как и он сам. Он организовал молодёжную исследовательскую бригаду в составе Ларисы (Ляли) Моложён, Володи Зысина, Саши Коровиной, Петра Корниловича, проявив при этом недюжинные способности организатора. Им помогали старшие товарищи — профес-В.Н. Шретер, С.Н. Сыркин, инженеры cop А.Н. Шренцель, Мокшанцев. Именно тогла С.С. Кутателадзе и его друзьями было создано впервые в мире научное направление, которое он сам называл «школой в области комплексного исследования теплообмена при фазовых переходах» [1, с. 168]. Результаты последующего развития этого направления хорошо известны аудитории настоящей конференции, освещены в многочисленных публикациях. В рамках темы настоящего доклада важно отметить, что уже на ранних этапах работы Самсона Семёновича были направлены на решение прикладных задач, а их результаты уже использовались конструкторами энергетического оборудования. Приведём некоторые примеры.

В период 1932...1935 годов им совместно с инженерами А.А. Аронсом и А.Н. Ложкиным были разработаны методы расчёта и моделирования тепловых характеристик подземных трубопроводов систем теплофикации городов и почвенного обогрева тепличных комбинатов. Эти методы вошли в справочные руководства по расчёту таких систем.

Первой монографией С.С. была книга «Основы теории теплопередачи при изменении агрегатного состояния вещества» (1939 год) [2]. К этому времени областью его научных интересов стало кипение (включая кризисы кипения, которые тогда мало интересовали котельщиков, так как котлоагрегаты работали в докризисной области при пузырьковом режиме кипения с высокой интенсивностью теплообмена) и конденсация — в основном применительно к конденсаторам судовых паротурбинных установок. Он создал на Кировском заводе, производившем судовые турбины первый в Советском Союзе, крупномасштабный стенд для исследования корабельных конденсаторов. К сожалению, этот («конденсационный») этап деятельности С.С. оказался практически неосвещённым в печати, по-видимому, в связи со специальным (закрытым для публикаций) характером этих работ. Примечательной стала судьба направления кризисов кипения. В то время многим эта область казалась малоинтересной по уже упомянутой причине докризисных режимов эксплуатации паровых котлов. Но Самсон

Семёнович целеустремлённо ею занимался, создав, в частности, принесшую ему в последствии мировую известность гидродинамическую теорию кризисов. В этом ярко проявился дар научного предвидения молодого исследователя. Действительно, с появлением и бурным развитием ракетной и ядерной техники вопросы прогнозирования и предупреждения кризисов кипения стали чрезвычайно актуальными.

В довоенные и первые послевоенные годы появились первые редакции теплового и гидравлического расчёта котельных агрегатов, создаваемые совместно авторскими коллективами ЦКТИ и Всесоюзного теплотехнического института. (До этого проектировщики пользовались устаревшими нормами заграничных справочников («Хюттэ и др.»)¹). В Нормы теплового расчёта котлоагрегатов [3], в частности, были включены предложенные Самсоном Семёновичем зависимости для расчёта пароохладителей, а в Нормы гидравлического расчёта [4] результаты его исследований внутрикотловой гидравлики, полученные на основе его содружества с котельщиками ЦКТИ и Ленинградского политехнического института: проф. В.Н. Шретером, проф. М.А. Стыриковичем, Д.Ф. Петерсоном, О.М. Балдиной, Ю.Л. Сорокиным и дp.

Впечатляюще велик перечень научных достижений ещё, по существу, очень молодого учёного. Ко времени защиты докторской диссертации на тему «Конвективный теплообмен при изменении агрегатного состояния вещества» (1952 год — ему было тогда 38 лет) библиография его работ только по теме диссертации насчитывала три монографии и 17 статей. Было сделано очень много и сделано в очень трудных условиях. Как пишет сам Самсон Семёнович [1, с. 170], «некоторые мои ... коллеги ... называли наши работы абстрактными и бесполезными». Сейчас этот факт кажется диким, но, действительно, вскоре после его докторской защиты в дирекцию ЦКТИ поступило заявление, в котором было написано, что теоретические разработки С.С. Кутателадзе являются проявлением «идеализма в физике». Поводом для такого обвинения, которое в те годы могло иметь тяжёлые последствия, была идея Самсона Семёновича (оказавшаяся весьма плодотворной) в раздельном рассмотрении фаз (воды и пара) и составление систем уравнений движения и энергии для каждой из них в отдельности с последующей увязкой и замыканием всей системы на основе балансовых соотношений, учёта взаимодействия между фазами и граничных условий. В результате ему удалось после приведения основных уравнений к безразмерной форме выделить критерии подобия процессов теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества, что дало экспериментаторам мощное оружие при обобщении их данных и выработке расчётных рекомендаций для конструкторов. По мнению оппонентов, отстаивавших «материалистический» подход к анализу физических явлений, что было по тем време-

¹ Для современного инженера покажутся странными и нелепыми рекомендации в старых справочниках такого типа «В барабанных котлах коэффициенты теплоотдачи от дымовых газов к поверхности нагрева лежат в диапазоне от 100 до 1000 ккал/м²·час·град» (методы теории подобия тогда не использовались).

нам не только рекомендовано господствовавшей идеологией, но и выгодно, так как свидетельствовало о превосходстве апологетов социалистической философии над «буржуазными идеалистами», подход Самсона Семёновича был «механистическим», был попыткой протащить идеи осуждаемого тогда философа Маха. В условиях, когда автор докторской диссертации имел княжеское (по слухам!) происхождение, такая ситуация могла быть для него весьма опасной. В этой связи можно привести сведения из недавно опубликованного справочника «Политехники — члены Академии Наук», в котором указано, что С.С. Кутателадзе обучался на инженернофизическом факультете ЛПИ (в экстернатуре) в середине 30-х годов. Печальным дополнением к этой информации является также недавно обнаруженные в архивах ЛПИ сведения о том, что он был дважды (в 1935 году и в 1936 году) исключён из числа студентов за «дворянское происхождение» ...

Несмотря на все препятствия, Самсон Семёнович уверенно завоёвывал ведущие позиции в науке, и в том числе, в научном обеспечении «теплового» и «атомного» энергомашиностроения. В 1964 году была пущена Ново-Воронежская атомная электростанция (НВАЭС), на которой впервые в стране была осуществлена внутритурбинная сепарация пара, необходимая для атомных турбин, работающих на насыщенном паре. Увлажнение пара по мере его прохода через проточную часть турбины сверх определённых пределов недопустимо из-за эрозионного износа лопаточного аппарата. Сепаратор для семидесятимегаватных турбин первого энергоблока НВАЭС был спроектирован в ЦКТИ по идеям талантливейшего инженера К.А. Блинова; его головной образец был испытан на ГРЭС им. Классона молодым учеником Самсона Семёновича В.А. Пермяковым. Все работы везаведующего лись под руководством физикотехническим отделом ЦКТИ д.т.н. С.С. Кутателадзе. Созданный в ЦКТИ аппарат оказался исключительно эффективным и надёжным. Он без каких-либо замечаний со стороны персонала прослужил весь срок эксплуатации первого энергоблока НВАЭС (в течение более чем 30 лет), что является непревзойдённым до сих пор показателем надёжности аппаратов этого типа, являющихся, к сожалению, источником отказов турбоустановок АЭС [5, 6]. В частности, именно для ремонта сепараторов-пароперегревателей турбин готовился к останову в апреле 1986 года, т.е. в период накопления обстоятельств и ошибок, приведших к трагической аварии, четвёртый энергоблок Чернобыльской АЭС.

Этим же коллективом «сепарационщиков» были разработаны сепараторы для турбин создаваемого в те годы флота страны. «Судовая» часть деятельности Самсона Семёновича малоизвестна, хотя из отдельных воспоминаний мы знаем о том, что опыт преподавательской работы он получил в Ленинградской военно-морской академии, носящей сейчас имя адмирала Н.Г. Кузнецова, а известный во всём мире учебник «Основы теории теплообмена» [7] был написан на основе курса лекций, прочитанных Самсоном Семёновичем в этой академии (первое его издание появилось в 1954 году).

В результате работ С.С. Кутателадзе, его коллег (В.М. Боришанский, Л.Л. Шнейдерман) и учеников (это были аспиранты молодого доктора наук

А.А. Андреевский, Э.В. Фирсова, Е.Д. Федорович) появились первые рекомендации по расчёту теплообмена в жидкометаллических теплоносителях (ЖМТ). Эти работы проводились в обстановке плодотворного научного соперничества с коллективом научной молодёжи лаборатории «В» (так тогда назывался Обнинский физикоэнергетический институт им. А.И. Лейпунского), руководимым В.И. Субботиным, и исследователями московского Энергетического института Академии Наук им. Кржижановского (О.С. Фединский, К.Д. Воскресенский). Позднее, с появлением тематики паротурбинных установок на парах металлов, в Энергетическом институте Академии Наук был проведён крупный комплекс работ под руководством И.Т. Аладьева. В ЦКТИ работы этого направления проводились под руководством П.А. Андреева, В.М. Боришанского И Е.Д. Федоровича. Первыми по времени начала работ по ЖМТ были исследования тяжёлого жидкометаллического теплоносителя — сплава свинца и висмута эвтектического состава. Они выполнялись в обеспечение проекта создания быстроходной и полностью автоматизированной (пуск установки от кнопки!) атомной подводной лодки проектов 705 и 705к по заданию ФЭИ и ОКБ «Гидропресс» [8]. Рекомендации по теплообмену нужны были для расчёта реакторов и парогенераторов. Испытания полномасштабных секций парогенераторов велись в ЦКТИ группой А.П. Маслова (Д.М. Калачёв, И.С. Кудрявцев, Б.М. Козлов) под руководством Д.И. Гремилова и С.С. Кутателадзе. Результаты первых исследований ЖМТ (и «тяжёлого» и «лёгкого» натрия) были доложены Самсоном Семёновичем на первом совещании по жидким металлам в г. Обнинске в декабре 1955 года (рукопись этого доклада сохранилась в архивах ЦКТИ). Затем они были опубликованы в докладах от СССР на второй Женевской конференции по использованию атомной энергии (1958 год) и вошли в первую отечественную монографию «Жидкометаллические теплоносители» (авторы: С.С. Кутателадзе, И.И. Новиков, В.М. Боришанский, О.С. Федынский, 1958 год) [9].

Как позднее стало известно из публикаций атомщиков-подводников, лодке этого проекта 705к принадлежит непревзойдённый мировой рекорд скорости подводного хода — около 80 км/ч!

И результаты ранее выполненных работ по кипению и конденсации, и результаты исследований ЖМТ вошли в справочные руководства, появившиеся при жизни С.С. («Справочник по теплопередаче» 1958 года — в соавторстве с В.М. Боришанским [10]), и в последующее время («Теплопередача и гидродинамическое сопротивление» 1990 года [11]).

Речь идёт о популярных среди конструкторов изданиях министерства энергетического машиностроения «Руководящие документы по стандартизации (РД) по теплогидравлическим расчётам теплообменного оборудования АЭС» [12] (последнее издание этого РД вышло в 1991 году, в организации его издания ведущая роль принадлежала Э.В. Фирсовой), «Руководящие технические материалы (РТМ) по теплогидравлическим расчётам сепараторов-пароперегревателей турбин АЭС (1976 год [6]), РТМ по расчётам парогенераторов ядерных энергетических установок с поверхностями нагрева в виде винтовых змеевиков (1983 год [13]), Инструкция по расчётам двухфазных потоков в водоохлаждаемых реакторах (авт. Б.С. Фокин и др., 1980-е годы).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Просматривая современные учебники, монографии и справочные руководства, издаваемые и у нас, и за рубежом, где имя С.С. Кутателадзе пользовалось и сейчас пользуется заслуженной известностью и уважением, мы постоянно встречаемся с изложением его подходов к анализу физических явлений, рекомендуемыми им обобщениями и расчётными зависимостями, что ещё раз свидетельствует о глубине проникновения им в суть этих явлений и об умении предвидеть ход развития научных представлений на перспективу. Как на характерный пример можем сослаться на одну из первых работ Самсона Семёновича «Некоторые соображения о теплопередаче в свободном потоке» 1935 года, [14], в которой он предложил оригинальную физическую модель турбулентного свободного движения при теплообмене с твёрдой вертикальной поверхностью. Он ввёл разбиение течения на две области: пристенная область вязкого течения с собственным значением числа Рейнольдса и струйное течение во внешней области потока. Как известно, эта модель получила экспериментальное подтверждение в работах Института теплофизики значительно позже (в шестидесятых годах). Менее известен тот факт, что американские исследователи метеорологии, занимающиеся атмосферными пограничными слоями и свободной конвекцией в атмосфере также пришли к этой модели (это произошло уже после 2000 года [15]), не подозревая о том, что её авторство принадлежало 21летнему советскому учёному.

Если приведённые в настоящем докладе сведения об одном из этапов многогранной деятельности академика С.С. Кутателадзе вызовут интерес у историков науки, а пример его подвижнической жизни в науке пробудит интерес к ней у молодых людей, выбирающих свой жизненный путь, авторы доклада будут считать свою задачу выполненной.

Список литературы:

- Академик Самсон Семенович Кутателадзе: Воспоминания. Из неопубликованных работ; Под ред. Л.С. Шумской-Кутателадзе и Е.Д. Федоровича. СПб.: изд. ОАО НПО ЦКТИ им. И. И. Ползунова и ИТФ СО РАН, 1996. 176 с.
- Кутателадзе С.С. Основы теории теплопередачи при изменении агрегатного состояния вещества. Л.: Машгиз, 1939. 136 с.
- Тепловой расчет котельных агрегатов: (Нормативный метод); Под ред. А.М. Гурвича, Н.В. Кузнецова. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1957. 232 с.

Тепловой расчет котельных агрегатов (Нормативный метод); Под ред. Н.В. Кузнецова, В.В. Митора, И.Е. Дубовского и др.; ЦКТИ им. И.И. Ползунова, ВТИ. 2-е изд., перераб. М.: Энергия, 1973. 295 с.

Тепловой расчёт котлов (Нормативный метод). 3-е изд., перераб. и доп. СПб.: АООТ НПО ЦКТИ и АООТ ВТИ, 1998. 256 с.

- Балдина О.М., Локшин В.А., Петерсон Д.Ф. Гидравлический расчет котельных агрегатов: (Нормативный метод); Под ред. В.А. Локшина и др. М.: Энергия, 1978. 255 с.
- Сепараторы-пароперегреватели турбин АЭС. Расчёт и проектирование. Руководящий технический материал. РТМ 108.020.107—84. Л.: НПО ЦКТИ, 1986.
- 6. Тепловой и гидравлический расчёт промежуточных сепараторовпароперегревателей турбин насыщенного пара АЭС. Руководящий

технический материал. РТМ 108.020.107—76. Л.: НПО ЦКТИ, 1976.

 Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена: учеб. пособие. Военно-морская академия кораблестроения и вооружения им. А.Н. Крылова. Л., 1954. 367 с.

Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.-Л.: Машгиз, 1957. 383 с.

Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. 3-е изд., доп. и перераб. М.-Л.: Машгиз, 1962. 456 с.

Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. 4-е изд., доп. Новосибирск: Наука, 1970. 659 с. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. 5-е изд., доп. М.:

Кутателадзе С.С. Основы теории теплооомена. 5-е изд., доп. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.

- Григорьев Б.В. Корабль опередивший время. История создания и эксплуатации атомных подводных лодок проекта 705. СПб, Тайфун, 2003. 207 с.
- Кутателадзе С.С., Боришанский В.М., Новиков И.И., Федынский О.С. Жидкометаллические теплоносители. М.: Атомиздат, 1958. 206 с. Кутателадзе С.С., Боришанский В.М., Новиков И.И., Федынский О.С.

ский О.С. Жидкометаллические теплоносители. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1967. 299 с.

- Кутателадзе С.С., Боришанский В.М. Справочник по теплопередаче. Л.-М.: Госэнергоиздат, 1958. 414 с.
- Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 365 с.
- Тепловой и гидравлический расчёт теплообменного оборудования АЭС. Руководящий документ по стандартизации. РД 24.035.05— 89. Л., 1991.
- Парогенераторы АЭС прямоточные с трубами в виде винтовых змеевиков. Расчет тепловой и гидравлический. Руководящий технический материал. РТМ 108.300.01-81. НПО ЦКТИ, Л., 1983.
- Кутателадзе С.С. Некоторые соображения о теплопередаче в свободном потоке. Журнал технической физики. 1935. Т. 5, N 10. с. 1706–1710.
- Fedorovich E., Shapiro A. Turbulent natural convection along a vertical plate immersed in a stably stratified fluid. J. Fluid Mech. 2009, vol. 636, pp. 41–57.
- Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.-Л.: Машгиз, 1949. 164 с. Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении. 2-е изд., доп. и перераб. М.-Л.: Машгиз, 1952. 231 с.
- Теплообменное оборудование АЭС. Расчет тепловой и гидравлический. Руководящий технический материал. РТМ 108.031.05—84. Л.: НПО ЦКТИ, 1986.
- Зысина-Моложён Л.М. Научная школа ЦКТИ. Физикотехнические исследования. Тр. ЦКТИ, вып. 294, 2006. 301 с.
- Кутателадзе С.С., Ляховский Д.Н. Пермяков В.А. Моделирование теплоэнергетическогооборудования. М.-Л.: Энергоиздат, 1966. 350 с.
- Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидравлика газожидкостных систем. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. 232 с.
- Аэродинамический расчет котельных установок: (Нормативный метод); под ред. С.И. Мочана; ЦКТИ им. И.И. Ползунова. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. 135 с.
- Аэродинамический расчет котельных установок: (Нормативный метод); Под ред. С.И. Мочана; ЦКТИ им. И.И. Ползунова. 3-е изд. Л.: Энергия, 1977. 255 с.
- Нормативный метод гидравлического расчета паровых котлов (Руководящие указания). В 3 т. ЦКТИ им. И.И.Ползунова, ВТИ им. Ф.Э. Дзержинского. Л., 1971-1973.
- 24. Нормы теплового расчета котельного агрегата. М.-Свердловск: Машгиз, 1945. 143 с.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-5-14

УДК 62-172; 621.18

ПОПУТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА 1200°С – 1400°С На установках котел-турбина

Шевырёв С.А.¹, Богомолов А.Р.², Алексеев М.В.²

¹ Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева, 650000, Россия, Кемерово, ул. Весенняя, 28

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

В работе представлено обоснование использования комплекса паровой котел-паровая турбина для выработки перегретого водяного пара с температурой 1200-1400°С и использования его в паровой бескислородной газификации различных низкосортных углей. В работе приведен сравнительный анализ парокислородной газификации и паровой по энергетическим затратам на выработку синтез-газа

введение

В мире значительно повысился интерес к энерго- и ресурсосберегающим технологиям, а также к нетрадиционным источникам энергии.

В настоящее время в области энергоэнергоэффективного преобразования и использования энергии на органическом топливе заново развиваются известные ранее технологии, которые во многих странах считаются нетрадиционными, ввиду их ограниченного применения. К таким нетрадиционным энерготехнологиям можно отнести и газогенераторные технологии. Существует несколько сформировавшихся направлений газификации по виду применяемого газифицирующего агента, к которым по распространению в первую очередь стоит отнести парокислородную и паровоздушную технологии газификации. При этом первое направление в большей степени ориентировано на получение генераторного газа, который по своим параметрам (в основном по количеству H₂ и CO) пригоден для нетопливного применения, а второе направление связано с энергетическим использованием газа.

Нетопливное направление использования генераторного газа является достаточно перспективным, если исходным сырьем для газификации выступают различные дешевые низкосортные углеродсодержащие вещества, или доступные возобновляемые природные ресурсы (биомасса), так как газифицировать высококачественное сырье в данном случае экономически нецелесообразно. Существенный интерес в этом случае представляет переработка различных низкосортных угольных топлив (окисленных углей, шламов, мелочи и др.).

Топливное направление использования генераторного газа связано с улучшением экологической ситуации по сравнению с прямым сжиганием такого низкосортного топлива или накоплением его в отвалах.

Кроме этого, развитие газогенераторных технологий (паровой газификации) позволило производить сырье для каталитического получения ценных продуктов, например, синтетического жидкого топлива.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Нетопливное применение генераторного газа предъявляет следующие основные требования к исходному сырью: как можно большее содержание целевых компонентов (H_2 и CO) в газе с наименьшим содержанием балластных примесей, в особенности соединений серы; газ должен находиться под давлением в среднем до 2-3 МПа; предпочтительно, чтобы температура газа составляла не менее 150°С.

Согласно литературным данным [1] наибольшее содержание целевых компонентов обеспечивают паровая и парокислородная технологии:

| Составы и выход «идеальных» газов при разли шых | | | | | | | | |
|---|----------------|----------------|----------------|--------------------|--------------------|--|--|--|
| видах дутья [1]. | | | | | | | | |
| | Состав газа, % | | | Выход | Теплота сгора- | | | |
| Газ | | (об.) | | газа, | ния газа, | | | |
| | CO | H ₂ | N ₂ | м ³ /кг | МДж/м ³ | | | |
| Воздушный | 34,7 | - | 65,3 | 5,39 | 4,4 | | | |
| Водяной | 50 | 50 | - | 17,7 | 11,77 | | | |
| Полуводяной | 40,3 | 18,2 | 41,5 | 4,63 | 7,08 | | | |
| Оксиводяной | 68,9 | 31,1 | - | 2,71 | 12,15 | | | |

Таблица 1 Составы и выход «идеальных» газов при различных вилах лутья [1]

Использование водяного пара в качестве газифицирующего агента позволяет существенно повысить количество получаемого газа из одного килограмма топлива. Кроме того, водяной пар, являясь газифицирующим агентом, компенсирует затраты теплоты на протекание в целом эндотермического процесса паровой газификации.

Экспериментальные исследования газификации [2] шламов углеобогатительной фабрики ЦОФ «Березовская» Кузбасса показали, что применение перегретого до 1200°С водяного пара атмосферного давления позволяет эффективно перерабатывать углеродсодержащие материалы с зольностью $A^d = 62\%$ и получать синтез-газ с содержанием целевых компонентов до 80-90% (об.) в смеси при соотношении $H_2/CO = 2/1$.

Несмотря на все преимущества, которые обеспечиваются использованием перегретого водяного пара в качестве газифицирующего агента, существует достаточно значимый фактор, ограничивающий его применение. Таким ограничителем являются высокие энергетические затраты на выработку перегретого водяного пара необходимого давления и температуры. Поэтому, в настоящее время широкого применения технология паровой газификации не имеет. При этом парокислородная технология, несмотря на некоторые ее недостатки (высокие материальные затраты на выработку кислорода), получила более широкое распространение.

Снизить энергозатраты на выработку перегретого водяного пара представляется возможным при организации работы комплекса оборудования паровой котелпаровая турбина.

Работа такого комплекса должна быть организована следующим образом. В паровом котле осуществляется получение перегретого водяного пара с такими теплофизическими параметрами, которые позволяет получить конструкция данного котлоагрегата. Затем полученный водяной пар направляется в теплофикационную турбину. В турбине должен быть предусмотрен отбор водяного пара. При этом давление отбираемого водяного пара должно соответствовать (быть чуть выше с учетом потерь на преодоление гидравлического сопротивления) параметрам химического реактора, в котором будет осуществляться получение различных углеводородов из синтез-газа, получаемого при паровой газификации низкосортного топлива.

Отбираемый водяной пар из турбины будет иметь пониженную энтальпию (температуру), но требуемое давление. Согласно анализу литературных данных наиболее предпочтительная температура для осуществления паровой газификации составляет около 1200-1400°С [3]. Такая температура обеспечивает получение максимального количества H₂ и CO в синтез-газе с наименьшим количеством балластных примесей.

Отбираемый водяной пар из турбины необходимо изобарно перегреть до требуемой температуры. Это можно организовать в два этапа. На первом этапе водяной пар из турбины повторно направляется в котлоагрегат, где перегревается до максимально возможной температуры, которую позволяет обеспечить конструкция котлоагрегата. В топках с сухим удалением золошлаковых материалов гарантированно можно обеспечить температуру перегрева 600-700°С, в топках с жидким шлакоудалением температуру перегрева 750-850°С. На следующем этапе перегрев водяного пара до температуры 1200-1400°С необходимо осуществлять либо с применением водородно-кислородных пароперегревателей [4] при непосредственном смешении водяных паров, имеющих разную энтальпию, либо путем подвода теплоты через стенку высокотемпературными теплоносителями. Причем с увеличением конечной температуры водяного пара после первого этапа можно существенно сократить потребление стехиометрической кислородноводородной (горючей) смеси, используемой в пароперегревателе (рис. 1).

Как было упомянуто выше, в настоящее время наиболее широко распространенной технологией для получения газа, используемого для нетопливного применения, является парокислородная газификация. Проведем сравнение по энергетическим затратам парокислородной и паровой технологий газификации в ценах 2013 года по стоимости 1 м³ синтез-газа.



Рис. 1. Соотношение начальной температуры вторичного пара (T_v) и массовой доли продуктов сгорания горючей смеси (ϕ) в общем потоке вторичного пара и продуктов сгорания для достижения температуры перегрева водяного пара 1200°С

Паровая газификация

Примем, что для комплекса оборудования паровой котел-паровая турбина на первом этапе осуществляется перегрев пара до 700°С, а на втором этапе пар перегревается до 1200°С при атмосферном давлении. Рассчитаем энергозатраты на нагрев пара на первом этапе. Энтальпия водяного пара при 700°С и атмосферном давлении составляет h⁷⁰⁰ = 3929,38 кДж/кг.

Стоимость тепловой энергии в Кузбассе (г. Кемерово) составляет 900 руб./Гкал. Тогда стоимость 1 кг пара для принятой цены тепловой энергии и температуры в 700°С составит:

$$zp = 900 / \frac{4.19 \cdot 10^9}{3929.38 \cdot 10^3} = 0.84$$
 руб./кг *пара*

На втором этапе необходимо перегревать полученный водяной пар продуктами сгорания стехиометрической водородно-кислородной смеси. Тепловой эффект реакции сгорания такой горючей смеси 120 МДж/кг. Для образования 1 кг водяного пара при температуре 1200°С и атмосферном давлении соотношение вторичного водяного пара с температурой 700°С и продуктов сгорания горючей смеси будет составлять 0,87 кг и 0,13 кг соответственно. Существующие промышленно выпускаемые электролизные установки [5] модульного типа позволяют обеспечить энергозатраты около 5 кВт.ч/нм³ горючей смеси, или 2,7 кВт ч/кг горючей смеси. С учетом массового соотношения вторичного водяного пара и продуктов сгорания, а также цены электрической энергии в 2,5 руб./кВт^ч стоимость перегретого до 1200°С водяного пара составит:

 $Z = 0.84 \cdot 0.87 + 0.13 \cdot 2.7 \cdot 2.5 = 1.6$ руб./кг *пара*

Расход перегретого пара, исходя из теоретически необходимого на протекание химической реакции и нагрева кокса (зольность $A^d = 62\%$ на основе экспериментальных данных газификации шлама ЦОФ «Березовская») от температуры 500°С до 950°С и поддержание его температуры на этом уровне. При тепловых потерях в окружающую среду 5% от количества теплоты поступающего пара на газификацию и теплоемкости кокса 1200 Дж/(кг·К) составит:

$$Q = 1200 \cdot (950 - 500) = 540000$$
 Дж/кг кокса, или

0,54 МДж/кг *кокса*

Исходя из стехиометрического соотношения для протекания реакции

$$C+H_2O=CO+H_2$$
(1)

необходимо следующее количество водяного пара:

$$m(H_2O) = \frac{G_c \cdot M(H_2O)}{M(C)} = \frac{370 \cdot 18}{12} = 0,555 \text{ кг } napa/кг \text{ кокса},$$

где G_c – масса углерода кокса, кг ($G_c = 1 \cdot (1 - 0.63) = 0.37$); M (C) – молярная масса углерода, кг/кмоль; M (H₂O) – молярная масса воды, кг/кмоль.

Количество энергии, которое поглощается при протекании реакции (1) составляет:

$$Q = \frac{q \cdot G_c}{M(C)} = \frac{135.7 \cdot 370}{12} = 4184$$
 кДж/кг кокса,

или *Q* = 4.184 МДж/кг *кокса*,

где q – тепловой эффект реакции (1), равный 137.5 кДж/моль.

Суммарный расход тепловой энергии составляет (с учетом тепловых потерь):

 $\sum q = (4.184 + 0.54) \cdot 1.05 = 4.96$ МДж/кг кокса

Суммарный расход перегретого пара с температурой 1200°С для поддержания температуры в слое кокса 950°С и протекания реакции (1) составит:

$$\sum g = \frac{\sum q}{h^{1200} - h^{950}} = \frac{4.96 \cdot 10^6}{(5150.49 - 4519.47) \cdot 10^3} =$$

= 7.86 кг пара/кг кокса

где h^{1200} и h^{950} – энтальпия пара при 1200°С и при 950°С.

В экспериментальных данных по газификации шлама ЦОФ «Березовская» был получен синтез-газ в количестве 4 л/г *кокса* при температуре в слое исходного материала 950°С. Удельный расход перегретого пара на выработку синтез-газа составляет:

$$u = \frac{7.86}{4} = 1.965$$
 кг пара/м³ синтез-газа

Стоимость 1 м³ смеси СО+H₂ при паровой газификации с учетом стоимости 1 кг пара составляет:

 $z(PD) = 1.965 \cdot 1.6 = 3.14$ руб./м³ синтез-газа

Стоимость 1 тонны синтетического жидкого топлива (СЖТ) при расходе 5000 м³ смеси газа на 1 тонну:

 $sgt = 3.14 \cdot 5000 = 15700 \text{ py6./r}$

Представленные данные рассчитаны без учета продажи тепловой энергии, которую можно получить при охлаждении парогазовой смеси до состояния конденсации пара, находящегося в смеси, а также без учета энергосберегающих мероприятий.

При учете продажи тепловой энергии и энергосберегающих мероприятий. Энтальпия воды при 100°С составляет $h^{100} = 419.099$ кДж/кг воды. Будем считать, что парогазовая смесь выходит из газификатора с температурой 600°С. Теплосодержание смеси примем по водяному пару, так как теплоемкость газа в смеси и его количество малы. Энтальпия пара при 600°С составляет $h^{600} = 3705.57 \text{ кДж/кг } napa.$

Затраты тепловой энергии на нагрев 1 кг воды от 20°С до 1200°С составляют 5·10⁶ Дж/кг *пара*. На газификацию необходимо 7.86 кг *пара*/кг кокса. Тогда потребление тепловой энергии на 1 кг кокса составляет:

 $d = 5 \cdot 10^6 \cdot 7.86 = 39.3 \cdot 10^6$ Дж/кг кокса

Так как для протекания реакции (1) затрачивается 0.555 кг *пара*/кг кокса, то количество пара, которое не участвует в реакции, а является только теплоносителем, составляет:

$$w = \sum g - m(H_2O) = 7.86 - 0.555 =$$

= 7.305 кг пара/кг кокса

Количество теплоты, которое может быть получено при охлаждении парогазовой смеси составляет:

$$E = w \cdot (h^{600} - h^{100}) = 7.305 \cdot (3705.57 - 419.099) \cdot 10^3 =$$

$$= 24 \cdot 10^6$$
 Дж/кг кокса

Таким образом, на газификацию 1 кг кокса необходимо тепловой энергии $39.3 \cdot 10^6$ Дж/кг кокса, а количество теплоты, которое можно передать стороннему потребителю составляет $24 \cdot 10^6$ Дж/кг кокса. То есть экономия по стоимости тепловой энергии может достигать:

$$ek = \frac{24 \cdot 10^6}{39.3 \cdot 10^6} \cdot 100\% = 61\%$$

Следовательно, стоимость 1 кг пара с учетом передачи тепловой энергии стороннему потребителю составляет:

$$z_e = 1.6 \cdot 0.61 = 0.96$$
 руб./кг *пара*

При стоимости пара 0.96 руб./кг *пара* стоимость 1 м³ синтез-газа составит 1.88 руб./м³ синтез-газа.

Стоимость 1 тонны СЖТ при расходе 5000 м³ смеси газа на 1 тонну:

$$sgt = 1.88 \cdot 5000 = 9400$$
 py6./T.

В стоимости перегретого до 1200°С водяного пара наибольшую долю вносит получение кислородноводородной смеси путем электролиза. При этом для расчетов стоимость 1 кВт·ч принималась исходя из принятого тарифа. Существенно сэкономить на электроэнергии позволит использование мини-ТЭЦ, в схеме которой работает двухзонный газогенератор [6] и газопоршневая электрическая станция. Согласно данным техникоэкономических расчетов, разработанных Загрутдиновым Р.Ш. (ООО «Новые энергетические технологии», г. Самара) при мощности мини-ТЭЦ по электрической энергии до 2 МВт и тепловой энергии до 3 Гкал/ч себестоимость отпускаемой электрической энергии составляет 0,464 руб./кВт.ч (тепловой 129,8 руб. за Гкал/ч). Такая низкая себестоимость обусловлена в первую очередь тем, что в качестве исходного сырья для газогенератора выступает шлам с зольностью 62%, для которого выполнен представленный выше расчет, при этом стоимость шлама, выбираемого из отвала, в данном случае принималась нулевая и присутствовала только транспортная составляющая.

При использовании мини-ТЭЦ для обеспечения электрической энергией работы электролизных установок стоимость 1 кг водяного пара составит:

 $Z = 0.84 \cdot 0.87 + 0.13 \cdot 2.7 \cdot 0.464 = 0.89$ руб./кг пара

Тогда с учетом продажи тепловой энергии сторонним потребителям экономия по стоимости водяного пара составит:

$z_e = 0.89 \cdot 0.61 = 0.54$ руб./кг *пара*

При стоимости пара 0.54 руб./кг *пара* стоимость 1 м³ синтез-газа составит 1.06 руб./м³ синтез-газа.

Стоимость 1 тонны СЖТ при расходе 5000 м³ смеси газа на 1 тонну:

 $sgt = 1.06 \cdot 5000 = 5300$ py6./T.

Парокислородная газификация.

По данным [7] для парокислородной газификации необходимо:

| Расход кислорода технического | 0,76 кг/кг исходного угля | | |
|----------------------------------|---------------------------|--|--|
| Расход водяного пара | 0,2 кг/г исходного угля | | |
| Выход сырого газа | 1,946 нм ³ /кг | | |
| Выход синтез-газа | 1,326 нм ³ /кг | | |

Итак, имеем 0,76 кг O₂ на 1 кг угля. Или 0,532 м³ на 1 кг угля ($\upsilon(O_2) = 22.4/32 = 0.7 \text{ м}^3/\text{кг}$). При потреблении 0,7 кВт·ч на 1 м³ O₂ это составляет е = 0,3724 кВт·ч на 1 кг угля.

Стоимость кислорода на 1 кг угля составляет:

 $s(O_2) = e \cdot z = 0.37 \cdot 2.5 = 0.93$ руб./кг угля,

где z – тариф на электрическую энергию (2,5 руб./кВт·ч).

Примем, что для парокислородной газификации используется перегретый пар с температурой 250°С. Количество теплоты, необходимое на получение 1 кг пара при нагреве воды от 20°С до 250°С:

$$q = (h^{250} - h^{20}) = (2974.54 - 84.01) \cdot 10^3 =$$

 $= 2890.53 \cdot 10^3$ Дж/кг,

где h^{250} и h^{20} – энтальпия водяного пара и воды при температуре 250°С и 20°С.

Стоимость 1 кг пара при цене тепловой энергии 900 руб./Гкал:

$$zp = 900 / \frac{4.19 \cdot 10^9}{2890.53 \cdot 10^3} = 0.62$$
 руб./кг *пара*

Стоимость водяного пара:

$$s(H_2O) = 0.2 \cdot 0.62 = 0.124$$
 руб./кг пара

Общая стоимость:

Учитываем, что с 1 кг топлива образуется 1.326 нм³ синтез-газа [7], тогда цена 1 м³ синтез-газа при парокислородной газификации составляет:

$$z(PKD) = \frac{1.054}{1.326} = 0.79 \text{ py6./m}^3$$
 синтез-газа

Стоимость 1 тонны СЖТ при расходе 5000 м³ смеси газа на 1 тонну:

$$sgt = 0.79 \cdot 5000 = 3950 \text{ py6./r}$$

Сравнение парокислородной и паровой газификации приведено в таблице 2:

Таблица 2

| Сравнение паровой и парокислородной технологий. | | | | | |
|---|--------------|--|---------------------------|--|--|
| Вид газифи- кации | Паро- вая | Паровая с учетом энергосберегаю- щих мероприятий | Пароки- слород- ная | | |
| Стоимость 1 | 3.14 | 1.06 | 0.79 | | |

| м ³ смеси CO+H ₂ , руб. | | | |
|--|-------|------|------|
| Стоимость тонны СЖТ | 15700 | 5300 | 3950 |

Как видно из таблицы 2 стоимость СЖТ при парокислородной и паровой газификации отличается в 1,34 раза. При этом для более полного сравнения этих двух технологий необходимо учитывать, что амортизационные отчисления на воздухоразделительные установки при парокислородной технологии существенно превышают амортизационные отчисления на электролизные установки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный расчет является оценочным и сделан при сравнении реально действующей технологии парокислородной газификации и лабораторных экспериментальных данных по паровой газификации исходного материала в газификаторе со стационарным слоем.

Технология газификации перегретым водяным паром может успешно конкурировать с парокислородной газификацией при дополнительном внешнем подводе теплоты для осуществления в целом эндотермического процесса конверсии.

Существенное значение имеет производительность газогенератора для паровой газификации. Чтобы успешно конкурировать с парокислородной технологией, количество образующегося газа при паровой газификации должно составлять не менее 8-9 м³/кг исходного топлива, что можно достигнуть при использовании, например, аппаратов с кипящем слоем газифицируемого материала.

Список литературы.

- Мановян, А. К. Технология переработки природных энергоносителей / А.К. Мановян. М - : Химия, КолосС, 2004. – 456 с.: ил.
- Богомолов, А. Р. Перспективы высокотемпературной газификации угля и шлама / А.Р. Богомолов, С.А. Шевырёв, М.В. Алексеев // Теплоэнергетика. - 2013. - № 2. - С.76-80.
- Мессерле В. Е., Плазменно-паровая газификация петрококса / В.Е. Мессерле [и др.] // Матер. 4-го Межд. симп. по теоретической и прикладной плазмохимии. – Иваново: Изд-во ИГХТУ. 2005. – С. 600-605.
- 4. Пат. 2499952, Российская Федерация, МПК F22B 1/100. Парогенератор и способ получения высокотемпературного водяного пара / Прибатурин Н. А. [и др.]. ; заявитель и патентообладатель Кузбасский гос. техн. ун-т. №2011135150/06 ; заявл. 22.08.2011 ; опубл. 27.11.2013, Бюл. №33. 9 с. ил.
- Установки по производству водорода [Электронный ресурс]. Режим доступа: http://www.hydrogenics.com/docs/defaultsource/pdf/211-industrial-brochure-english.pdf?sfvrsn=0. - Загл. с экрана.
- Технологии газификации в плотном слое / Р.Ш. Загрутдинов [и др.]. Барнаул. : Изд-во «Алтайский дом печати», 2009. 296 с.
- Степанов, С. Г. Разработка автотермических технологий переработки угля [Текст]: дис. ... докт.техн.наук: 01.04.14: защищена 23.10.03. – Красноярск, 2003. – 389 с.



УДК 621.9

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №5-11

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗДУХА И ГАЗООБРАЗНОГО ТОПЛИВА В ЦИКЛОННО-ВИХРЕВОМ ПРЕДТОПКЕ

Штым К.А.¹, Соловьёва Т.А.¹

¹ Дальневосточный федеральный университет 690950, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8

АННОТАЦИЯ

Приведены особенности конструкции и работы воздухоохлаждаемых циклонно-вихревых предтопков. Даны объяснения особенностей смешения газовоздушных сред в камере сгорания предтопка, обоснованы условия и места ввода воздуха и топлива.

введение

Эффективность работы горелочных устройств всегда является актуальным вопросом при их разработке, усовершенствовании, выборе и эксплуатации. Кафедрой



Рис. 1. Газо-мазутный ЦВП мощностью 64 МВт: (а) поперечный разрез; (б) – продольный разрез; 1 – распределительный короб воздуха; 2 – камера сгорания; 3 – торцевая вихревая камера; 4 - аксиальный завихритель; 5 – сопла тангенциального ввод воздуха; 6 – пережим; 7 – поверхности нагрева котла; 8 – сопла тангенциального ввода газа; 9 – тангенциальный газовый коллектор; 10 – сопла торцевого ввода газа; 11 – сопла осевого ввода газа; 12 – торцевой газовый коллектор; 13 – многосопловая центробежная форсунка; 14- футеровка; 15 – "улитка".

теплоэнергетики и теплотехники ДВФУ разработано и внедрено на теплоисточниках Дальнего Востока высокоэффективное устройство для сжигания газообразного и мазутного топлива – циклонно-вихревой предтопок (ЦВП), (см. рис. 1).

Главной особенностью газо-мазутного воздухоохлаждаемого ЦВП является наличие предварительной камеры сгорания с комбинированным подводом воздуха и топлива, что позволяет при больших тепловых напряжениях и высокой турбулентности потока, эффективно смешивать топливо и воздух.

В отличие от предтопков только с тангенциальным подводом воздуха, комбинированная генерация вихря позволяет рационально использовать эжекционную способность тангенциального и осевого закрученных потоков. Если в обычных камерах в условиях неизотермич-





ности осевой обратный ток становиться меньше или совсем исчезает, то в данном случае им можно управлять при горении, используя две зоны эжекции – у переднего торца камеры и в области диафрагмированного выхода из нее (рис. 2). Первая зона эжекции является основной для смесеобразования, воспламенения топлива и стабилизации факела.

Конструктивное решение организации ввода воздуха и газа в ЦВП – аксиальное и тангенциальное, так же обосновано оптимальным формированием пламени в камере сгорания ЦВП и ее минимальным аэродинамическим сопротивлением.

Тангенциальный подвод ≈75% общего расхода воздуха по улитке обеспечивает воздушное наружное охлаждение металла и внутренней огнеупорной футеровки камеры сгорания ЦВП. Конструкция сопловых вводов позволяет создать пристенную воздушную завесу, предохраняющую футеровку от перегрева и разрушения. Аксиальный подвод воздуха ≈25% от общего расхода воздуха на ЦВП с закруткой в завихрителе формирует устойчивое горение в приосевой области при отрицательных статических давлениях. В зоне пережима формируется необходимый угол раскрытия факела при выходе в топку котла [1].

На рис. 3. представлены абсолютные значения центробежной напряженности газа в закрученном потоке по относительному радиусу в трех характерных сечениях, по которым можно судить об эффективности пе-



Рис.3. Изменение центробежной напряженности потока газа по радиусу предтопка.

ремешивания топливо-воздушной среды в основном объеме камеры сгорания. Анализ полученных данных и визуальные наблюдения за горением газа в камере сгорания позволяют выделить характерную зону взаимодействия топлива и окислителя - это наружная и внутренняя границы эффективного взаимодействия, которые образуют кольцевую область. Визуализация газового факела, приведенная на рис. 4, подтверждает наличие зоны эффективного смесеобразования.



Рис.4. Горение газа в предтопке котла ПТВМ-100МЦ

Тангенциальный подвод ≈70% общего расхода газа в ЦВП осуществляется через сопла круглого сечения с изгибом для предотвращения перегрева газового коллектора излучением. Расчетная скорость газа 50 м/с позволяет эффективно смешиваться с тангенциально вводимым воздухом во всем диапазоне нагрузок. По длине камеры газ вводится четырьмя потоками (рис.1 п. 8) исключение составляют первые и последние тангенциальные воздушные сопла, так как в приторцевой области камеры из первых сопел происходит сток в центр к завихрителю, а последние сопла обеспечивают охлаждение пережима и зоны примыкания предтока к экранам топки котла (рис.1 п.7). Перспективным решением по совершенствованию смесеобразования является предварительное смешение газа и воздуха непосредственно в соплах тангенциального ввода воздуха. Данное решение было опробовано на предтопках котла БКЗ-120-100МЦ. Газ вводился в полость улитки перед соплами через перфорированный коллектор. Для защиты от обратного проскока пламени на соплах устанавливались решетки из тугоплавкого материала. В результате было получено практически безпламенное горение с избытком воздуха 1.01 без следов СО и с очень низкой концентрацией оксидов азота менее 40 мг/м³. Однако после 7 дней эксплуатации на номинальной нагрузке произошло разрушение обмуровки в пережиме и в зоне сопловых коробок. Анализ причин аварии показал необходимость ограничения тепловыделения в объеме камеры сгорания при воздушном охлаждении. Доля предварительной смеси должна быть рассчитана из условия при котором максимальное объемное теплонапряжение камеры сгорания предтопка не превысит 21 MBт/м³.

Для стабилизации процесса горения в осевую область и через торец подводится соответственно ≈10 и 20% топлива. Ввод воздуха в камеру сгорания через аксиальный завихритель позволяет в пристенной области расположения сопел торцевого ввода газа организовать зону локальной рециркуляции, в которой поддерживается стабильное горение при минимальных нагрузках с давлением газа 0,05 кг/см² (рис.5)

Осевой подвод газа в аксиальный завихритель влияет на зону разрежения в осевой области вихря и способствует снижению сопротивления камеры сгорания. Так же



Рис. 5. Горение газа на минимальной нагрузке при подводе газа через торцевые сопла.

это отражается на характере истечения пламени в топку котла. При увеличении доли газа и воздуха подаваемых в ось ЦВП угол раскрытия факел в топке котла уменьшается, что очень важно при формировании и оптимизации геометрии факела в топке. Изменение доли газа или воздуха на 3-5% приводит к изменению угла раскрытия факела на 30-40⁰. Работу котлов с ЦВП на нагрузках >40% от номинальной рационально поддерживать при комбинированном подводе газа в ЦВП по всем трем газовым вводам. Пуск в работу и разогрев ЦВП и котла целесообразно осуществлять при подаче газа через торцевые и осевые сопла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Комбинированная организация распределения и смешения топлива и воздуха в ЦВП обоснована многолетним опытом эксплуатации, результатами натурных исследований и математического моделирования. Результаты исследований показывают возможные направления для оптимизации работы циклонно-вихревого предтопка с максимальным использованием преимуществ комбинированного ввода воздуха и топлива.

Список литературы:

 Штым А.Н., Штым К.А., Дорогов Е.Ю. Котельные установки с циклонными предтопками//Владивосток. Издат. дом Дальневост. федерал. ун-т. 2012. 421 с.



СЕКЦИЯ 6

Процессы переноса в микро- и наносистемах





Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 6-05

УДК 536.248.1 О КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ НА ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ, ПОКРЫТЫХ СЛОЕМ МОНОДИСПЕРСНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МИКРОСФЕР, В РЕЖИМЕ «ПРЫГАЮЩИХ ПУЗЫРЕЙ»

Дмитриев А.С.¹, Макаров П.Г.¹, Эльбуз М.А.^{1,2}

¹Национальный Исследовательский Университет «МЭИ, 111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

²Университет Мансуры, 35516, Египет, Мансура

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрено пузырьковое кипение дистиллированной воды на подложке из мезоструктуры монодисперсных и полидисперсных микросфер различных материалов. Показано экспериментально, что в отдельных режимах пузырькового кипения наблюдается неожиданный режим в пузырьковом кипении – возникновении режима «прыгающих пузырьков», не достигающих поверхности недогретой жидкости.

введение

Исследование процессов кипения является важной проблемой современного тепломассообмена. Одной из важных особенностей процессов кипения могут быть специфические структуры подложки, которые, например, представляют из себя мезоскопические структуры. Примером таких структур является, например, пористая среда. Вместе с тем, обычно при кипении на пористом нагревателе сам материал нагревателя не участвует в процессе теплопередачи и массообмена. В данной работе исследовано кипение в пузырьковом режиме, когда мезоскопическая среда нагревателя представляет собой подвижную систему, которая может участвовать в процессах тепломассообмена.

Кипение в больших объемах представляет интерес для технических приложений, когда наблюдаются большие тепловые потоки и необходимо снятие большого количества тепла, благодаря скрытой теплоте испарения и небольшим перепадам давления, что позволяет охлаждающей жидкости циркулировать через систему. Оно происходит в условиях естественной конвекции и пузырькового кипения. Как было показано в [7], применение пористых сред, состоящих из одинаковых слоев материала, является эффективным методом пассивного повышения коэффициента теплопередачи при испарении/кипении и критического теплового потока [6]. Вместе с тем, особый интерес представляют собой не просто пористые среды, а системы, в которых твердая фаза является динамической, т.е. перемещается вместе с жидкостью. Именно такая ситуация исследована в настоящей работе, где исследовалось пузырьковое кипение в слое свободно лежащих монодисперсных микросфер.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поведение жидкости в режиме интенсивного тепломассообмена интересно как с научной, так и с прикладной точки зрения. Исследованные на сегодня процессы пузырькового кипения хорошо поняты для кипения на различных подложках (плоских, цилиндрических, гладких и шероховатых, с микроскопическими и наноразмерными неоднородностями, на гидрофильных и супергидрофобных подложках и т.д.) и для разных жидкостей [1-4]. Также хорошо изучены процессы кипения в пористой среде (как внутри пористой структуры, так и на ее поверхности). В последнем случае пористая среда выступает как пассивная, т.е. материал пористой среды всегда неподвижен относительно движущейся жидкости и пузырьков пара [5]. В данном исследовании впервые изучена активная среда, где в процессе кипения принимают участие три фазы – жидкость, пар и твердые микросферы. Такая активная среда обнаруживает целый ряд особенностей даже в пузырьковом режиме кипения в свободном объеме недогретой жидкости. Более ранние исследования такой системы авторами не обнаружены

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для проведения экспериментов был построен экспериментальный стенд; его принципиальная схема представлена на рис.1. Тепловым источником для изменения температуры в контейнерах служил нагреватель ES-HA3040 (300*400 мм2, 2.2 кВт) с регулируемой температурой поверхности (материал – нержавеющая сталь).



Рис.1. Принципиальная схема экспериментального стенда для исследования процессов испарения из мезоскопических структур

В качестве мезоскопической структуры в данном исследовании применялся монослой микросфер диаметром 150-300 мкм из металлов (или сплавов), которые находились на внутренней поверхности чашки Петри (рис.2). Снизу чашки Петри находился электрический нагреватель с фиксированной и регулируемой температурой. В чашку наливалась дистиллированная вода, которая покрывала слой микросфер примерно с высотой равной 10-30 их диаметров. Наблюдения проводились скоростной видеокамерой, записывались и обрабатывались. . Температура измерялась двумя способами: с помощью инфракрасного бесконтактного термометра и контактными термопарами (ТХК, ТХА). Для видеосъемки процессов применялись цифровой фотоаппарат и оптический микроскоп Motic. По результатам обработки устанавливались: начало зарождения пузырей, момент подъема пузырей с захватом микросфер, время подъема и опуская пузырей с микросферами и, наконец, начало следующего этапа генерации и подъема пузырей.



Рис.2. Мезоскопическая структура монодисперных микросфер (сверху) и фотография процесса зарождения пузырей (снизу)

Сначала внутрь чашки Петри помещались монодисперсные микросферы (например, сплава Pb95%+Sb5% или оксида алюминия). Затем наливалась дистиллированная вода, уровень которой превышал в 10-30 раз диаметр микросфер. Чашка Петри ставилась на нагреватель, температура которого могла меняться в широких пределах. Поверхность жидкости была свободной и жидкость, следовательно, была недогретой и свободно испарялась в окружающее пространство. Хотя опыты проводились при различных температурах окружающей среды и ее влажности, это не влияло на основные результаты при изучении пузырькового кипения. При температуре от 140-150°С (жидкость недогрета и температура начала кипения выше, чем температура насыщения; кроме того, термическое сопротивление материала чашки Петри и микросфер приводило к перепаду температур между жидкостью и нагревателем около 25°С) начиналось активное зарождение пузырей пара под микросферами. Следует особо подчеркнуть, что механизм роста пузырей отличался от классического [2], поскольку нагрев пара в пузыре происходил не только за счет теплоты от нагревателя, но и за счет теплопереноса через боковые поверхности микросфер, что заметно изменяло скорость роста пузырей.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При достижении режима пузырькового кипения в недогретой жидкости наблюдалось несколько необычных режимов поведения пузырей, которые отрывались от мезоскопической поверхности микросфер. При этом опыты на сплаве Pb95%+Sb5% и оксиде алюминия дали различные подрежимы кипения.

В первом режиме, когда микросферы представляли собой свинцовые монодисперсные гранулы, наблюдался эффект генерации пузырей, которые локально захватывали несколько микросфер и поднимались к поверхности жидкости. Однако, не дойдя до поверхности, они останавливались и начинали опускаться вниз до поверхности нагрева (на рис.3 (сверху) пузыри показаны сверху, а на фото снизу – сбоку). Далее процесс повторялся периодически в избранных центрах кипения в течение длительного времени. Схема такого процесса (один цикл) представлена на рис.5.



Рис.3. Рост пузырей на мезоструктуре (сверху – вид сверху, снизу – вид сбоку)

Во втором режиме кипения, когда микросферы представляли собой полидисперсные микрогранулы с разбросом более 30- 40% от исходного диаметра (около 200 мкм) и были изготовлены из более легкого металла алюминия, наблюдался совершенно иной процесс. В этом случае микросфера покрывалась несколькими пузырьками пара и также поднималась к поверхности, но, не дойдя до нее, опускалась и процесс «прыгающих» пузырей с микросферами продолжался длительное время периодически (рис.4). Периодичность процесса всплытия и опускания также была равна несколько секунд (одна-три секунды). Важно отметить, что указанное явление отличалось высокой стабильностью и при увеличении температуры подложки число центров парообразования и периодического всплытия и опускания пузырей увеличивалось, но локализация процесса генерации пара и режим «прыгающих» пузырей были весьма устойчивыми.



Рис.4. «Прыгающие» пузыри на мезоскопической поверхности в режиме пузырькового кипения

Качественная схема режима «прыгающего» кипения на мезоскопической поверхности с микросферами показана на рис.5. При перегреве поверхности нагрева выше определенной температуры, равной примерно температуре первого кризиса, режим «прыгающих» пузырей срывался в случайную генерацию паровых прослоек, что напоминало режим пленочного кипения. В последнем режиме микросферы могли случайно отрываться от поверхности и весьма активно перемешиваться. Важно отметить, что предварительные результаты говорят, что режим первого кризиса при этом несколько затягивается (происходит при больших тепловых потоках). Нахождение более точной картины кризисных явлений при кипении на подложке из свободно лежащих микросфер будет являться целью дальнейших исследований.



Рис.5. Схема режима «прыгающего» кипения на мезоскопической поверхности с микросферами

На рис.6 показано «прыгающее» пузырьковое кипение с захватом разного количества микросфер (сверху) и временная эволюция (режимы «прыгающего» кипения на мезоскопической поверхности с тяжелыми и легкими микросферами (снизу).



тяжелые микросферы
 легкие микросферы



Рис.6. «Прыгающее» пузырьковое кипени с захватом разного количества микросфер (сверху) и временная эволюция (режимы «прыгающего» кипения на мезоскопической поверхности с тяжелыми и легкими микросферами (снизу)

Удивительным обнаруженным эффектом является также возможность захвата пузырями различного числа микросфер, причем сам размер пузырей также зависит от числа захваченных микросфер – чем больше микросфер, тем больше диаметр пузырей. Вместе с тем даже в этом случае пузыри с микросферами или не достигали при своей эволюции поверхности, или, даже достигая, не лопались, как при обычном пузырьковом кипении. Еще раз нужно отметить, что как в первом, так и во втором случаях наблюдались устойчивые центры парообразования с захватом микросфер. Авторами разработаны модели описанных явлений и механизмы, их можно объяснить на основе специфического капиллярного и адгезионного взаимодействия пара с микросферами, а также неоднородностью температуры пузырьков при всплытии в недогретой жидкости. Эти модели будут представлены отдельно.

Следует сказать, что в описанных эффектах, по существу, наблюдается своеобразная бифуркация в режимах кипения – ответвление на «пузырьковой» части кривой кипения нового режима теплообмена, который либо имеет более высокую теплоотдачу, либо более низкую, чем при кипении в чистой жидкости. В литературе нам не удалось найти аналогов описанного нами явления [1-4]. Несколько схожие процессы могут наблюдаться при кипении коллоидных жидкостей или наножидкостей. Однако в последних типах жидкостей сильную роль играет конвекция, которая перемешивает коллоидные или наночастицы. В нашем случае роль конвективного движения частиц (микросфер) пренебрежимо мала и основной механизм связан со взаимодействием микросфер и пузырей пара.

Процессу теплообмена в режиме кипения с «прыгающими» пузырьками и построению математических моделей процессов будет посвящено отдельное исследование.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты показали, что кипение жидкости с засыпкой (монодисперсными микросферами) начинается быстрее, чем без нее. Кроме того, скорость зависит от размера металлических микросфер. Проведены модельные расчеты, частично подтверждающие данные выводы. Наблюдаемый эффект может стать новым способом интенсификации тепло- и массообмена.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за полезные обсуждения Е.В. Аметистова, Ю.А. Зейгарника, В.В. Клименко, С.А. Ковалева, А.П. Крюкова и В.В. Ягова, а также В.А. Иванова и И.А. Михайлову за обсуждения и помощь в проведении экспериментов

Список литературы:

- Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплоперенос. Москва, Энергоиздат, 1981, 416 с.
- Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем. МЭИ. 2000. – 373
- Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М. Атомиздат. 1979.
- Аметистов Е.В., Клименко В.В., Павлов Ю.М. Кипение криогенных жидкостей. М: Энергоатомиздат. 1995. 400 с.
- Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Испарение и кипение в тепловых трубах. М.Наука. 1989. 111 с.
- Аметистов Е.В., Дмитриев А.С. Монодисперсные системы и технологии. Москва, Издательство МЭИ, 2002, 536 с.
- Chen Li, Peterson G., Y. Wang. Experimental Study of Thickness Effects in Evaporation/Boiling on Thin Sintered-Copper-Mesh Surface. 2005. ASME Summer Heat Transfer Conference, San Francisco, CA, July 17 - 22.



УДК 536.42

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №6-03

ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ С РЕЛЬЕФОМ ИЗ НАНОЧАСТИЦ

Ю.А. Кузма-Кичта¹, А.И. Леонтьев², В.М. Жуков³, А.В. Лавриков¹, М.В. Шустов¹, П.С. Чурсин¹

¹Московский энергетический институт (Технический Университет) 111250, ул. Красноказарменная 14, Москва, Россия E-mail: kuzma@itf.mpei.ac.ru ²Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана 105005, ул. 2-я Бауманская д.5 стр.1, Москва, Россия ³Объединенный институт высоких температур РАН

125412, ул.Ижорская д.13, стр.2. Москва, Россия

АННОТАЦИЯ

В электронике, системах кондиционирования воздуха и тепловых трубах микроканальные теплообменники должны обеспечивать передачу высоких тепловых потоков. В таких условиях применение обычных способов интенсификации теплообмена представляется затруднительным вследствие ограниченных габаритов устройств. Настоящее исследование направлено на разработку метода эффективного теплосъема с помощью искусственного нанорельефа поверхности. В работе исследовано кипение воды на сфере и в микроканале с рельефом из наночастиц Al₂O₃.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для интенсификации передачи тепла при кипении широко используется модификация поверхности теплообмена. В работе [1] показано, что микропористое покрытие увеличивает критический тепловой поток и коэффициент теплоотдачи. Однако при кипении в микроканале пористый рельеф на поверхности нанести сдожно.



Рис. 1 Кривая кипения воды (∆Tsub=40K) в горизонтально расположенном канале (1мм высота, 10 мм длина) при различных скоростях [2]

Интенсификация теплообмена при кипении в микроканале практически не исследована. В работе [2] исследованы условия, при которых в миниканале возникает явление, называемое в англоязычной литературе «Microbubble emission boiling» (рис. 1), и обнаружили, что при возникновении данного эффекта увеличивается критическая тепловая нагрузка и ее рост зависит от массовой скорости и недогрева жидкости.

В работе [3] исследовано кипение наножидкости в микроканале, и обнаружен рост критической тепловой нагрузки с ростом концентрации наночастиц (рис.2). Полученная зависимость критической тепловой нагрузки от массовой скорости для воды согласуется с уравнением Кутателадзе- Леонтьева [4]. Как следует из анализа данных, вид зависимости критической тепловой нагрузки от массовой скорости сохраняется и для наножидкости.

Согласно работам[5-9], рельеф из наночастиц при кипении в большом объеме увеличивает критический тепловой поток за счет улучшения смачивания поверхности (рис.3).

В работе [10] исследована интенсификация теплообмена при пленочном кипении на сфере и показано, что пористое покрытие более эффективно, чем облунение поверхности.



Рис. 2 Зависимость критического теплового потока от массовой скорости при кипении недогретой (Tsub=45K) воды с наночастицами Al₂O₃ в канале размером 510 мкм [3]

Настоящее исследование направлено на изучение теплообмена при кипении воды в микроканале и на сфере с рельефом из наночастиц Al₂O₃. Свойства в значительной степени зависят от способа нанесения, начальной шероховатости поверхности и других факторов. Нанесение рельефа из наночастиц представляется перспективным методом интенсификации теплообмена, но имеющиеся данные по характеристикам слоя

крайне ограничены.



Рис.3. Относительный критический тепловой поток в зависимости от контактного угла. Вода, атмосферное давление, кипение в большом объеме. Данные [5-9]

2. МЕТОДИКИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

2.1.Исследование кипения в микроканале

Экспериментальная установка (рис.4) предназначена для исследования кипения жидкости в микроканале. Размеры микроканала, используемого в настоящем исследовании: ширина- 3 мм, длина- 13,7 мм, высота- 0,2 мм. Распределение температуры и тепловой поток, подводимый к поверхности, измеряются с помощью инфракрасной камеры (рис. 5). Скорость съемки ИК-камеры - 30 кадров в секунду. Высокоскоростная видеосъемка кипения со скоростью до 10000 кадров в секунду позволяет изучать рост и движение паровых пузырей.

Тепловой поток определяется в соответствии с законом Фурье по измеренному распределению температуры по высоте рабочего участка. Температура нагреваемой поверхности аппроксимируется также по распределению температуры по высоте. Погрешность измерения теплового потока и температуры стенки зависит от неточности измерения расстояния и температуры. Относительная погрешность измерения теплового потока не превышает 15%.



Рис. 4 Схема установки для изучения кипения в микроканале

1-емкость с исследуемой жидкостью, 2- насос, 3расходомер, 4- высокоскоростная камера, 5- нагреватель, 6- конденсатор, 7- рабочий участок, 8- нагреваемый блок, 9- ИК-камера, 10- измерительная плата.



Рис. 5 Рабочий участок и его термограмма при q=0.9 MBm/м². 1-поверхность нагрева микроканала, 2-поверхность

1-поверлность нагрева микроканама, 2-поверлносте инфракрасной съемки, 3- нагреватель

На рис. 6 представлена схема метода определения истинного объемного паросодержания в микроканале. Определение паросодержания проводилось для каждого кадра высокоскоростной видеосъемки, для чего измерялась ширина паровых пузырей в различных сечениях микроканала. Предполагалось, что радиус кривизны пузыря намного больше, чем высота канала, что позволяет пренебречь кривизной пузыря и представить его в виде прямоугольника. Величина истинного объемного паросодержания в текущем сечении определяется как отношение ширины области, занятой паром, к ширине канала.



Puc.6 Определение истинного объемного паросодержания в микроканале

Метод определения паросодержания имеет некоторые ограничения, которые диктуются структурой течения (пузыри должны касаться как поверхности нагрева, так и крышки канала, а также быть достаточно крупными). Погрешность определения истинного объемного паросодержания не превышала 15%.

Для получения искусственного рельефа на поверхности рабочего участка использовался коллоидный раствор наночастиц Al₂O₃ в воде. Наночастицы выпадают на поверхности нагрева при кипении наножидкости и образуют искусственный рельеф [11]. Средний размер частиц составляет 50-100 нм. При применении данного метода очень важно знать толщину и прочность слоя, образованного наночастицами. Эти характеристики слоя взаимосвязаны и зависят от многих факторов. На рис.7 представлена микрофотография поверхности с нанесенным рельефом из наночастиц. Как показали измерения, в исследованных условиях толщина слоя составляет в среднем 1-2 мкм. На фотографии можно заметить участки поверхности, которые выглядят свободными от наночастиц, но при большем увеличении видно, что и на этих участках присутствует более тонкий слой наночастиц.

2.2. Исследование кипения на сфере

Для исследования теплоотдачи как в области пузырькового, так и переходного и пленочного кипения проведены эксперименты по охлаждению в наножидкости сферы, нагретой выше температуры Лейденфроста. Содержание в воде наночастиц Al₂O₃ составляло 0,005%. Размер наночастиц не превышал 100 нм.

Для измерения температуры сферы использовалась хромель-алюмелиевая термопара, которая с помощью теплостойкого клея BC-10T заделывалась в глухое отверстие диаметром 1 мм и глубиной 10 мм. Кроме того, проводились измерения температуры рабочей жидкости и нагревательного устройства. Сигналы термопар подавались на аналогоцифровой преобразователь, подключенный к персональному компьютеру с установленной специальной программой. Сфера с помощью тонкостенного трубчатого зонда поднималась в зону нагрева, где выдерживалась при заданной температуре, а затем погружалась в жидкость при синхронном включении системы сбора и обработки данных. Мгновенное значение плотности теплового потока на поверхности сферы рассчитывалось из уравнения теплового баланса. В процессе опытов проводились визуальные наблюдения и фотосъемка процесса кипения (рис. 8). Более подробно методика исследования и описание экспериментальной установки изложены в [10].



Рис.7. Поверхность с рельефом из наночастиц Al₂O₃



Рис. 8. Кипение наножидкости на латунной сфере при недогреве ΔT_H=10К. 1 – пленочное кипение, 2 – переходное кипение, 3 – пузырьковое кипение

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Некоторые данные по кипению в микроканале и на сфере с нанорельефом представлены в работах [12,13]. Ниже приведены и обсуждаются новые результаты. **3.1.** Исследование теплообмена и гидродинамики при кипении воды в микроканале с рельефом из наночастиц.

Кипение в микроканале исследовано для различных поверхностей нагрева: без рельефа и с нанорельефом. Эксперименты проводились в квазистационарных условиях. На рис.9 представлен график изменения измеряемой температуры в двух точках ИК-изображения и рассчитанной температуры стенки при кипении воды в микроканале при атмосферном давлении. Квазистационарные условия эксперимента позволяют измерять теплоотдачу в различных режимах кипения: пузырьковом, переходном и пленочном.

Кривые кипения для микроканала без покрытия и с покрытием из наночастиц при различных массовых скоростях показаны на рис. 10. Обнаружено, что критическая тепловая нагрузка и коэффициент теплоотдачи в переходном режиме выше в канале с рельефом из наночастиц, по сравнению с каналом без рельефа. Как отмечается в работе [12], этот эффект, вероятно, вызван улучшением смачивания жидкостью поверхности нагрева при уменьшении контактного угла вследствие рельефа из наночастиц. Как показали измерения, краевой угол для исходной поверхности равен $\theta=81^{\circ}$, для поверхности с нанорельефом $\theta=9^{\circ}$.



Рис. 9. Измеренная температура рабочего участка (T₁ и T₂) на расстоянии 1.5 и 4 мм от поверхности нагрева и рассчитанная температура стенки (T_w)



Рис. 10 Кривые кипения для микроканала с нанорельефом и без рельефа при различных массовых скоростях. Вода, Т_{нед}=80К, атмосферное давление

На рис.11 показана зависимость истинного объемного паросодержания (газосодержания) от балансового паросодержания в канале. Линиями показаны результаты расчета по модели гомогенного течения и модели, предложенной в [14] для микроканала.



Рис. 11.Зависимость истинного объемного паросодержания на выходе из микроканала 1- канал с технически гладкой поверхностью X_{ex}=-0.146,

- 2- канал с нанорельефом X_{ex} =-0.146,
- 3- расчет по модели гомогенного течения,
 - 4- расчет по модели [14],
- 5- экспериментальные данные для адиабатного потока вода-воздух [14].



Рис. 12. Кривые кипения наножидкости и воды на латунной сфере. $1-\Delta T_H = 0; 2-\Delta T_H = 5K; 3.-\Delta T_H = 10K; 4.-\Delta T_H = 15K$

Имеющиеся в литературе зависимости разработаны для адиабатных потоков (вода-воздух). Измеренные зависимости паросодержания при кипении недогретой жидкости в микроканале имеют меньший наклон (в области до выхода на асимптоту), чем расчетные зависимости для адиабатных потоков, что, вероятно, связано с частичной конденсацией пара в недогретой жидкости. Согласно полученным данным паросодержание при кипении в микроканале с нанорельефом выше, чем без нанорельефа. Для проверки этой закономерности необходимы дальнейшие исследования.



Рис. 13 Изменение коэффициента теплоотдачи от температурного напора при кипении наножидкости и воды на латунной сфере при недогреве ΔT_H=10K. 1 – наножидкость, 2 – вода

3.2. Исследование теплообмена при кипении наножидкости на сфере

Проведено исследование влияния недогрева (до 15К) при кипении наножидкости на сфере из латуни диаметром 20 мм на характеристики теплообмена в

диапазоне температурных напоров, охватывающем пузырьковый, переходный и пленочный режимы.

При кипении наножидкости на поверхности нагрева образуется рельеф из наночастиц, что приводит к интенсификации теплообмена и деформации кривой кипения. При температуре насыщения влияние наночастиц на теплообмен не очень существенно, но при недогревах 10 и 15К оно усиливается (Рис. 12). Обнаружено, при кипении наножидкости при $\Delta T_{\rm H}$ свыше 10К пленочный режим не возникает и почти мгновенно начинается переходный режим.

На рис.13 показаны изменения коэффициента теплоотдачи от температурного напора при кипении наножидкости и воды. Как видно, для $\Delta T_H = 10$ К влияние наночастиц на теплоотдачу более существенно проявляется в окрестностях максимальной и минимальной тепловой нагрузках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование кипения воды в микроканале и на сфере с рельефом из наночастиц Al₂O₃. Измеренная в работе толщина слоя наночастиц на поверхности нагрева составила 1-2 мкм.

При кипении в микроканале получены данные по теплоотдаче и паросодержанию. Критическая тепловая нагрузка и коэффициент теплоотдачи в переходном режиме кипения выше в микроканале с рельефом из наночастиц, чем без рельефа. В исследованных условиях истинное объемное паросодержание в канале с нанорельефом несколько выше, чем без нанорельефа, однако полученные данные требуют проверки.

Установлено, что при кипении наножидкости на сфере происходит интенсификация теплоотдачи, и при недогреве большем, чем 10 К пленочный режим кипения не возникает и мгновенно начинается переходный режим кипения.

> Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-08-00086а и 13-08-00600а.

Список литературы

- Б.В.Дзюбенко, Ю.А.Кузма-Кичта, А.И.Леонтьев, И.И.Федик,Л.П.Холпанов. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах. ЦНИИАТОМИНФОРМ. 530 С. 2008.
- T.Nomura, M.Shustov, K.Suzuki, C.Hong, Yu.Kuzma-Kichta, "Subcooled Flow Boiling In Mini And Micro Channel. Contribution Towards High Heat Flux Cooling Technology For Electronics". Proceedings of InterPACK'09 July 19- 23, 2009, San Francisco, CA/USA, 2009.
- Saeid Vafaei, Dongsheng Wen, "Flow boiling heat transfer of alumina nanofluids in single microchannels and the roles of nanoparticles", Journal of Nanoparticle Research, Volume 13, Issue 3, pp 1063-1073.
- С.С.Кутателадзе, А.И. Леонтьев. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Энергоатомиздат.Москва.1980.С.320.
- Heitich,L.V.,Passos,J.C.,Cardoso,E.M.,Klein,A.N and Rainho Neto,A. "Eeffect of nanostructured surfaces on the nucleate boiling of water", EPFL, Lausanne, Switzerland, p_1512, 7th June 2012.
- Masahiro Tashiroa, Bambang Joko Surotoa,d, Tsugutaka Kakitania, Sumitomo Hidakaa, Masamichi Kohnoa,b,c, Yasuyuki Takata "Subcooled boiling from a surface with spotted patterns of hydrophilic and hydrophobic coatings", EPFL, Lausanne, Switzerland, p_1520, 7th June 2012.
- Yu. A. Kuzma-Kichta, A. V. Lavrikov, M. V. Shustov, P. S. Chursin, A. V. Chistyakova, Yu. A. Zvonarev, V. M. Zhukov, L. T. Vasil'eva. STUDYING HEAT TRANSFER ENHANCEMENT FOR WATER BOILING ON A

SURFACE WITH MICRO- AND NANORELIEF. Thermal Engineering. March 2014, Volume 61, Issue 3, pp 210-213

- Yu.Kuzma-Kichta, A.V.Lavrikov, P.S.Chursin, A.V.Chistyakova, Yu.A.Zvonarev, V.M.Zhukov, L.T.Vasil'eva, "Studying heat transfer enhancement for water boiling on a surface with micro- and nanorelief", Thermal Engineering, ISSN 0040-6015, 2014, vol. 61 №3, pp.210-213, Pleiades Publishing Inc.
- Yu.Kuzma-Kichta, K. Suzuki, A.Lavrikov, M.Shustov, S.Scholl, "Heat transfer investigation in the microchannel with nanorelief", The 24th International Symposium on Transport Phenomena, TUS Yamaguchi, 1-5 November, 2013
- Ю.А. Кузма-Кичта, В.М. Жуков, А.М. Агальцов Теплообмен при охлаждении сфер с лунками в кипящих жидкостях. Доклад на VI минском международном форуме по тепломассобмену. 19-23 мая 2008. Минск Издательство ГНУ «ИТМО им. А.В. Лыкова» НАНБ

2008 Том 1. С. 111-112. полный доклад №5-13 на CD.

11. Ю.А. Кузма-Кичта., А.В. Лавриков, Паршин Н.Я., Игнатьев Д.Н., Турчин В.Н. Способ формирования наноререльефа на теплообменных поверхностях изделий. Патент 2433949 от 20.11.2011

- Yu.Kuzma-Kichta, A.Leontyev, A.Lavrikov, M.Shustov, K.Suzuki. Boiling investigation in the microchannel with nano-particles coating. Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference IHTC-15. August 10-15, Kyoto, Japan.
- Vladimir Zhukov, Yuri Kuzma-Kichta, Victor Lenkov, Aleksandr Lavrikov, Mikhail Shustov. Enhancement of heat transfer at transition and film boiling of nitrogen on spheres with dimples and low conductivity coating. Proceedings of the 15th International Heat Transfer Conference, IHTC-15. August 10-15, 2014, Kyoto, Japan.
- V. G. Niño, P. S. Hrnjak and T. A. Newell. Characterization of two-phase flow in microchannels. ACRC Project #107-Void Fraction and Pressure Drop in Microchannel.October 2002.



УДК 544.015.4

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-6-07

ТЕПЛО-МАССООБМЕН В СУБЛИМАТОРЕ УСТАНОВКИ ПО ПОЛУЧЕНИЮ НАНОПОРОШКОВ

Завьялов А.П.^{1,2}

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

Нанопорошки играют важное значение в качестве сырьевого продукта для бурно развивающейся области получения и исследования наноматериалов. На базе институтов ИТПМ и ИЯФ СО РАН существует полупромышленная установка для получения нанопорошков различных веществ методом испарения электронным пучком. Ввиду ряда особенностей данный метод является перспективным для дальнейшего развития. Однако встаёт необходимость исследования процессов происходящих в зоне формирования наночастиц с целью разработки механизмов контролируемого влияния на параметры получаемого нанопорошка. В рамках данной работы предложены модельные представления, описывающие выделенные закономерности.

введение

Получение и исследование наноматерилов является бурно развивающейся областью человеческих знаний в целом и промышленности в частности. Одним из сырьевых материалов такого направления индустрии является нанопорошок. На данный момент существует множество способов получения нанопорошка, которые условно можно разделить на две основные категории: методы синтеза и деструкции. Ко второй категории относятся всевозможные способы механического разрушения первичного материала. Как правило, это различных конструкций мельницы [1]. К методам синтеза можно отнести химические (конденсация в растворах), плазмохимические (образование наночастиц в результате пиролиза) и конденсационные (образование наночастиц при конденсации паров). Химическим методом, например, получают нанопорошки золота [2]. Плазмохимическим методом производятся нанопорошки диоксида кремния фирмой Waker (Degussa) [3]. Классическим примером конденсационного метода можно назвать метод электровзрыва проволочки [4]. Кроме того существуют методы получения нанопорошков под воздействием направленного потока энергии: при испарении мишени лазерным излучением или электронным пучком с дальнейшей конденсацией паров в наночастицы. На первый взгляд эти методы следовало бы отнести в категорию конденсационных, однако есть работы демонстрирующие, что при некоторых режимах работы происходит не испарение материала мишени, а разрушение с выносом кристаллитов с поверхности материала, которые и становятся основой образующихся наночастиц [5], что переводит эти методы в категорию методов деструкции. Один из

таких методов используется для получения нанопорошков на полупромышленной установке, созданной на базе ИТПМ и ИЯФ СО РАН (Патент № 2067077 РФ).

Данная установка обладает большой универсальностью в том смысле, что позволяет производить нанопорошки широкого спектра материалов: оксидов (SiO₂, TiO₂, Al₂O₃, Y₂O₃, Bi₂O₃, FeO), чистых веществ (Si, Fe, Cu, Ag, W), нитридов (AlN), карбидов (WC). Более того, были получены нанопороки с частицами сложной структуры типа ядро-оболочка (Cu-Si, Ta-Si) и Янус-подобные частицы (Ag-Si). Такая универсальность обусловлена уникальными характеристиками выбранного источника энергии для испарения вещества – высокомощного (до 100 кВт) ускорителя электронов (1,4 МэВ) с системой выпуска пучка в атмосферу. Особенность использования электронного пучка заключается в высокой проникающей способности электронов с такой энергией (для диоксида кремния глубина проникновения ~2 мм). Это приводит к высокой эффективности передачи энергии на разогрев и испарение мишени вне зависимости от её материала. Возможность вывода пучка в атмосферу позволяет использовать газ-носитель для увеличения темпов охлаждения паров, что и обеспечивает возможность формирования наночастиц при сравнительно высокой производительности (до 6 кг/ч для диоксида кремния). При этом так же имеется возможность варьировать состав газа-носителя при получении нанопорошков различных веществ: инертные газы (Ar, He) для получения чистых веществ, воздух для получения оксидов, азот для получения нитридов и т.д.

Ввиду приведённого описания стоит отметить, что на данной установке нет принципиальных ограничений на получение наночастиц каких либо веществ с относительно простым химическим составом, а приведённый выше список веществ нанопорошков является лишь списком практически полученных нанопорошков на данный момент. Более того, стоит отметить, что химическая чистота нанопорошка принципиально ограничена лишь химической чистотой материала мишени, а зачастую происходит даже химическое очищение в процессе получения нанопорошка.

Недостаток использования пучка электронов с энергией 1,4 МэВ в качестве источника нагрева мишени заключается в наличии тормозного излучения при попадании пучка на мишень. В связи с этим необходимо принимать меры радиационной защиты в процессе работы ускорителя. Однако энергия электронов такова, что исключается возможность возникновения долгоживущих радиоактивно опасных элементов.

Для успешного прогнозирования свойств нанопорошков в зависимости от условий их получения необходимо иметь представления о процессах происходящих в зоне формирования наночастиц. На данный момент наиболее детально изучено влияние режимов получения нанопорошка на его свойства для диоксида кремния SiO₂. Кроме того имеется ряд исследований по получению нанопорошков меди Си. Изложению результатов, достигнутых в этом направлении, и посвящена данная работа.

1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Исследования проводились на полупромышленной установке по получению нанопорошков методом испарения электронным пучком на базе ИТПМ и ИЯФ СО РАН. В производственном режиме работы при получении нанопорошка диоксида кремния используется цилиндрическая ёмкость оборудованная механизмом осевого вращения для размещения в ней высокочистого кварцевого песка, используемого в качестве мишени для испарения. Сбор образующихся в воздухе наночастиц осуществляется путём всасывания в воздуховод мощным вентилятором. По мере прохождения по длинной системе труб воздуховода происходит охлаждения воздуха и агломерация наночастиц. В дальнейшем поток воздуха очищается на промышленном фильтре производства фирмы СовПлим и выпускается в атмосферу. Нанопорошок собирается с фильрующей системы. Такая конфигурация установки позволяет добиться производительности до 6 кг/час при удельной поверхности получаемого нанопорошка 100-200 м²/г. Описанная установка обладает высокой производительностью, однако не оборудована механизмами контроля условий получения нанопорошков. Поэтому для проведения исследований была сконструирована установка, схема которой представлена на рис 1.



Рис. 1. Схема исследовательской установки по получению нанопорошков: 1 – ускоритель электронов; 2 – подача газа; 3 – сублиматор; 4 – отделитель крупной фракции; 5 – герметичный бокс; 6 – фильтр; 7 – забор газа.

Получение образцов нанопорошка проходило по следующей схеме. Электронный пучок, выпущенный ускорителем 1 попадает на мишень, расположенную в сублиматоре 3 (неподвижном, в отличие от крупномасштабной установки). Происходит разогрев, плавление и испарение материала мишени. Образовавшиеся пары конденсируются в проходящем потоке газа, вводимом по каналу 2. Далее поток газа с нанопорошком проходит через отделитель крупной фракции 4, где происходит охлаждение газового потока и осаждение на поверхностях сосуда возможных крупных примесей (например крупных капель расплава или песчинок материала мишени в случае испарения сыпучего вещества). Далее происходит очистка газового потока от наночастиц на фильтре 6, расположенном в боксе 5, что обеспечивается вытяжкой газа через канал 7. Поскольку речь идёт об исследовании факторов, влияющих на формирование наночастиц, следует более подробно рассмотреть схему сублиматора, представленную на рис. 2.



Рис. 2. Схема сублиматора: 1 – ускоритель электронов; 2 – электронный пучок; 3 – мишень; 4 – ванна расплава; 5 – подача газа; 6 – забор газа; 7 – защитные газовые потоки; 8 – водоохлаждаемые стенки.

Сублиматор представляет собой цилиндрическую ёмкость с водоохлаждаемыми стенками, каналами для ввода и вывода газового потока и отверстием для ввода электронного пучка. Для защиты вакуумной системы ускорителя электронов от попадания наночастиц используется система экранирующих газовых потоков 7.

Решающее влияние на удельную поверхность получаемого нанопорошка (размеры первичных наночастиц) оказывает плотность паров вещества мишени. В связи с этим ввод газа по каналу 5 контролируется посредством электронного расходомера. С другой стороны концентрация паров над поверхностью расплава определяется плотностью мощности электронного пучка 2. По мере прохождения пучка в атмосфере происходит его рассеяние без значительной потери энергии, что приводит к увеличению диаметра пучка. Таким образом влиять на плотность мощности возможно не только путём изменения тока пучка, но и изменяя расстояние, проходимое пучком в атмосфере.

На рис. 2 представлена схема сублиматора, использующегося для получения нанопорошков диоксида кремния. Материалом мишени в этом случае является высокочистый песок диоксида кремния, а в качестве газа-носителя используется воздух. При получении нанопорошков меди мишенью является цельный слиток, помещённый в графитовый тигель, дополнительно обсыпанный графитовой крошкой по периметру, а в качестве газа-носителя используется инертный газ – аргон.

2. ПАРЦИАЛЬНОЕ ДАВЛЕНИЕ ПАРОВ

Оценку количества генерируемого нанопорошка в сублиматоре можно сделать, рассчитав парциальное давление паров при равновесном испарении материалов. Расчет основывается на том, что при испарении газообразная и жидкая фазы находятся в состоянии термодинамического равновесия, следовательно, выполняется равенство свободных энергий жидкой и парообразной фазы в расчете на один моль вещества. Далее представлены результаты, опубликованные в работе [6].

Вместо свободной энергии, как это принято в химических расчетах, можно использовать приведенную свободную энергию на моль вещества в зависимости от температуры $\Phi(T)$ в виде:

$$\Phi(T) = S(T) - H(T)/T, \qquad (1)$$

где S(T) и H(T) – молярные энтропия и энтальпия. В качестве стандартных условий для всех соединений принималась температура 298,15 °К и давление 1 бар.

Энтальпия образования определялась для веществ в их естественных состояниях при начальных условиях. Для удобства вычислений и упрощения формул энтальпия образования ΔH_{f298} соединений включалась в состав их энтальпии H(T). Для увеличения надежности используемых в расчетах термодинамических данных проводилось сопоставление нескольких источников [7-9].

В этих справочниках приведены S(T) и H(T) при атмосферном давлении. H(T) газа от давления практически не зависит. Зависимость энтропии газа от его парциального давления P с хорошей точностью выражается формулой:

$$S(T, P) = S(T, P_H) - R \ln P$$
, (2)

где P_H – величина стандартного давления, R – универсальная газовая постоянная. Абсолютная погрешность определения свободной энергии на моль вещества Φ равна 0,02-0,03 Дж.°K⁻¹·моль⁻¹.

При проведении расчётов для оксидов кремния, алюминия и иттрия, рассматривались 3-5 основных реакций идущих с образованием веществ с различной степенью окисления. Стоит отметить, что это касается именно процесса испарения. Поскольку в эксперименте генерация паров происходит в воздушной атмосфере, низшие оксиды доокисляются и получающийся нанопорошок состоит только из высших оксидов. На рисунках 3-5 представлены результаты расчётов зависимости парциального давления паров от температуры.

Проведённые эксперименты по получению нанопорошков этих веществ [10] качественно подтвердили справедливость проведенных расчетов. Как следует из полученных оценок (рис. 3) суммарное давление паров достигает значения 1 атм для диоксида кремния при температуре 3200 °С, для оксида алюминия – 3900 °С, а для оксида иттрия – 4500 °С. В соответствии с этим, полученная в экспериментах удельная производительность нанопорошков возрастает в следующем порядке: оксид иттрия – 11 моль-кВт⁻¹·ч⁻¹, оксид алюминия – 29 моль-кВт⁻¹·ч⁻¹, диоксид кремния – 7130 моль-кВт⁻¹·ч⁻¹.



3. МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ

При описании формирования наночастиц большинство классических моделей [11-15] рассматривает флуктуационное возникновение зародышей и дальнейший их рост либо в равновесных, либо в медленно меняющихся условиях за счёт механизмов конденсации, коалесценции и коагуляции. Эти модели не применимы для описания формирования наночастиц в сублиматоре исследуемой установки по ряду причин.

Во-первых, этот процесс происходит в потоке проходящего газа, и если проследить за движением некоторого выделенного объёма парогазовой смеси, становится ясно, что концентрация паров резко меняется по мере конденсации и условия формирования частиц существенно не стационарные.

Во-вторых, в этих моделях не рассматривается влияние газа-носителя, который в нашей схеме постановки эксперимента оказывает решающее воздействие на темпы охлаждение паров.

Влияние газа-носителя изучено при численном моделировании в работе [5]. Более того, один из смоделированных в работе режимов получения наночастиц совпадает с данными об экспериментальном получении нанопорошков на исследуемой установке [16], а характеристики смоделированных наночастиц близки к результатам исследования экспериментально полученных наночастиц методом просвечивающей электронной микроскопии.

Тем не менее, влияние газа-носителя изучено качественно и лишь позволяет сказать, что в проводимых нами исследованиях темпы охлаждения можно считать высокими, а доминирующим механизмом роста частиц считать конденсацию, а не коагуляцию.

Таким образом, существует необходимость построения модели для контролируемого влияние на качества получаемых наночастиц.

Ключевым моментом в предлагаемой модели является предположение о высокой скорости охлаждения паров, генерируемых поверхностью расплава сырьевого вещества. В след за этим можно предположить, что практически каждое столкновение частиц пара друг с другом приводит к их объединению. Тогда можно представить, что формирование наночастиц происходит непосредственно над поверхностью расплава, и в среднем каждую наночастицу образуют все молекулы пара исходного вещества, находящиеся в некотором объёме порядка нескольких длин свободного пробега V_{run} . Таким образом, средний диаметр частиц D_{aver} можно связать с концентрацией паров исходного вещества над поверхностью расплава *с* следующим образом:

$$D_{aver} = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}\langle V \rangle} = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}V_1N} = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}V_1V_{run}c}, \qquad (3)$$

где $\langle V \rangle = \pi \langle D^3 \rangle / \delta$ – средний объём одной наночастицы, V_l – объём приходящийся на одну молекулу в составе наночастицы, N – среднее число молекул, составляющих наночастицу.

Концентрация паров над поверхностью расплава это количество молекул в единице объёма. Этот параметр определяется двумя конкурирующими потоками вещества, контролируемыми в процессе получения наночастиц: генерацией паров поверхностью расплава и уносом паров проходящим потоком газа. Расход проходящего потока газа контролируется электронным регулятором расхода, а генерация паров поверхностью расплава определяется плотностью энергии подводимой электронным пучком. Чтобы определить каким именно образом концентрация определяется этими параметрами, можно представить её следующим образом:

$$c = \frac{dN}{dV} = \frac{dN/dSdt}{dV/dSdt}$$
(4)

Эта формула выражает тот факт, что концентрация равна отношению количества молекул, генерируемых единицей поверхности в единицу времени к объёму газа, проносящемуся в эту же единицу времени над этой же

единицей поверхности. Величина в знаменателе выражения (4), пропорциональная расходу газа в системе Q, является скоростью потока и определяется полным сечением канала сублиматора. Для того чтобы разобраться с величиной в числителе, рассмотрим потоки энергии в поверхностном элементе расплава. Поступающая энергия электронного пучка расходуется на излучение, на передачу тепла соседним элементам через механизм теплопроводности (в конечном счете, к водоохлаждаемым стенкам сублиматора), на передачу тепла потоку газа, с которым контактирует поверхность расплава, и на испарение. Таким образом, можно ввести некую величину η , определяющую часть энергии пучка электронов, уходящую на испарение. Тогда величину в числителе выражения (4) можно представить следующим образом:

$$\frac{dN}{dSdt} \propto \eta \, \frac{dW/dE}{dS} = \eta \frac{UI}{ES} = \eta \frac{W}{ES},\tag{5}$$

где dW/dS – плотность мощности пучка электронов, E – энергия необходимая на испарение одной молекулы исходного вещества, I – ток пучка электронов, U – ускоряющее напряжение (1,4 MB), S – площадь поверхности ванны с расплавом, W – мощность тока электронного пучка. В итоге получаем:

$$c \propto \frac{W}{QS}$$
, (6)

Самый простой и быстрый способ получить представления о размерах нанопорошка это измерить его удельную поверхность S_{sp} , являющуюся отношением полной поверхности нанопорошка к его массе. Эту величину можно связать с некоторым средним диаметром частиц a, если представить нанопорошок состоящим из наночастиц одинаковых размеров и считать плотность материала наночастиц ρ не зависящей от их размеров:

$$S_{sp} = \frac{\int \pi D^2 f(D) dD}{\int \rho \frac{\pi}{6} D^3 f(D) dD} = \frac{6 \langle D^2 \rangle}{\rho \langle D^3 \rangle} = \frac{6}{\rho a}, \quad (7)$$

где f(D) – распределение наночастиц по размерам, а ρ при расчётах, как правило, принимается равной плотности макровещества – 2,2 г/см³.

Следует понимать, что размер *а* фигурирующий в выражении (7) не является «настоящим» средним размером – т.е. первым моментом распределения частиц по размерам – а лишь отношением третьего и второго моментов этого распределения с некоторым коэффициентом. В то же время средний размер D_{aver} , указанный в выражении (3), так же является лишь кубическим корнем из третьего момента этого распределения.

Если предположить, что средние размеры в выражениях (3) и (7) пропорциональны друг другу, то в согласии с выражениями (3), (6) и (7) получим зависимость удельной поверхности получаемых нанопорошков от условий формирования следующего вида:

$$S_{sp} \propto \sqrt[3]{\frac{QS}{W}}$$
 (8)

Как указывалось выше, *S* в выражении (8) это площадь поверхности ванны расплава – площадь, с которой происходит испарение вещества. Её диаметр практически совпадает с диаметром пучка электронов *d*, попадающего на поверхность исходного вещества. Непосредственно в эксперименте нет возможности измерить этот размер, однако до и после эксперимента можно измерять расстояние H, которое проходит пучок в атмосфере до попадания на мишень. В первом приближении можно положить диаметр пучка d пропорциональным расстоянию H, по крайней мере, в диапазоне исследованных в эксперименте расстояний (от 17,5 см до 23,5 см). Тогда площадь поверхности ванны расплава S, с которой происходит испарение вещества, будет пропорциональна квадрату расстояния пройденного пучком в атмосфере, и окончательно получим соотношение, проверке которого в основном и посвящена данная работа:

$$S_{sp} \propto \sqrt[3]{\frac{QH^2}{W}} \tag{9}$$

Предложенный способ соотнесения площади ванны расплава *S* с проходимым электронным пучком расстоянием *H* применим для не расплавляющейся целиком мишени. Формула (9) далее будет применена для описания экспериментальных данных по влиянию условий получения нанопорошка диоксида кремния на его удельную поверхность.

Если же говорить о получении нанопорошков из металлических мишеней, то следует ожидать их полного расплавления. В этом случае следует использовать теплоизоляционный тигель для предотвращения интенсивного теплообмена между материалом мишени и водоохлаждаемыми стенками сублиматора. Тогда площадь ванны расплава будет определяться размерами тигля. В таком варианте формула (8) далее будет применена для получения нанопорошка из медной мишени в графитовом тигле.

4. ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Измерения удельной поверхности получаемых нанопорошков производилось путём измерения адсорбированного на поверхности наночастиц количества азота по методу БЭТ. В соответствии с проведёнными выше рассуждениями, при получении нанопорошков диоксида кремния SiO₂ проводилось измерение серий образцов, полученных при различных значениях расхода воздуха Q, мощности электронного пучка W и проходимого им в атмосфере расстояния H. Вариация мощности электронного пучка W осуществлялась путём изменения тока пучка I при постоянном разгоняющем напряжении U, равном 1,4 MB.

Для проверки модельной формулы (9) на рис. 4 построена зависимость куба удельной поверхности S_{sp}^{3} от параметра QH^2/W . Видно, что, представленные в этом виде, экспериментальные данные группируются вблизи линейной зависимости. Этот факт можно считать подтверждением формулы (9) и применимости модельных представлений, заложенных при её получении, по крайней мере, для описания процессов формирования наночастиц диоксида кремния.

При получении нанопорошков меди, как уже говорилось выше, весь объём медного слитка следует считать расплавленным. В этом случае поверхность, на которой происходит парообразование, ограничена стенками тигля, геометрические размеры которого определяют площадь поверхности ванны расплава *S* в формуле (8). При получении нанопорошков меди использовался только один тигель, поэтому данный параметр не варьировался. Кроме того, в связи с трудностями полного предотвращения поступления кислорода в систему при работе в атмосфере инертного газа, что необходимо при получении нанопорошков чистых металлов, удалось провести лишь одну серию экспериментов, в которой варьировалась только мощность электронного пучка *W*.



Рис. 4. Зависимость куба удельной поверхности S_{sp}³ от комбинированного параметра условий получения нанопорошка диоксида кремния QH²/W. Цифровое обозначение серий «1» и «2» соответствует проходимому электронным пучком в атмосфере расстоянию H в 23,5 и 17,5 см. Буквенное обозначение серий «W» и «Q» соответствует варьированию мощности пучка электронов или расходу газа через сублиматор.

Представленные на рис. 5 в виде зависимости куба удельной поверхности S_{sp}^{3} от обратной величины мощности 1/W, экспериментальные данные также группируются вблизи линейной зависимости, что также можно считать подтверждением формулы (8) и применимости модельных представлений, по крайней мере, для случая постоянных значений расхода газа-носителя Q и площади ванны расплава S при формировании наночастиц меди.



ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые исследования показывают, что удельная производительность при получении нанопорошков коррелирует с данными по расчёту концентрации паров в приближении равновесного испарения, что позволяет качественно судить о производительности процесса. Экспериментальные данных по изучению влияния таких параметров условий генерации наночастиц, как расход газа через сублиматор и плотность мощности электронного пучка, на такую интегральную характеристику получаемых нанопорошков, как удельная поверхность, говорят о справедливости предлагаемой модели, по крайней мере, для описания общего характера протекающих при формировании наночастиц процессов.

Представленные в работе расчёты концентрации насыщенных паров различных оксидов и предложенная модель протекающих при формировании наночастиц процессов могут стать основой для построения более детализированных представлений, учитывающих потоки тепла в мишени и различие условий формирования наночастиц над различными участками поверхности мишени.

Список литературы:

- Черник Г., Фокина Е., Будим Н., Хюллер М., Кочнев В. Измельчение и механическое легирование в планетар-ных мельница // Наноиндустрия. 2007. №5. С. 32-35.
- Дыкман Л.А., Богатырёв В.А. Наночастицы золота: получение, функционализация, использование в биохимии и иммунохимии // Успехи химии. 2007. Т. 76. № 2. С. 199-206.
- Wagner E., Brünner H. Aerosil, Herstellung, Eigenschaften und Verhalten in organischen Flüssigkeiten // Angewandte Chemie. 1960. № 72. P. 744-750.
- Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках / В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, А.В. Лучинский. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.

- Волков Н.Б., Фенько Е.Л., Яловец А.П. Моделирование генерации ультрадисперсных частиц при облучении металлов мощным электронным пучком // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. № 10. С. 1-11.
- Труфанов Д.Ю., Завьялов А.П., Лысенко В.И., Бардаханов С.П. Оценка парциального давления паров для различных оксидов // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т.19. № 3. С. 369-374.
- База данных Национального Института Стандартов США (электронный pecypc http: // webbook.nist.gov/chemistry; режим доступа: свободный).
- Термодинамические свойства индивидуальных веществ: справочное издание в четырёх томах / В.П. Глушко, Л.В. Гурвич, Г.А. Бергман, И.В. Вейц, В.А. Медведев, Г.А. Хачкурузов, В.С. Юнгман. М.: Наука. Издание третье, переработанное и расширенное. 1978-1982. 3663 с.
- Физические величины. Справочник / И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- Бардаханов С.П., Корчагин А.И., Куксанов Н.К., Лаврухин А.В., Салимов Р.А., Фадеев С.Н., Черпаков В.В. Получение нанопорошков испарением исходных веществ на ускорителе электронов при атмосферном давлении // ДАН. 2006. Т. 409. № 3. С. 320-323.
- Теоретическая физика. Том 10. Физическая кинетика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. М.: Наука. 1979. 528 с.
- 12. Анисимов М.П. Нуклеация: Теория и эксперимент // Успехи химии. 2003.Т 72. № 7. С. 664-705.
- Gas Phase Synthesis of Nanopowders / Y. Champion. Nanomaterials and Nanochemistry. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg. 2007. 395 p.
- Куни Ф.М., Щекин А.К., Гринин А.П. Теория гетерогенной нуклеации в условиях постепенного создания метастабильного состояния пара // Успехи физических наук. Т. 171. №4. С. 345-385.
- 15. Физика малых частиц / Ю.И. Петров. М.: Наука. 1982. 360 с.
- 16. Temuujin J., Bardakhanov S.P., Nomoev A.V., Zaikovskii V.I., Minjigmaa A., Dugersuren G., Van Riessen A. Preparation of copper and silicon/copper powders by a gas evaporation-condensation method // Bulletin of Materials Science. 2009. V. 32. №. 5. P. 543-547.



СЕКЦИЯ 7

Теплофизические свойства веществ, лучистый теплообмен, неравновесные процессы в разреженных газах и плазме





Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №7-05

УДК 523.98:533.951

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Алексеенко С.В.¹, Романов К.В.¹, Романов Д.В.¹, Романов В.А.¹, Кучеров Н.В.¹.

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

АННОТАЦИЯ

Солнечная атмосфера характеризуется высокими (порядка 10⁶ К) значениями температуры и низкими значениями концентрации высокоионизованной плазмы. Плазма солнечной атмосферы является высокопроводящей с ярко выраженной анизотропией тензора проводимости при наличии сильных магнитных полей [1]. Разрывы МГД-параметров являются необходимым элементом течений высокопроводящей солнечной плазмы с «вмороженным» магнитным полем.

Изучению распространения МГД-ударных волн в высокопроводящей плазме посвящено большое количество работ, опубликованных в нашей стране [2] и за рубежом [3]. Но вплоть до настоящего времени тематика данного исследования незавершена [4]. В настоящей работе изучается вопрос генерации и распространения различных типов магнитогазодинамических ударных волн в пределах солнечной хромосферы и нижних слоёв солнечной короны [5]. Исследуется влияние пространственной структуры магнитного поля на реализацию различных типов МГД-ударных волн, их вклад в аномальный разогрев нижних слоёв солнечной атмосферы.

1. СООТНОШЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗРЫВА МГД-УДАРНЫХ ВОЛН

Выберем систему координат, связанную с фронтом МГД-ударной волны. При переходе через фронт ударной волны должны выполнятся следующие соотношения [2]:

$$H_{n1} = H_{n2} = H_n \tag{1}$$

$$\rho_1 \cdot \upsilon_{n1} = \rho_2 \cdot \upsilon_{n2} \equiv m \tag{2}$$

$$\{p + \rho \cdot v_n^2 + \frac{H_{\tau}}{8\pi}\} = 0$$
 (3)

$$\{\rho \cdot (\varepsilon + \frac{\upsilon}{2}) \cdot \upsilon_n + p \cdot \upsilon_n +$$
(4)

$$+\frac{1}{4\pi}H_{\tau}^{2}\cdot v_{n} - \frac{H_{n}}{4\pi}\cdot(\vec{H}_{\tau}\cdot\vec{v}_{\tau})\} = 0$$
$$\{\rho\cdot v_{n}\cdot\vec{v}_{\tau} - \frac{H_{n}}{4\pi}\cdot\vec{H}_{\tau}\} = 0$$
(5)

$$H_n\{\vec{v}_\tau\} = \{v_n \cdot \vec{H}_\tau\} \tag{6}$$

где скобки {...} означают скачок МГД-параметров перед фронтом и за фронтом ударной волны (рис.1), индекс "n" соответствует нормальной, а индекс " τ " – касательной компонентам вектора к фронту ударной волны.



Система уравнений (1-6) упрощается с учётом леммы [2]:

Лемма 1: при любой скорости набегающего потока газа на поверхность разрыва существует система координат, в которой векторы \vec{v} , \vec{H} лежат в одной плоскости за и перед поверхностью разрыва.

Рассмотрим плоскую ударную волну, перемещающуюся в данной системе координат (рис.1). Система уравнений (1-6) переписывается в виде [2]:

$$H_{x_1} = H_{x_2} = H_x = H_n \tag{7}$$

$$\frac{b_{x_1}}{V_1} = \frac{b_{x_2}}{V_2} = m \tag{8}$$

$$v_{y_1} - v_{y_2} = \frac{H_x}{4 \cdot \pi \cdot m} \cdot (H_{y_1} - H_{y_2})$$
(9)

$$m^{2} = \frac{H_{x}^{2}}{4\pi} \cdot \frac{H_{y_{2}} - H_{y_{1}}}{H_{y_{2}} \cdot V_{2} - H_{y_{1}} \cdot V_{1}}$$
(10)

$$m^{2} = \frac{p_{2} - p_{1} + \frac{H_{y_{2}}^{2} - H_{y_{1}}^{2}}{8\pi}}{V_{2} - V_{1}}$$
(11)

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot (p_2 \cdot V_2 - p_1 \cdot V_1) - \frac{(V_1 + V_2) \cdot (p_2 - p_1)}{2} + \frac{(V_1 + V_2) \cdot (H_{y_2} - H_{y_1})^2}{2} = 0$$
(12)

$$+\frac{(1-2)(y_2-y_1)}{16\pi}$$

где введён удельный объём:

$$V = \frac{1}{\rho} \tag{13}$$

При $H_{y_2} = H_{y_1} = 0$ уравнение (12) переходит в адиабату Гюгонио для обычной ударной волны [6]. Дополнительное слагаемое в уравнении (12) обладает следующей особенностью: при $V_2 < V_1$ это слагаемое отрицательное, при $V_2 > V_1$ – положительное. Следовательно в области $V_2 < V_1$ на плоскости (p, V) точки МГДударной адиабаты лежат выше адиабаты Гюгонио, а в области $V_2 > V_1$ – ниже. Но в области $V_2 < V_1$ адиабата Гюгонио лежит выше адиабаты Пуассона [6]. В результате доказана [2]

Лемма 2: в магнитогазодинамических ударных волнах энтропия может возрастать только в волнах сжатия.

Следствие: как и в обычной газодинамике, реально могут существовать только МГД-ударные волны сжатия.

2. ОБЕЗРАЗМЕРИВАНИЕ СООТНОШЕНИЙ НА РАЗРЫВЕ

Для удобства численных расчетов проведем обезразмеривание системы уравнений (7-13). В качестве базовых параметров обезразмеривания естественно выбрать МГД-параметры газа перед фронтом ударной волны (параметры фона):

*H*_{x1} – параметр обезразмеривания напряженности магнитного поля.

2. ρ_1 – параметр обезразмеривания плотности газа.

3.
$$p = \frac{H_x^2}{4\pi} = 2 \cdot \left(\frac{H_x^2}{8\pi}\right)$$
 – параметр обезразмерива-

ния давления.

4.
$$v_0 = \frac{H_{x_1}}{\sqrt{4\pi\rho_1}} = v_{A1}$$
 – параметр обезразмеривания

скорости (альфвеновская скорость [7]).

Этих параметров достаточно для обезразмеривания системы (7-13).

Обезразмеривание напряжённости магнитного поля:

$$\begin{cases}
h_2 = \frac{H_{y_2}}{H_x} \\
h_1 = \frac{H_{y_1}}{H_x}
\end{cases}$$
(14)

Обезразмеривание скорости:

скорость газа перед фронтом ударной волны;

$$\begin{cases} u_{2}^{*} = \frac{u_{2}}{v_{A1}} \\ v_{2}^{*} = \frac{v_{2}}{v_{A1}} \end{cases}$$
(16)

– скорость газа за фронтом ударной волны.
 Обезразмеривание давления:

$$\begin{cases} p_2^* = p_2 / (H_x^2 / 4\pi) \\ p_1^* = p_1 / (H_x^2 / 4\pi) \end{cases}$$
(17)

С использованием введённых обезразмеривающих параметров система уравнений (7-12) приводится к виду:

$$m^{*2} = u_1^{*2} \tag{18}$$

$$m^{*2} = \frac{h_2 - h_1}{h_2 \cdot \eta - h_1} \tag{19}$$

$$m^{*2} = \frac{z}{1-\eta} \tag{20}$$

$$\left[\eta \cdot \left[z \cdot \frac{\gamma+1}{\gamma-1} - (h_2 - h_1) \cdot \frac{\gamma \cdot h_1 + h_2}{\gamma-1} + \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma-1} \cdot p_1^*\right] - \frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{2 \cdot \gamma}{\gamma-1} \cdot p_1^*\right] - \frac{\gamma}{\gamma-1} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot p_1^*$$
(21)

$$-z - \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \cdot p_1^* + h_1 \cdot (h_2 - h_1) = 0$$
$$v_1^* - v_2^* = \frac{h_1 - h_2}{m^*}$$
(22)

где введены вспомогательные параметры:

n

$$=\frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{\rho_2^*}$$
(23)

$$z = p_2^* - p_1^* + \frac{h_2^2 - h_1^2}{2}$$
(24)

 – скачок полного давления на фронте ударной волны [8].
 Для системы уравнений (18-22) ставится классическая задача об ударной волне:

1. Заданы параметры фона перед фронтом ударной волны и скорость ударной волны: $h_1, p_1^*, V_1^*, v_1^*, u_1^*$

2. По решению системы (18-24) требуется найти МГД-параметры за фронтом ударной волны: $h_2, p_2^*, V_2^*, v_2^*, u_2^*$.

3. ОСНОВНОЕ КУБИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ РАСЧЁТА МГД-ПАРАМЕТРОВ УДАРНЫХ ВОЛН

Систему линейных уравнений (18-22) можно решить различными эквивалентными способами [2]. Мы воспользуемся методом, предложенным в работе [9].

Вводится вспомогательный параметр:

$$k = \frac{h_2}{h_1} \tag{25}$$

Все параметры за фронтом расчитываются через k и параметры перед фронтом ударной волны. В итоге получаем кубическое уравнение для расчёта параметра k:

$$k^{3} + a_{1} \cdot k^{2} + a_{2} \cdot k + a_{3} = 0$$
 (26)

где

$$\begin{cases} a_{1} = 1 + u_{1}^{**} \cdot (2 - \gamma) \\ a_{2} = \frac{u_{1}^{**} \cdot [u_{1}^{**} \cdot (\gamma - 1) + \gamma \cdot h_{1}^{2} + 2 \cdot \gamma \cdot p_{1}^{*} - 2]}{h_{1}^{2}} \\ a_{3} = -\frac{\gamma + 1}{h_{1}^{2}} \cdot u_{1}^{**} \\ u_{1}^{**} = u_{1}^{*2} - 1 \end{cases}$$
(27)

Кубическое уравнение (26, 27) – основное уравнение расчёта МГД-параметров ударной волны [9]. Его коэффициенты зависят только от МГД-параметров газа перед фронтом и скорости ударной волны.

Аналитическое решение кубического уравнения (26, 27) находится стандартным образом по формулам Кардано [10].

Проводится замена переменной

$$k = y - \frac{a_1}{3} \tag{28}$$

Получаем неполное кубическое уравнение:

$$y^3 + p \cdot y + q = 0 \tag{29}$$

где

$$\begin{cases} p = a_2 - \frac{a_1^2}{3} \\ q = a_3 + \frac{2}{27} \cdot a_1^3 - \frac{1}{3} \cdot a_1 \cdot a_2 \end{cases}$$
(30)

Различные типы решений уравнения (29) определяются значением дискриминанта:

$$D = \frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27} \tag{31}$$

Возможные случаи:

1. D < 0. Имеем три различных вещественных корня:

$$y_1 = 2 \cdot \sqrt{-\frac{p}{3} \cdot \cos(\frac{\varphi}{3})}$$
(32)

где

$$\cos(\varphi) = -\frac{q}{2 \cdot \sqrt{-\frac{p^3}{27}}}$$
(33)

$$y_2 = -\sqrt{-\frac{p}{3}} \cdot \left(\cos(\frac{\varphi}{3}) + \sqrt{3} \cdot \sin(\frac{\varphi}{3})\right) \quad (34)$$

$$y_3 = -\sqrt{-\frac{p}{3}} \cdot \left(\cos(\frac{\varphi}{3}) - \sqrt{3} \cdot \sin(\frac{\varphi}{3})\right) \quad (35)$$

2. D > 0. Вещественный корень только один:

$$y_1 = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27}}} + \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27}}} (36)$$

Два комплексных корня физического смысла не имеют.

3. D = 0. Имеем два вещественных корня:

$$y_1 = \frac{3q}{p} \tag{37}$$

$$y_2 = -\frac{3}{2} \cdot \frac{q}{p} \tag{38}$$

Это все возможные случаи.

Замечание: поскольку МГД-параметры газа перед фронтом фиксированы, различные типы решений кубического уравнения (26, 27) реализуются при изменении единственного параметра – скорости ударной волны.

4. СТРУКТУРА ДОПУСТИМЫХ РЕШЕНИЙ КУБИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Выделим физические решения кубического уравнения (26, 27), в которых ударные волны переходят в звуковые: исчезают скачки МГД-параметров на фронте. В этом случае, в частности, исчезает скачок напряжённости магнитного поля и параметр k = 1 (25). При k = 1кубическое уравнение (26, 28) приводится к виду:

$$u_1^{**2} - u_1^{**} \cdot (h_1^2 + \gamma \cdot p_1^* - 1) - h_1^2 = 0$$
 (39)

Два корня данного квадратного уравнения с учётом (27):

$$u_{1\pm}^{*2} = a_{\pm}^2 \tag{40}$$

$$a_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\gamma \cdot p_{1}^{*} + h_{1}^{2} + 1 + 2\sqrt{\gamma \cdot p_{1}^{*}}} \pm \sqrt{\gamma \cdot p_{1}^{*} + h_{1}^{2} + 1 - 2\sqrt{\gamma \cdot p_{1}^{*}}} \right)$$
(41)

 – скорости быстрой и медленной магнитозвуковых волн
 [7]. Других точек перехода ударных волн в звуковые кубическое уравнение (26, 27) не имеет.

Последняя выделенная точка по диапазону изменения скорости ударной волны определяется из условия обращения в ноль дискриминанта кубического уравнения D (31).

Замечание: по процедуре обезразмеривания скорости безразмерная альфвеновская скорость перед фронтом ударной волны $v_{A1} = 1$.

Лемма 3: при скорости ударной волны равной альфвеновской

$$u_1^{*} = v_{A1} = 1$$
 (42)

дискриминант кубического уравнения (31) равен нулю. Доказательство следует из формул (27, 30, 31).

При D = 0 существует два физических решения (37, 38). Их физическое содержание определяет

Лемма 4: при скорости ударной волны, равной альфвеновской (42), реализуются два физических решения:

- 1. Альфвеновский разрыв [2];
- 2. Ударная волна с $h_2 = 0$ (особая ударная волна [3]).

Доказательство. При $u_1^* = v_{A1} = 1$ получаем

$$u_1^{**} = u_1^{*2} - 1 = 0$$

Из системы (27) следует $a_1 = 1$; $a_2 = 0$; $a_3 = 0$. По формулам (37, 38)

$$p = -1/3$$
; $q = 2/27$.

где

Для первого корня (37)

$$y_1 = \frac{3 \cdot q}{p} = -\frac{2}{3}$$

По формуле (28)

$$k_1 = y - \frac{a_1}{3} = -1$$

Следовательно

$$h_2 = k \cdot h_1 = -h_1$$

альфвеновский разрыв.
 Второй корень

$$y_2 = -\frac{3}{2} \cdot \frac{q}{p} = \frac{1}{3}$$

Следовательно

$$k_2 = y_2 - \frac{a_1}{3} = 0$$

и $h_2 = k_2 \cdot h_1 = 0$ – особая ударная волна. Лемма доказана.



Итог: во всём диапазоне изменения скорости ударной волны имеются только три особые точки (рис. 2): скорости быстрого и медленного магнитного звука и альфвеновская скорость. В первых двух случаях ударная волна вырождается в магнитозвуковые волны, в последнем случае реализуется особая ударная волна. При альфвеновском разрыве термодинамические параметры газа непрерывны, и разогрева среды не происходит.

5. РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ БЫСТРЫХ МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

В качестве примера практического использования полученных результатов произведём расчёт МГДпараметров ударных волн, скорость которых превышает на фоне скорость быстрого магнитного звука a_+ (41) – быстрых ударных волн (рис. 2) [3].

Для модельной задачи задаются следующие безразмерные МГД-параметры перед фронтом ударной волны:

$$\rho_1^* = 1, \ p_1^* = 1, \ \gamma = 5/3, \ h_1 = 1, \ v_1^* = 1$$

Для этих входных данных по формулам (41) получаем скорость медленного магнитного звука $a_{-} = 0.729$, скорость звука на фоне $a_0 = 1.291$, альфвеновская скорость $v_{A1} = 1$ по процедуре обезразмеривания, скорость быстрого магнитного звука $a_{+} = 1.771$. Расчётный диапазон изменения скорости ударной волны для определённости выберем от a_{+} до $3 \cdot a_{+}$:



от скорости ударной волны

На рис.3 представлена зависимость дискриминанта кубического уравнения в зависимости от скорости ударной волны $D(u_1^*)$ (43). Реализуется случай D > 0 (36): решение существует и единственное.



Реализуются ударные волны сжатия (рис. 4). Переход ударной волны в магнитозвуковую реализуется при $u_1^* = a_+$. В этом случае исчезает скачок полного давления при переходе через фронт (рис. 4), непрерывны давление (рис. 5) и плотность газа (рис. 6).




Рис. 6. Плотность газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны



Рис. 7. напряженность касательной компоненты магнитного поля за фронтом в зависимости от скорости ударной волны С ростом скорости ударной волны $u_1^* > a_+$ разрывы МГД-параметров на фронте ударной волны нелинейно растут. На рис.7 и рис.5 представлены зависимости $h_2(u_1^*)$ и $p_2^*(u_1^*)$. Магнитное давление за фронтом ударной волны растёт медленнее, чем газодинамическое. Этот результат следует из леммы 2: ударная адиабата для магнитогазодинамических ударных волн лежит выше адиабаты Гюгонио для газодинамических ударных волн.

На фронте ударной волны реализуется излом силовых магнитных линий (рис. 1). В результате из-за натяжения магнитные силовые линии разгоняют газ вдоль фронта. На рис.8 представлена зависимость тангенциальной составляющей $v_2^*(u_1^*)$ от скорости ударной волны.



Рис. 8. Касательная компонента скорости газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны

Если пренебречь изменением молекулярного веса газа на фронте ударной волны можно ввести следующий параметр обезразмеривания для температуры:

$$T_0 = \frac{\mu}{R_0} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \tag{43}$$

где R_0 – универсальная газовая постоянная. На рис. 9 представлена зависимость температуры газа за фронтом от скорости ударной волны.



Температура газа нелинейно растёт и быстрые магнитогазодинамические ударные волны способны прогревать натекающий поток газа до высоких температур. На рис. 10 представлена зависимость от скорости ударной волны энтропии идеального газа:



Энтропия резко нелинейно нарастает с увеличением скорости ударной волны в соответствии с леммой 2. На рис. 11 представлена $u_2^*(u_1^*)$ – нормальная компонента скорости газа за фронтом в зависимости от скорости ударной волны. Приведены также зависимости скоростей быстрого магнитного звука $a_+(u_1^*)$ и альфвеновской скорости $v_{A2}(u_1^*)$ от скорости ударной волны.



Рис. 11. Нормальная компонента скорости газа (u_2) , альфвеновская скорость (v_{A2}) , скорость быстрого магнитного звука (a_+) за фронтом в зависимости от скорости ударной волны

Во всём расчётном интервале

$$v_{A2} \le u_2^* < a_+$$
 (45)

 выполняются условия эволюционности для быстрых МГД-ударных волн [7].

Стандартным способом изучения перестройки газодинамических течений за фронтом ударной волны при изменении угла натекания на фронт (рис. 1) является построение ударных поляр [6]. На рис. 12 приведены МГДполяры, связывающие X и Y-компоненты скорости газа за фронтом ударной волны в различных режимах. Режимы определяются величиной тангенциальной компоненты магнитного поля h_1 перед фронтом ударной волны. При $h_1 = 0$ реализуется классическая ударная поляра для газодинамических ударных волн [6]. С ростом компоненты h_1 сила натяжения магнитного поля смещает поляры в направлении излома силовых магнитных линий (рис. 1). Сами поляры резко уменьшаются по площади.



Рис. 12. МГД-ударные поляры в зависимости от напряжённости касательной компоненты магнитного поля

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Основное различие в генерации обычных газодинамических ударных волн и МГД-ударных волн заключается в следующем. Обычные газодинамические ударные волны переходят в звуковые при скорости ударной волны равной местной скорости звука, и при меньших скоростях ударные волны сжатия не могут быть реализованы [6]. Для МГД-ударных волн ситуация значительно сложнее. При скорости ударной волны меньшей *a*_⊥ ска-

чок полного давления на фронте становится отрицательным (рис. 4). Следовательно в зоне II (рис. 2) ударные волны не могут реализовываться. Но в зоне III (a_- ,

 v_{A1}) скачок полного давления на фронте опять становится положительным. В этой зоне могут быть реализованы «медленные магнитозвуковые ударные волны» [3]. Эти волны реализуются со скоростями, меньшими местной скорости звука a_0 и играют важную роль в разогреве нижних слоёв солнечной атмосферы [1,5].

Список литературы:

- Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V.. Acoustic wave heating of the Solar atmosphere // Rus. J. Eng. Thermophys. 1998. V.8 P. 95.
- Куликовский А.Г., Любимов Г.А.: Магнитная гидродинамика //М.: Физматгиз. 1962. 248 с.
- Половин Р.В.. Ударные волны в магнитной гидродинамике // УФН. Т.72. №1., 1960.
- Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситченко А.Г., Степанов К.Н.. Электродинамика плазмы // М.: Наука. 1974. 719с.
- Прист Э.Р.. Солнечная магнитогидродинамика // М.: Мир. 1985. 592c.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.: Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика // М.: Наука. 1986. 736с.
- Сыроватский С.И.: Магнитная гидродинамика. // УФН. Т.62. №3, 1957.
- Бармин А.А., Гогосов В.В.. Задача о поршне в магнитной гидродинамике // ДАН СССР, т.134, №5, 1960.
- Киселев М.И.. К расчету наклонных ударных волн в магнитной гидродинамике // ДАН СССР, т.131, №4, 1960.
- Смирнов В.И.. Курс высшей математики. Т.1. //Санкт-Петербург: БХВ – Петербург. 2008. 614 с..



УДК 532.6

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-7-04

КАПИЛЛЯРНАЯ ПОСТОЯННАЯ И ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ РАСТВОРОВ МЕТАН-АЗОТ-ГЕЛИЙ И КИСЛОРОД-АЗОТ-ГЕЛИЙ

Андбаева В.Н.¹, Хотиенкова М.Н.¹, Каверин А.М.¹

¹ Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

АННОТАЦИЯ

Дифференциальный вариант метода капиллярного поднятия использован для определения поверхностного натяжения трёхкомпонентных растворов кислород-азотгелий и метан-азот-гелий. Предложена методика расчета свойств данных растворов по данным о свойствах двухкомпонентных растворов кислород-гелий и азот-гелий, а также метан-гелий и азот-гелий.

введение

Технологические процессы, в которых в качестве рабочего вещества используется чистый компонент, встречаются достаточно редко. Ввиду этого в последние годы все большее внимание уделяется исследованиям теплофизических свойств многокомпонентных систем, в частности, поверхностного натяжения растворов [1-3].

Простейшим способом оценить свойство раствора, исходя из свойств его компонентов, является аддитивное или линейное приближение. Предполагается, что значение свойства изменяется линейно в зависимости от концентрации компонентов:

$$A_{sol}(T, p, ...) = x_1 \cdot A_1(T, p, ...) + x_2 \cdot A_2(T, p, ...), \quad (1)$$

где A – свойство вещества, в общем случае зависящее от термодинамических параметров состояния, нижние индексы обозначают вещество (компонент раствора или сам раствор), x_i – концентрация *i* -ого компонента в растворе. В реальных системах отклонения от линейности либо определяются экспериментально, либо рассчитываются в рамках заданных модельных представлений. Ключевым моментом при использовании метода аддитивных приближений является выбор свойства A.

Представленная работа посвящена определению влияния малых добавок гелия на поверхностное натяжение σ растворов кислород–азот и метан–азот. Помимо практической потребности, связанной с использованием данных растворов в криогенных технологиях, знание поверхностного натяжения необходимо для описания кавитационных явлений и кинетики нуклеации в растворах криогенных жидкостей.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Капиллярная постоянная измерялась на установке, подробно описанной в работах [4, 5]. Измерительная ячейка содержала сборку из трёх стеклянных капилляров, внутренние радиусы которых: $r_1 = 0.6393$ мм, $r_2 = 0.2297$ мм и $r_3 = 0.09607$ мм. Ячейка закреплялась в медном термостатирующем блоке, помещалась в стеклянную рубашку и опускалась в криостат. Охлаждение производилось жидким азотом.

Температура в блоке измерялась платиновым термометром сопротивления с погрешностью не более ±0.02 К. При давлениях выше атмосферного давление в растворе измерялось пружинным манометром (±0.007) МПа, при меньших давлениях измерения проводились цифровым вакуумметром класса точности 0.15.

Для приготовления смеси использовались газы высокой чистоты. Паспортная чистота кислорода и азота составляла 99.999 %, метана – 99.97 %, гелия – 99.995 %. Опыты начинались с установления заданной температуры в ампуле. После термостабилизации в ампулу конденсировалась "базовая" смесь (кислорода и азота или метана и азота) в таком количестве, чтобы были видны мениски во всех трех капиллярах. Далее в ампулу через систему заполнения подавался гелий до давления *p*₁, большего давления насыщения "базового" раствора. После установления равновесия производилось измерение высот поднятия менисков в капиллярах. Установление равновесия контролировалось по прекращению перемещения менисков в ячейке и капиллярах. Для проверки воспроизводимости, исключения случайных ошибок и подтверждения установления равновесия в системе измерения проводились не менее 8-12 раз. После этого в систему добавлялась новая порция гелия, устанавливалось новое давление и измерения повторялись.

Разность высот поднятия жидкости в двух капиллярах $\Delta h = h_2 - h_1$ измерялась катетометром с погрешностью ±0.03 мм. Капиллярная постоянная рассчитывалась по формуле:

$$a^2 = \frac{\Delta h}{1/b_1 - 1/b_2},$$
 (1)

где b_1 и b_2 – радиусы кривизны менисков в первом и втором капиллярах. Радиусы b_1 и b_2 рассчитывались по уравнению Лэйна [6] в приближении полной смачиваемости раствором внутренних стенок.

Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение связаны соотношением:

$$\sigma = \frac{1}{2} g a^2 (\rho_L - \rho_V) , \qquad (2)$$

где ρ_L и ρ_V - ортобарические плотности жидкой и паровой фаз, *g* - ускорение свободного падения (*g* = 9.8162 м/c²). Погрешность определения капиллярной постоянной оценивается в (1–1.5) %, поверхностного натяжения – (2–2.5) %.

Измерения растворов кислород-азот-гелий проведены при температурах 124.0 и 128.0 К и семи различ-

ных концентрациях "базового" раствора. На рис. 1 представлены характерные результаты измерений a^2 для изотермы 124.0 К и концентрации азота в "базовом" растворе 55.9 %. Барические зависимости капиллярной постоянной раствора кислород-азот-гелий для остальных изотерм аналогичны. Зависимость состоит из двух участков. По-видимому, подача гелия в газовую фазу двухкомпонентной системы приводила к перераспределению концентраций компонентов "базового" раствора в поверхностном слое. Гелий играл роль «прозрачного» поршня: раствор стремился к равновесному состоянию, соответствующему новому давлению. Перераспределение заканчивалось переходом азота из газовой фазы в жидкую. Дальнейшее повышение давления гелия приводило только к повышению его концентрации в растворе. Момент окончания перераспределения концентраций фиксировался по характерному излому на барической зависимости капиллярной постоянной (точка А на рис. 1). Значения капиллярной постоянной, соответствующие процессу перераспределения концентраций, отбрасывались и не входили в итоговые расчеты поверхностного натяжения.



Рис. 1. Барическая зависимость капиллярной постоянной раствора кислород–азот–гелий при T=124 K и концентрации азота 55.9 мольных процента.

Капиллярная постоянная раствора метан-азот-гелий измерялась по изотермам 130, 150 и 160 К. На каждой изотерме эксперимент проводился при трех значениях концентрации азота в «базовом» растворе. Добавление гелия в исследуемые растворы ограничивалось давлением 4 МПа. Для растворов метан-азот-гелий также характерен участок перераспределения компонентов «базового» раствора метан-азот в поверхностном слое. Дальнейшее повышение концентрации гелия в растворе приводит к повышению капиллярной постоянной.

Добавление гелия в раствор кислород-азот-гелий приводит к уменьшению капиллярной постоянной и поверхностного натяжения на 5 – 11 %. Капиллярная постоянная раствора метан-азот-гелий с увеличением концентрации гелия возрастает на 1 – 3 %.

2. ОБСУЖДЕНИЯ

Состав "базового" раствора определялся по давлению насыщения ($p_s = p_A$) и по значению капиллярной постоянной в точке окончания перераспределения концентраций. Незначительным растворением гелия при $p < p_A$ пренебрегаем. Необходимые значения плотностей рассчитывались аддитивным способом: находилась критическая температура "базового" раствора, соответствующая концентрации азота в нем. Затем находилась приведенная температура, по которой рассчитывались соответственные температуры кислорода T_{o_2} (метана

 T_{CH_4}) и азота T_{N_2} . Далее для полученных T_{O_2} (T_{CH_4}) и

*T*_{N2} находились разности плотностей в растворах кисло-

род-гелий [7] (метан-гелий [8])и азот-гелий [9]. Итоговая разность плотностей, необходимая для расчета поверхностного натяжения трехкомпонентного раствора, находилась в линейном приближении пропорционально концентрациям азота и кислорода (метана) в растворе.

Для поверхностного натяжения трёхкомпонентного раствора можно записать

$$\sigma = \sigma_{O_2 - N_2} + \Delta \sigma_{O_2 - N_2 - He} \left(T \right). \tag{3}$$

Величина $\sigma_{O_2-N_2}$ определяется по данным [10] либо может быть рассчитана по модельным теориям (см., например, [10]). Слагаемое $\Delta \sigma_{O_2-N_2-He}(T)$ будем определять методом аддитивного приближения по данным о σ растворов кислород–гелий [5] и азот–гелий [11]. В области исследованных параметров состояния зависимость поверхностного натяжения как двухкомпонентного [5, 11], так и трехкомпонентного растворов от концентрации гелия линейна:

$$\Delta \sigma_{O_2 - N_2 - He} \left(T \right) = A_{\sigma, O_2 - N_2 - He} \left(T \right) \cdot x_{He} \,. \tag{4}$$

Для раствора O₂–N₂–Не параметр $A_{\sigma,O_2-N_2-He}(T)$ определим по уравнению:

$$A_{\sigma,O_2-N_2-He} = \left(1 - x_{N_2}\right) \cdot A_{\sigma,O_2-He} + x_{N_2} \cdot A_{\sigma,N_2-He} \,. \tag{5}$$

Значения A_{σ,O_2-He} , A_{σ,N_2-He} рассчитываются при температурах, термодинамически подобных температуре "базового" раствора:

$$\frac{T_{O_2}}{T_{c,O_2}} = \frac{T_{N_2}}{T_{c,N_2}} = \frac{T}{T_{c,O_2-N_2}} = t .$$
(6)

Значения T_{c,O_2-N_2} для заданного состава раствора рассчитывались аддитивно:

$$T_{c,O_2-N_2} = T_{c,O_2} \cdot x_{O_2} + T_{c,N_2} \cdot x_{N_2} .$$
⁽⁷⁾

На *рис.* 2 полученные экспериментальные значения поверхностного натяжения сопоставлены с рассчитанными в рамках аддитивного приближения (3), (4), (5). Увеличение концентрации гелия приводит к уменьшению поверхностного натяжения. Рассогласование между рассчитанными и экспериментальными данными не превышает суммарной погрешности их определения (1 – 2 %), что подтверждает правомерность использования аддитивного приближения (уравнений (3) и (4)) для определения поверхностного натяжения раствора кислород–азот–гелий.



Рис. 2. Зависимость поверхностного натяжения раствора кислород – азот – гелий от концентрации гелия в растворе: 1 – T = 128.0 К, $x_{N_2} = 16.7$ моль %; 2 – 128.0, 17.2; 3 – 124.0, 35.9; 4 – 124.0, 47.8; 5 – 124.0, 55.9; 6 – 124.0, 57.2; 7 – 128.0, 45.1. Сплошные линии – расчет по аддитивному приближению (ур. (3) – (5)).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дифференциальный вариант метода капиллярного поднятия использовался для определения капиллярной постоянной и расчёта поверхностного натяжения трехкомпонентных раствором метан–азот–гелий и кислород– азот–гелий.

Показано, что обе системы по-разному ведут себя при добавлении гелия: в системе кислород–азот–гелий наблюдается уменьшение капиллярной постоянной, а для метан–азот–гелия - увеличение.

Предложена методика определения разности ортобарических плотностей трёхкомпонентных систем.

Помимо экспериментального определения, поверхностное натяжение трехкомпонентных растворов рассчитывалось методом аддитивного приближения. Рассогласование между рассчитанными и измеренными значениями о не превышает погрешности эксперимента. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 14-08-31391-мол_а, № 13-08-96039р_Урал_а), Правительства Свердловской области и Программы совместных научных исследований УрО и СО РАН (проект № 12-С-2-1001).

Список литературы:

- Baidakov V.G., Khotienkova M.N., Andbaeva V.N., Kaverin A.M. Capillary constant and surface tension of methane–nitrogen solutions: 1. Experiment // Fluid Phase Equilibria. 2011. V. 301. P. 67–72.
- Baidakov V.G., Kaverin A.M., Khotienkova M.N., Andbaeva V.N. Surface tension of an ethane-nitrogen solution. 1. Experiment and thermodynamic analysis of the results // Fluid Phase Equilibria. 2012. V. 328. P. 13–20.
- Андбаева В.Н., Хотиенкова М.Н. Экспериментальное исследование поверхностного натяжения раствора этан-метан в интервале температур 213-283 К // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 3. С. 393–397.
- Байдаков В.Г., Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. Екатеринбург: УИФ «Наука». 1994.
- Baidakov V.G., Sulla I.I. Surface Tension of Helium–Oxygen and Helium–Ethane Solutions // Int. J. Thermophys. 1995. V. 16. P. 909–927.
- Lane I.E. Correction terms for calculating surface tension from capillary rise // J. Colloid Interface Sci. 1973. V 42. N. 1. P. 145–149.
- Baidakov V.G., Kaverin A.M., Boltachev G.Sh. Experimental investigations of nucleation in helium–oxygen mixtures // J. Phys. Chem. 2002. V. 106. N. 1. P. 167–175.
- Baidakov V.G., Grishina K.A. Capillary constant and surface tension of methane-helium solution // Fluid Phase Equilibria 2013. V. 354. P. 245-249.
- Байдаков В.Г. Достижимый перегрев растворов азот-гелий // Журн. физ. химии. 2009. Т. 83. N 9. С. 1–6.
- Baidakov V.G., Kaverin A.M., Andbaeva V.N. The liquid–gas interface of oxygen–nitrogen solutions 1. Surface tension // Fluid Phase Equilibria. 2008. V. 270. P. 116–120.
- Байдаков В.Г., Каверин А.М. Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение раствора азот–гелий // Журн. физ. химии. 2004. Т. 78, N. 6. C. 1150–1152.



УДК 536.4

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №7-02

ВЛИЯНИЕ ГАЗОНАСЫЩЕНИЯ НА ДОСТИЖИМЫЙ ПЕРЕГРЕВ МЕТАНА И ЭТАНА

Байдаков В.Г.¹, Каверин А.М.¹, Панков А.С.¹

¹ Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

АННОТАЦИЯ

Методом измерения времени жизни исследована кинетика спонтанного вскипания растворов метан-гелий, метан-азот, этан-азот, этан-метан. В опытах определены температуры перегрева растворов при давлениях p = 1.0, 1.6 и 2.0 МПа в интервале частоты нуклеации $J = 1 \times 10^4 - 2 \times 10^8$ с⁻¹м⁻³. При $J > 3 \times 10^6$ с⁻¹м⁻³ имеет место удовлетворительное согласие экспериментальных данных и теории гомогенной нуклеации по температурной зависимости частоты нуклеации и систематическое рассогласование по температуре достижимого перегрева T_n . Показано, что одной из возможных причин «перегрева» растворов с этаном за теоретическое значение T_n может быть отсутствие адсорбционного равновесия на границе критический пузырек-раствор.

введение

В природных и технологических процессах фазовому переходу жидкость-газ может предшествовать пребывание жидкости в метастабильном (перегретом) состоянии. Чем интенсивнее процесс, тем больше отступление от положения равновесия, обеспечивающее необходимую «движущую силу» фазового превращения.

Существование метастабильных состояний связано с активационным характером начальной стадии фазового перехода первого рода. Фазовый переход начинается в отдельных «точках» однородной системы. Эти «точки роста», или жизнеспособные зародыши, должны иметь размер больше некоторого критического R_* , тогда рост новой фазы сопровождается убылью термодинамического потенциала.

Обычно фазовый переход происходит на плохо смачиваемых участках стенок сосуда, твердых взвешенных частиц, заполненных газом трещинах стенок и т.п. Образующиеся таким путем зародыши называются гетерогенными. Если зародыш новой фазы появляется в объеме однородной жидкости за счет тепловых флуктуаций и сил межмолекулярного взаимодействия, то этот процесс называется гомогенной нуклеацией.

Возникновение парового зародыша на элементе поверхности твердого тела (так же как и при объемном вскипании жидкости) в большинстве случаев имеет флуктуационную природу. Различие условий парообразования в объеме и на поверхности определяется в конечном итоге тем, что на поверхности раздела жидкость – твердое тело молекулярное сцепление обычно ослаблено.

Наряду с легко активируемыми центрами вскипания в системе жидкость-твердая стенка присутствуют и готовые центры парообразования, которые начинают действовать, как только радиус кривизны поверхности раздела жидкость-пар становится больше радиуса критического зародыша. В отличие от пузырьков флуктуационной природы парообразование на таких центрах безактивационно.

Как гомогенное, так и гетерогенное зародышеобразование в жидкости может быть инициировано внешними воздействиями: радиационные и акустические поля, другие внешние силы. Прохождение заряженной частицы через жидкость сопровождается локальным выделением теплоты, приводящим к образованию пузырьков, способных к дальнейшему росту в перегретой жидкости [1]. Так как жидкость постоянно подвергается воздействию космических лучей и радиационного фона, то такие воздействия понижают устойчивость перегретой жидкости по отношению к процессу зародышеобразования.

Большую трудность при изучении кинетики зарождения паровой фазы представляет отделение эффектов гетерогенной и гомогенной нуклеации. Для реализации гомогенного зародышеобразования в квазистатических условиях требуется тщательная очистка жидкости от примесных частиц, изоляция перегреваемого объема жидкости от контакта со стенками сосуда. В этом отношении наиболее подходящими объектами для изучения гомогенного зародышеобразования являются ожиженные газы. Такие жидкости, как правило, содержат очень малое количество твердых взвешенных частиц и растворенных примесей. Хорошая, в ряде случаев близкая к полной, смачиваемость ожиженными газами твердых материалов затрудняет парообразование на границе раздела жидкость-твердая стенка. Высокая смачиваемость чистого плавленого стекла, а также отсутствие трещин, царапин и углублений на его поверхности, делает этот материал наиболее подходящим при изготовлении ячеек для реализации больших перегревов жидкости.

В настоящее время выполнено большое количество работ по исследованию предельных перегревов жидкостей различных классов с использованием разных методов [2-4]. Полученные экспериментальные данные по температуре достижимого перегрева находятся в хорошем согласии с классической теорией гомогенной нуклеации в широком интервале частоты нуклеации. Данный факт рассматривается не только как доказательство реализации в опыте гомогенных условий нуклеации, но и как подтверждение правильности заложенных в классическую теорию нуклеации положений. Тем не менее, это не устраняет всех сомнений в возможности «чистого» опыта, свободного от действия стенок сосуда и примесей [5].

1. КИНЕТИКА ГОМОГЕННОГО ЗАРОДЫШЕ-ОБРАЗОВАНИЯ

Классическая теория нуклеации рассматривает флуктуационный рост докритических пузырьков как процесс их диффузии вдоль оси размеров пузырьков в поле термодинамических сил. В стационарном процессе среднее число жизнеспособных зародышей, образующихся за единицу времени в единице объема перегретой жидкости, определяется выражением [6]

$$J = \rho B \exp\left(\frac{-W_*}{k_B T}\right). \tag{1}$$

Здесь р – числовая плотность жидкости, В – кинетический множитель, W_{*} – работа образования критического зародыша, k_B – постоянная Больцмана, T – температура. Знак * указывает на принадлежность величины к критическому зародышу.

Работа образования критического зародыша [2]

$$W_* = \frac{1}{3} A_* \sigma = \frac{16}{3} \frac{\pi \sigma^3}{\left(p'_* - p\right)^2},$$
 (2)

где о – поверхностное натяжение на границе жидкостьпаровой пузырек, А – площадь поверхности пузырька, р - давление. Величины со штрихом относятся к газовой (паровой) фазе, без штриха - к жидкости. В качестве разделяющей поверхности выбрана поверхность натяжения. Предполагается, что состояние окружающей фазы в процессе роста пузырька не меняется.

Далее рассматривается вскипание газированной жидкости. Вдали от линии критических точек жидкий раствор можно считать несжимаемым, а парогазовую смесь в пузырьке идеальной, тогда при небольших концентрациях растворяемого вещества x для давления p'_* и состава x'_* в критическом пузырьке можно записать [2]

$$p'_{*} - p \approx (p_{s} - p) \left(1 - \frac{\rho_{v}}{\rho_{l}} \right), \qquad (3)$$
$$x'_{*} \approx x'_{s}, \qquad (4)$$

где p_s – давление насыщенных паров раствора, ρ_l , ρ_v - плотности сосуществующих жидкости и газа на плоской межфазной границе, x' – концентрация растворенного вещества в газовой фазе на линии фазового равновесия.

Для кинетического множителя В имеем [4]

$$B = \lambda_0 \rho'_* R_*^2 \left(\frac{k_B T}{\sigma}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{5}$$

где λ_0 – параметр, определяемый динамикой роста пузырька вблизи критического размера, R_{*} – радиус критического пузырька, р'- плотность парогазовой смеси в критическом пузырьке.

При положительных давлениях, когда 3/b >>1, где $b = \frac{2\sigma}{(R_*p'_*)}$, определяющим фактором в кинетике обра-

зования новой фазы будет скорость подвода вещества к растущему пузырьку. Вязкими и инерционными силами в динамике роста пузырька пренебрегаем. Соотношение между свободномолекулярным и диффузионным механизмами подвода вещества определяется параметром

$$\gamma_i = \frac{\alpha_i \upsilon_{t_i} R_* p'_*}{4k_B T D_i \rho} , \qquad (6)$$

где α_i – коэффициент конденсации компонента i, υ_{t_i} – средняя тепловая скорость молекул растворителя и растворяемого вещества, D_i – коэффициент диффузии.

Условие $\gamma_i >> 1$ гарантирует, что рост пузырька происходит в режиме диффузионного подвода к нему компонента і. В нашем случае для растворителя (этана) будет характерен свободномолекулярный механизм, а для растворенного вещества (азота) - диффузионный. При этом параметр λ_0 находится из решения квадратного уравнения [4]

$$\omega_{1}^{2}\left(\omega_{1}+\omega_{2}+\frac{3-b}{b}\right)\tilde{\lambda}^{2}+\omega_{1}\left(\omega_{1}+\omega_{2}\right)\tilde{\lambda}-\omega_{2}=0.(7)$$

rge
$$\tilde{\lambda}=\left(\frac{4R_{*}}{3\alpha_{1}\upsilon_{t_{1}}}\right)\lambda,\qquad \omega_{1}=\left(\frac{3\alpha_{1}\upsilon_{t_{1}}\eta}{2\sigma}\right),$$

 $\omega_2 = \left(\frac{6\rho D_2 H_2 k_B T \eta}{\sigma R_*}\right), \eta$ – вязкость раствора, H_2 – посто-

янная Генри. Кинетический множитель, рассчитанный по формуле (5) с использованием решения уравнения (7), будем обозначать B_0 .

В решении уравнения (7) можно выделить два предельных случая. Если $\omega_1 >> \omega_2$ и $\omega_1 << 3/b_1 - 1$, то динамика роста пузырька определяется только скоростью испарения растворителя. Тогда из (5), (7) следует

$$B_{1} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{1} \upsilon_{r_{1}}}{\left(1 - \frac{b_{1}}{3}\right)} \left(\frac{\sigma}{k_{B}T}\right)^{\frac{1}{2}},$$
(8)

что в пренебрежении величиной $b_1/3$ по сравнению с единицей совпадает с решением Кагана для однокомпонентной жидкости [7]. В противном случае, когда $\omega_1 <<$ ω_2 и $\omega_2 \ll 3/b_2 - 1$, растворитель нелетуч, а растворенное вещество подводится диффузией

$$B_2 = \frac{D_2 \rho x}{\left(\frac{1}{3} - \frac{1}{b_2}\right)} \left(\frac{k_B T}{\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}.$$
(9)

Выражения (1)-(3), (8), (9) описывают процесс зародышеобразования как броуновское движение зародыша через активационный барьер в соответствии с теорией Крамерса-Зельдовича. При таком движении скорость испарения молекул и их диффузионный подвод сдерживают рост пузырька. В отсутствие «трения» инерционное движение зародыша приводит к независимости результирующего потока J от формы вершины активационного барьера, кинетических факторов и определяется теорией переходного состояния [4]. В этом случае

$$B_{3} = V_{*} \rho^{2} \left(\frac{\overline{\upsilon^{2}}}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2\rho R_{*} k_{B} T}{m}\right)^{\frac{1}{2}},$$
 (10)

где V_* – объем критического пузырька, $\overline{\upsilon^2}$ – среднеквадратичная скорость изменения объема пузырька, т – масса молекулы. Теория переходного состояния ограничивает сверху значение предэкспоненциального множителя в уравнении (1).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе исследовалась кинетика нуклеации в растворах метан-гелий, метан-азот, этан-азот, этанметан. Использовался метод измерения времени жизни [2]. Экспериментальная установка и методика проведения опытов с растворами подробно описаны в работах [4, 8, 9].

Жидкость перегревалась в стеклянном капилляре объемом $V \approx 45-90 \text{ мм}^2$ и площадью поверхности контакта перегретая жидкость-стекло $S \approx 150 - 250 \text{ мм}^2$. Капилляр соединен с металлическим сильфоном, через который передавалось давление на термостатируемую жидкость. Заход в метастабильную область осуществлялся понижением давления ниже давления фазового равновесия $p_s(T)$. После сброса давления до заданного значения p измерялось время ожидания вскипания жидкости т. Вскипание отождествлялось с появлением в жидкости первого жизнеспособного зародыша. Это оправдано при малых объемах перегреваемой жидкости и достаточно больших перегревах, когда время ожидания вскипания т значительно больше времени роста зародыша.

Поскольку спонтанное образование зародыша является случайным событием, то физический смысл имеет среднее время ожидания зародыша $\overline{\tau}$, которое определялось по результатам N = 30 - 80 измерений τ как $\overline{\tau} = \sum \tau_i / N$. В предположении объемного вскипания

частота нуклеации определяется как $J = (\overline{\tau}V)^{-1}$.

Верхнее значение давления p_h , с которого осуществлялся заход в метастабильную область, составляло 3.0-3.5 МПа. Перевод жидкости к заданному нижнему значению давления р осуществлялся в два этапа. Вначале производилось понижение давления до значения p_a , которое было меньше, чем давление насыщения p_s, но больше, чем р. После перехода к давлению р_а жидкость выдерживалась в этом состоянии 20-40 с для релаксации температурных неоднородностей, вызванных адиабатическим расширением. Затем проводился окончательный сброс давления и жидкость приводилась к заданному состоянию (р, Т). После вскипания жидкости давление повышалось до значения p_h. Парогазовая смесь в капилляре конденсировалась. Для восстановления исходных значений концентрации и температуры раствор выдерживался при заданных p_h и T в течение 6-20 минут и цикл измерений повторялся.

Температура жидкости измерялась платиновым термометром сопротивления с погрешностью ±0.02 К, давление – пружинными манометрами и цифровым комплексом с погрешностью ±0.005 МПа. Погрешность определения времени ожидания вскипания составляла 0.01 с.

Исследуемый раствор готовился непосредственно в измерительном капилляре конденсацией газовой смеси заданного состава. Для приготовления газовой смеси использовались газы высокой чистоты. Паспортная чистота метана составляла 99.99, гелия – 99.995, азота – 99.999, этана – 99.75 объемных %. Концентрация легкокипящего компонента в растворе *x* определялась по давлению насыщенных паров раствора *p_s*. Величина *p_s* контролировалась до, в ходе и после проведения измерений τ . Для этого камера была снабжена специальным устройством, позволяющим измерить давление насыщенных паров раствора. Концентрация *x* в капилляре могла меняться только в результате вскипания раствора и вновь восстанавливалась после приведения жидкости к давлению p_h .

Эксперимент начинался с «приработки» капилляра. Несмотря на предварительную подготовку капилляра, его тщательную промывку, обезгаживание, в микроскопических порах мог сохраняться адсорбированный из воздуха газ. Для его удаления проводилась серия вскипаний жидкости в режиме непрерывного сброса давления. Давление на термостатируемую жидкость плавно понижалось со скоростью 0.01-0.1 МПа/с от значения p_h до давления вскипания p. После вскипания раствора в системе создавалось исходное давление.

Времена жизни измерены при двух значениях давления p и двух концентрациях легкокипящего компонента x для каждого раствора. Интервал исследованных частот зародышеобразования составил $J = 1 \times 10^4 - 2 \times 10^8 \text{ c}^{-1} \text{ M}^{-3}$. Температурные зависимости среднего времени жизни $\overline{\tau}$ (частоты зародышеобразования J) аналогичны полученным ранее для других жидкостей [8]: при $\overline{\tau} < 8 - 9$ с имеется участок с сильной зависимостью $\overline{\tau}$ от температуры, обусловленный гомогенным образованием зародышей пара в жидкости. При $\overline{\tau} > 8 - 9$ с наблюдаются более пологие участки, связанные с проявлением инициированного зародышеобразования. Значения температур предельного перегрева T_n жидкостей при $J = 10^7 \text{ м}^3 \text{ c}^{-1}$ представлены в Таблицах 1 и 2.

Таблица 1

Температура достижимого перегрева чистого и насыщенного гелием и азотом метана

| Газ | х, моль % | <i>р</i> , МПа | T_n, K |
|-------|-----------|----------------|--|
| | 0 | 1.6 | 172.76 [8] |
| | 0 | 2.0 | 174.86 [8] |
| гелий | 0.21 | 1.6 | 172.1 |
| | 0.21 | 2.0 | 174.3 |
| | 0.27 | 1.6 | 171.5 |
| | 0.37 | 2.0 | 173.9 |
| | 0 | 1.0 | 169.64 [8] |
| | 0 | 1.6 | 172.1 174.3 171.5 173.9 169.64 [8] 172.76 [8] 171.3 164.5 |
| азот | 2.4 | 1.6 | 171.3 |
| | 7.0 | 1.0 | 164.5 |
| | 7.0 | 1.6 | 167.3 |

Видно, что растворение легкокипящего компонента в жидкости приводит к понижению T_n .

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты опытов с растворами этан—азот и этанметан сопоставлены с расчетами по классической теории гомогенной нуклеации. Установлено, что на гомогенном участке наклон экспериментальных кривых в координатах $\lg J$ (или $\lg \overline{\tau}$) – T удовлетворительно согласуется с рассчитанным. Для чистого этана измеренные в опыте значения T_n на 0.5 – 0.7 К меньше их теоретических значений. Растворение легкокипящего компонента приводит к изменению соотношения между теоретическими

Таблица 2

Температура достижимого перегрева чистого и насыщеного азотом и метаном этана

| Газ | х, моль % | <i>р</i> , МПа | T_n, K | | |
|--------|-----------|----------------|------------|--|--|
| | 0 | 1.0 | 273.75 [8] | | |
| | 0 | 1.6 | 278.17 [8] | | |
| 020T | 0.5 | 1.0 | 272.7 | | |
| a301 | 0.5 | 1.6 | 277.0 | | |
| | 1.5 | 1.0 | 270.7 | | |
| | 1.3 | 1.6 | 274.8 | | |
| | 0 | 1.0 | 273.75 [8] | | |
| | 0 | 1.6 | 278.17 [8] | | |
| MATOII | 2.1 | 1.0 | 271.3 | | |
| метан | 2.1 | 1.6 | 275.7 | | |
| | 6.0 | 1.0 | 266.9 | | |
| | 0.0 | 1.6 | 271.1 | | |

и экспериментальными значениями T_n . При концентрации метана в этане x = 2.1 моль % «недогрев» до теории снижается до 0.2 - 0.3 К, а при x = 6.0 моль % достигнутая в опыте температура перегрева T_n примерно на 0.6 К превышает теоретическое значение [10].. Аналогичное поведение T_n наблюдается и для раствора этан–азот. Для чистого этана [11] температура достижимого перегрева меньше теоретического значения на 0.5-0.7 К. При концентрации азота в растворе 0.5 моль% достигнутые в эксперименте температуры перегрева в пределах погрешности опыта совпадают с теоретическими значениями, а при x = 1.5 моль% превышают их на 1.3-1.7 К.

Систематический «недогрев» чистой жидкости до теоретических значений мы связываем с размерной зависимостью поверхностного натяжения критических пузырьков [4]. При частоте нуклеации $J = 10^7 \text{ c}^{-1}\text{m}^{-3}$ и давлениях от атмосферного до $0.7p_c$, где p_c – давление в критической точке, радиусы критических пузырьков составляют 4-6 нм, а их поверхностное натяжение на 5-7 % меньше, чем на плоской границе раздела фаз.

Более сложным является вопрос о размерной зависимости поверхностного натяжения критических пузырьков в растворах. Как показывают расчеты, теория капиллярности Ван-дер-Ваальса не в состоянии количественно описать наблюдаемые расхождения классической теории нуклеации и опыта в системах этан–азот и этан–метан. Если отличие данных теории и опыта связано только с размерной зависимостью $\sigma(R_*)$, то при температуре достижимого перегрева поверхностное натяжение критических пузырьков должно быть выше, чем на плоской межфазной границе раствора. Такой результат не может быть получен в теории капиллярности Ван-дер-Ваальса без введения малообоснованных допущений.

Растворение азота в этане приводит к снижению поверхностного натяжения на границе жидкость-пар [12]. Это связано с адсорбцией растворяемого вещества на межфазной границе. Если характерное время образования зародыша меньше времени установления адсорбционного равновесия, то условия равновесия для критического зародыша не будут достигнуты. Недостаток в поверхностном слое зародыша легколетучего компонента (азота) должен проявиться в увеличенном, по сравнению с равновесным, значении σ , а, следовательно, и R_*, W_* . Эффект динамического поверхностного натяжения неоднократно обсуждался в литературе [13], но какие-либо количественные оценки его влияния на процесс зародышеобразования нам не известны.

На *рис.* 1 показана температура достижимого перегрева чистого этана и растворов этан-метан при исследованных значениях давления и частоте нуклеации $J = 10^7 \text{ c}^{-1}\text{ m}^{-3}$. Там же представлены значения T_n , рассчитанные по правилу аддитивности (штриховая линия), с привязкой к экспериментальным данным, и по теории гомогенной нуклеации (штрихпунктирная линия).



Рис. 1. Концентрационная зависимость температуры достижимого перегрева T_n растворов этан-метан при давлении p = 1.0 (1), 1.6 (2) МПа и частоте нуклеации $J = 10^7 c^{-1} M^{-3}$. Значения T_n чистого этана приводятся по данным работы [11]. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных; итрих-пунктирные – расчет по классической теории гомогенной нуклеации; итриховые – аддитивное приближение для температуры достижимого перегрева (по экспериментальным данным). Размер экспериментальных точек указывает на погрешность определения T_n по температуре и концентрации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя метод измерения времени жизни перегретой жидкости мы исследовали кинетику спонтанного вскипания растворов метан–гелий, метан–азот, этаназот, этан–метан в стеклянных капиллярах. Опыты проведены при двух значениях давления p и двух концентрациях легкокипящего компонента x для каждого раствора. Температуры достижимого перегрева растворов определены в интервале частот нуклеации $1 \times 10^4 < J < 2 \times 10^8 \text{ с}^{-1}\text{м}^{-3}$.

В рамках классической теории зародышеобразования рассмотрен процесс вскипания газированной жидкости. Определены работа образования критического зародыша и кинетический множитель в ур. (1) для частоты нуклеации. При расчетах кинетического множителя учтены летучесть растворителя и диффузионный подвод растворяемого вещества к растущему пузырьку.

Для растворов этан-азот и этан-метан экспериментальные данные сопоставлены с классической теорией гомогенной нуклеации по температуре достижимого перегрева T_n , а также по температурной и концентрационной зависимости частоты нуклеации. Установлено, что при $J \ge 3 \times 10^6 \text{ c}^{-1} \text{м}^{-3}$ имеет место хорошее согласие теории и эксперимента по производной $(\partial J/\partial T)_{p,x}$ и существенное рассогласование по концентрационной зависимости T_n .

Расхождения теории и опыта для чистого этана могут быть объяснены влиянием размерного эффекта – отличием поверхностного натяжения критических пузырьков от его значения на плоской межфазной границе [4]. Для раствора отсутствуют модели зависимости $\sigma(\mathbf{R}_*)$, которые позволяют согласовать теорию и опыт по T_n , когда радиусы критических зародышей составляют 4-5 нм. Если предположить, что в критическом зародыше успевает устанавливаться равновесный состав, но отсутствует адсорбционное равновесие в поверхностном слое, и использовать для поверхностного натяжения критического пузырька в растворе значение поверхностного натяжения чистого растворителя, то концентрационная зависимость $T_n(x)$, предсказываемая классической теорией нуклеации, будет близка к полученной в эксперименте.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00467-а) и Программы совместных научных исследований УрО и ДВО РАН (проект № 12-С-2-1013).

Список литературы:

- Glaser D.A. Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids // Phys. Rev. 1952. V. 87. Ser. 2. N 4. P. 665.
- 2. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
- Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии / В.П. Скрипов, Е.Н. Синицын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
- Baidakov V.G. Explosive boiling of superheated cryogenic liquids. Wiley: Weinheim, 2007. 340 p.
- Lipnyagov E.V., Parshakova M.A., Perminov S.A., Ermakov G.V. The visualization of boiling-up onset of superheated n-pentane in a glass capillary at atmospheric pressure by high-speed video // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 60 P. 612-615.
- Зельдович Я.Б. К теории образования новой фазы. Кавитация // ЖЭТФ. 1942. Т. 12. № 11-12. С. 525-538.
- Каган Ю. О кинетике кипения чистой жидкости // ЖФХ. 1960. Т. 34. № 1. С. 92-101.
- Байдаков В.Г. Перегрев криогенных жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН, 1995. 264 с.
- Baidakov V.G., Kaverin A.M., Boltachev G.Sh. Nucleation in superheated liquid argon–krypton solutions // J. Chem. Phys. 1997. V. 106. N 13. P. 5648-5657.
- 10. Байдаков В.Г., Панков А.С. Достижимый перегрев растворов этанметан // Т и А. 2013. Т. 20. № 4. С. 409-416.
- Байдаков В.Г., Каверин А.М., Сулла И.И. Достижимый перегрев жидкого этана // ТВТ. 1989. Т. 27. № 2. С. 410-412.
- Baidakov V.G., Kaverin A.M., Khotienkova M.N., Andbaeva V.N. Surface tension of an ethane–nitrogen solution: 1. Experiment and thermodynamic analysis of the results // Fluid Phase Equilib. 2012. V. 328. P. 13-20.
- 13. Адамсон А. Физическая химия поверхностей. М.: Мир, 1979. 568 с.
- Байдаков В.Г., Сулла И.И. Поверхностное натяжение этана // Укр. физ. журн. 1987. Т. 32. № 6. С. 885-887.



УДК 532.6

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-7-02

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ДИМЕТИЛОВОГО ЭФИРА И РАСТВОРА ПРОПАН–ГЕЛИЙ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 120 – 290 К

Байдаков В.Г.¹, Хотиенкова М.Н.¹, Гришина К.А.¹, Каверин А.М.¹

¹ Институт теплофизики УрО РАН,

620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

АННОТАЦИЯ

Дифференциальным методом капиллярного поднятия измерена капиллярная постоянная a^2 и рассчитано поверхностное натяжение о диметилового эфира (ДМЭ) и раствора пропан-гелий. Для диметилового эфира опыты проведены при температурах как выше температуры тройной точки ($T_t = 131.66$ K), так и ниже этой температуры в области, где сосуществующие жидкость и газ метастабильны. Для системы пропан-гелий капиллярная постоянная измерена по 6 изотермам в интервале температур 120 – 270 К при давлениях от давления насыщения чистого пропана до 4 МПа. Предложены уравнения, аппроксимирующие температурные зависимости a^2 и о ДМЭ. Определены избыточные поверхностные энтропия и энергия. Установлено наличие максимума у поверхностной энтропии при $T \approx 190$ К.

введение

Широкомасштабное использование сжиженного природного газа и диметилового эфира в качестве моторного топлива на автомобильном, железнодорожном и морском транспорте, в авиации, в энергетике, для энергоснабжения удаленных от газопроводов районов невозможно без всестороннего изучения теплофизических свойств и гидродинамических процессов, сопровождающих их получение и хранение. Поверхностное натяжение о является важнейшей термодинамической характеристикой поверхности раздела фаз, знание которой необходимо для описания таких процессов.

В работе представлены экспериментальные данные по капиллярной постоянной и поверхностному натяжению ДМЭ и раствора компонентов природного газа – пропана и гелия. Предложены уравнения, аппроксимирующие температурные зависимости a^2 и о ДМЭ. Определены избыточные поверхностные энтропия и энергия.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Опыты проводились дифференциальным методом капиллярного поднятия на экспериментальной установке, подробно описанной в монографии [1]. Использовались два стеклянных капилляра, внутренние радиусы которых были определены калибровкой с помощью капелек ртути и составляли $r_1 = (0.6393 \pm 0.0005)$ мм, $r_2 = (0.2297 \pm 0.0003)$ мм.

Капиллярная постоянная рассчитывалась по формуле

$$a_{ij}^{2} = \frac{\Delta h_{ij}}{\left(\frac{1}{b_{i}} - \frac{1}{b_{j}}\right)}.$$
(1)

где b_i , b_j – радиусы кривизны вершин менисков жидкости в капиллярах i и j, $\Delta h_{ij} = h_i - h_j$ – разность высот поднятия вершин менисков. Значения b_i и b_j рассчитывались по данным о внутренних радиусах капилляров из уравнения Лэйна [2]. Предполагалось полное смачивание жидкостью внутренней поверхности капилляров.

Поверхностное натяжение определялось уравнением

$$\sigma = \frac{1}{2}g\left(\rho_l - \rho_g\right)a^2.$$
⁽²⁾

Здесь ρ_l и ρ_g – плотности жидкости и газа на линии фазового равновесия, g – ускорение свободного падения (в нашем случае $g = 9.8162 \text{ м/c}^2$). Значения ρ_l и ρ_g диметилового эфира взяты из работы [3].

Измерительная ячейка с капиллярами монтировалась в алюминиевом блоке, имеющем сквозные окна для визуальных наблюдений. Блок помещался в стеклянный криостат. Охлаждение производилось жидким азотом. Температура в блоке поддерживалась с помощью электрических нагревателей с точностью ± 5 мК и измерялась образцовым платиновым термометром сопротивления. Погрешность определения температуры в опыте ± 20 мК. Разность высот капиллярного поднятия определялась с помощью катетометра. Погрешность измерения Δh_{ij} составляла ± 0.03 мм. Паспортная чистота диметилового эфира – 99.9 %, пропана – 99.95 %, гелия – 99.995 %.

Диметиловый эфмр, пропан и гелий подавались в экспериментальную установку в газовой фазе. Измерения начинались после завершения конденсации и установления равновесия в системе. Конденсировалось такое количество жидкости, чтобы были видны мениски в обоих капиллярах. В опытах с раствором пропан-гелий исследуемый раствор готовился непосредственно в измерительной ячейке. Сначала конденсировался чистый пропан, далее в ампулу через систему заполнения подавался гелий до давления, большего давления насыщения чистого пропана. Для проверки воспроизводимости, исключения случайных ошибок и подтверждения установления равновесия в системе измерения при заданных термодинамических параметрах проводились не менее 8-12 раз. После этого в систему добавлялась новая порция гелия и происходил выход на новую концентрацию (в опытах с ДМЭ – переход на новую температуру). Погрешности полученных значений a^2 не превышают 0.5 % для однокомпонентного вещества и (0.5 - 1.5) % для раствора. Погрешность значений о ДМЭ оценивается в 0.7 %, раствора пропан – гелий – в (2 – 2.5) %.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Поверхностное натяжение диметилового эфира измерено вдоль линии равновесного сосуществования жидкость-газ в интервале температур 120 - 290 К. При температурах выше температуры тройной точки (T_{t} = 131.66 К) измерения капиллярной постоянной проводились как при повышении, так и при понижении температуры. Заход в область сосуществования метастабильных фаз жидкости и газа осуществлялся ступенчатым понижением температуры с шагом 2 К. Максимальная глубина захода за тройную точку по температуре $\Delta T = T_t - T =$ 11.66 К. Отличие в капиллярной постоянной диметилового эфира при таком переохлаждении от значения a^2 в тройной точке достигало 0.18 мм². При измерении поверхностного натяжения близкие по величине переохлаждения двухфазной системы жидкость-газ ранее наблюдались для пропана и изобутана [4].

На рис. 1 представлена температурная зависимость поверхностного натяжения диметилового эфира.



Рис. 1. Температурная зависимость поверхностного натяжения диметилового эфира.

В перекрывающихся областях температур наши данные по ДМЭ согласуются с результатами работ [5, 6] в пределах (1 – 1.5) %.

Полученные значения σ аппроксимированы уравнением

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_0 \boldsymbol{\tau}^{\mu} (1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\sigma}_2 \boldsymbol{\tau}^{12}), \qquad (3)$$

Где $\tau = 1 - T/T_c$, $T_c = 400.378$ К – температура в критической точке ДМЭ. Показатель μ принят равным его значению в критической точке [1]: $\mu = 1.29$. Методом наименьших квадратов получено $\sigma_0 = 72.400$ мHм⁻¹, $\sigma_1 = -0.20015$, $\sigma_2 = -0.77603$. Отклонения экспериментальных значений σ от рассчитанных по уравнению (3) не превышают погрешности эксперимента.

Для системы пропан–гелий капиллярная постоянная измерена по 6 изотермам в интервале температур 120 – 270 К при давлениях от давления насыщения чистого

пропана до 4 МПа. Результаты измерений представлены на *рис.* 2. Штрихпунктирной линией показаны значения a^2 чистого пропана, рассчитанные по аппроксимационному уравнению [4]. Видно, что с повышением давления происходит рост a^2 на 2 – 4 %. Барические зависимости капиллярной постоянной раствора пропан–гелий на изотермах линейны в пределах погрешности эксперимента.



Рис. 2. Барическая зависимость капиллярной постоянной раствора пропан-гелий при температурах: 1 – Т=120 К, 2 – 150, 3 – 180, 4 – 210, 5 – 240, 6 – 270. Штрихпунктирная линия – капиллярная постоянная чистого пропана.

Концентрации компонентов раствора определялись по экспериментальным данным [7]. В связи с отсутствием в литературе данных по ортобарическим плотностям жидкой и паровой фаз исследуемого раствора, значения ρ_l и ρ_v находились следующим образом [8]: молярный объём жидкой фазы предполагался равным его значению для чистого растворителя при данном давлении и по молекулярному весу раствора $\mu = \mu_1 x_1 + \mu_2 x_2$ вычислялась плотность жидкости. Здесь μ_1 и μ_2 - молекулярный вес пропана и гелия соответственно, x_1 и x_2 - концентрации пропана и гелия в жидкости. Плотность газовой фазы вычислялась по уравнению состояния с использованием вторых вириальных коэффициентов.

На *рис. 3* представлены концентрационные зависимости поверхностного натяжения раствора пропангелий при трёх температурах. Видно, что добавление гелия практически не изменяет поверхностное натяжение раствора. Значения a^2 и о чистого пропана в пределах погрешности эксперимента совпадают с данными работы [4]. Измерения этих величин для раствора пропангелий проведены впервые. (1)

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В случае плоского межфазного слоя поверхностное натяжение в однокомпонентной двухфазной системе инвариантно относительно выбора разделяющей поверхности и однозначно определяется температурой. Производная $-d\sigma/dT$ является удельной избыточной энтропией s_s поверхностного слоя, если в качестве разделяющей поверхности выбрана эквимолекулярная разделяющая



Рис. 3. Концентрационная зависимость поверхностного натяжения раствора пропан–гелий при температурах: 1 – T=180 K, 2 – 210, 3 – 270.

поверхность. Величина s_s связана с избыточной поверхностной энергией u_s соотношением

$$u_s = \mathbf{\sigma} + s_s T = -T^2 \frac{d}{dT} \left(\frac{\mathbf{\sigma}}{T} \right). \tag{4}$$

С приближением к критической точке различия между сосуществующими фазами сглаживаются, толщина межфазной границы стремится к бесконечности, а значения σ , s_s , $u_s - \kappa$ нулю.

Температурные зависимости σ , s_s и u_s для диметилового эфира представлены на *рис.* 4. Полученные



Рис. 4. Поверхностное натяжение о, избыточные поверхностные энтропия s_e и энергия и_e диметилового эфира.

данные свидетельствуют о наличии точки перегиба на зависимости $\sigma(T)$ при $T \approx 190$ К. Такого характера температурной зависимости не наблюдается у конденсированных газов [1]. По-видимому, это связано с более широкой областью существования диметилового эфира в жидкой фазе. Для этого вещества отношение температуры тройной точки T_t к температуре критической точки T_c составляет 0.3, в то время как у инертных газов $T_t/T_c \approx 0.55$.

В точке перегиба зависимости $\sigma(T)$ избыточные поверхностные энтропия s_s и энергия u_s имеют максимум. Дальнейшее продвижение в область низких температур вдоль метастабильного продолжения линии фазового равновесия жидкость-газ связано с понижением s_s и u_s . При $T \rightarrow 0$, если метастабильное равновесие будет сохранено, должны выполняться условия $s_s \rightarrow 0$, $\sigma(0) = u_s(0)$, $d\sigma/dT \rightarrow 0$, $du_s/dT \rightarrow 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение диметилового эфира измерены в интервале температур от 120 до 270 К дифференциальным методом капиллярного поднятия. Полученные данные аппроксимированы уравнением (3), описывающим результаты измерений в пределах погрешности эксперимента. Определены избыточные поверхностные энтропия и энергия.

Впервые измерена капиллярная постоянная и определено поверхностное натяжение раствора пропан - гелий. Область исследованных параметров составляет по температуре 120 – 270 К, по давлению – от давления насыщения чистого пропана до 4 МПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-08-96039-р_Урал_а), Правительства Свердловской области и Программы совместных научных исследований УрО и ДВО РАН (проект № 12-С-2-1013).

Список литературы:

- Байдаков В.Г. Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. Екатеринбург: УИФ «Наука». 1994. 374 с.
- Lane J.E. Correction Terms for Calculating Surface Tension from Capillary Rise // J. Colloid Interface Sci. 1973. V. 42. N 1. P. 145-149.
 Wu J., Zhou Y., Lemmon E.W. An Equation of State for Thermody-
- Wu J., Zhou Y., Lemmon E.W. An Equation of State for Thermodynamic Properties of Dimethyl Ether // J. Phys. Chem. Rev. Data. 2011. V. 40. N 2. 023104 (16p).
- Байдаков В.Г. Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение пропана и изобутана в области низких температур // В кн. Теплофизические свойства метастабильных систем. Свердловск: УНЦ АН СССР. 1984. С. 68-71.
- Wu J., Liu Z., Wang F., Ren C. Surface Tension of Dimethyl Ether from (213 to 368) K // J. Chem. Eng. Data. 2003. V. 48. N 6. P. 1571-1573.
- Soares V.A.M., Almeida B.J.V.S., McLure I.A., Higgins R.A. Surface tension of pure and mixed simple substances at low temperatures // Fluid Phase Equilib. 1986. V. 32. N 1. P. 9-16.
- Schindler D.L., Swift G.W., Kurata F. More Low Temperature V-L Design Data // Hydrocarbon processing. 1966. V. 45. N 11. P. 205-210.
- Благой Ю.П. Исследование термодинамических свойств ожиженных газов и их растворов: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1970. 462 с.



УДК 536.244

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-7-03

ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ГАЗОПРОНИЦАЕМОГО ПОЛУПРОЗРАЧНОГО МАТЕРИАЛА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ КОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛОПОДВОДЕ

Бурка А.Л.¹, Емельянов А.А.¹, Синицын В.А.^{1, 2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

АННОТАЦИЯ

В предлагаемой статье рассматривается нестационарный теплообмен в газопроницаемом пористом кварце при наличии частиц, которые претерпевают фазовый переход второго рода. Оптические свойства частиц рассчитываются с учетом спектральных свойств и влияния концентрации. Изучено влияние переменности температуры окружающей среды и пористости материала на динамику распределения температуры в этих условия.

введение

Настоящее исследование направлено на решение фундаментальной научной проблемы изучения закономерностей сложного теплопереноса в полупрозрачных газопроницаемых средах с фазовыми переходами, содержащих мелкодисперсные частицы. В настоящее время все более возрастающее внимание уделяется использованию возобновляемых источников энергии, в частности, солнечной энергии, энергии тепловых отходов из вентиляционных систем, тепловых отбросов промышленных установок и др. В этом случае требуется преобразовать энергию и накопить ее во времени с увеличением объемной плотности. Для решения этой проблемы прежде всего необходимо, с одной стороны, исследовать процессы теплообмена в материале накопителя и, с другой стороны, разработать технологии получения композиционного материала накопителя. Важно использовать такие компоненты, которые в процессе накопления тепла одновременно будут инициировать обратимые химические реакции с интенсивным выделением тепловой энергии, которая позволит существенным образом увеличить плотность аккумулированного тепла. Задачи изучения теплообмена в газопроницаемом материале, накапливающем тепловую энергию, являются чрезвычайно актуальными, что подтверждается наличием работ над ними в ведущих фирмах мира: аккумулирование отработанного низкотемпературного тепла отходов материалом в диапазоне температур от нуля до 150 ° С (302 ° F) с плотностью более 400kJ/Litre (тема: "Phase Change Materials " LG Chem Ltd. Korean); решение задачи сложного теплообмена при взаимодействии энергии солнца с композиционным материалом при наличии фазового перехода для усовершенствования солнечных тепловых преобразователей и топливных элементов (темы: "Novel Thermal Storage Material." "Generating Electricity from Waste Heat under 150°C" Osaka Gas Co, Ltd, Japan). B рамках указанной научной проблемы была создана физико-математическая модель нестационарного радиационно-кондуктивного теплообмена при наличии переноса массы и фазового перехода и проведено моделирование динамики теплового состояния материалов в условиях:

- фазового перехода в объеме материала;

- влияния мелкодисперсных частиц, распределенных в излучающей, поглощающей и рассеивающей среде;

- влияния процесса хемосорбции газа в порах на тепловое состояние газопроницаемого материала;

- наличия распределенных внутренних источников тепла и массы;

- влияние процесса механо-активации материала на тепло-массообмен и аккумулирование тепловой энергии в веществе.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Изучаемый материал представляет собой кварц, содержащий поры заполненные воздухом и частицы диоксида ванадия, в которых происходят фазовые превращения второго рода "диэлектрик-металл", с выделением тепла при охлаждении и поглощением тепла при нагревании

Теплообмен с окружающей средой происходит за счет излучения и конвекции. Рассматривается исследование процессов тепло- и массообмена в тонком газопроницаемом плоском слое в одномерном приближении в условиях, когда лучистый теплообмен сопоставим с теплопроводностью в твердом каркасе и конвекцией газа в порах. В условиях нагрева или охлаждения, в частицах двуокиси ванадия происходит фазовый переход "диэлектрик-металл" второго рода, который сопровождается хемосорбцией кислорода и изменением кристаллической структуры частиц. При этом происходит выделение или поглощение тепла в материале. Эти процессы можно смоделировать объемными источниками тепла и массы, которые вводятся в эффективную теплоемкость материала. Отсутствие больших градиентов давления в газе приводит к относительно медленной скорости фильтрации газа, а это позволяет предположить, что достигается тепловое равновесие между твердым каркасом и газом. Поставленная задача решается в следующем приближении: рассматриваемый материал представляет собой совокупность трех вложенных друг в друга континуумов. Компонентами этой совокупности являются континуумы воздуха в порах, кварца (каркас материала) и частиц двуокиси ванадия, внедренных в каркас. Теплофизические свойства континуальных компонент представляют собой эффективные свойства по отношению к соответствующим свойствам реального материала.

Фильтрация газа в материале моделируется как движение воздушной континуальной компоненты, которое характеризуется полем скоростей и полем удельных расходов.

Радиационный перенос в рассматриваемой системе происходит через твердый каркас и газ в порах. При моделировании радиационного переноса, учитывались процессы поглощения, испускания и рассеяния излучения. Предполагалось, что оптические свойства материалов зависят от длины волны.

Температурное поле в слое определяется из решений краевой задачи для уравнения энергии и системы уравнений переноса энергии излучения.

Уравнение энергии и граничные условия записываются в виде

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\lambda} (\frac{\partial \lambda}{\partial \xi} - \omega) \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = W(\theta), \quad 0 < \xi < 1, \quad \tau > 0 , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} - N_1 \theta = W_1, \quad \xi = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} + N_2 \theta = W_2, \quad \xi = 1 \tag{3}$$

$$\theta(\xi, 0) = \theta_0(\xi), \tag{4}$$

где

$$W(\theta) = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{L}{T_*} \frac{\partial E}{\partial \xi} \right], \qquad W_1 = \varepsilon_1 S(\theta^4 - \theta_1^{*4}) - N_1 \theta_1,$$
$$W_2 = \varepsilon_2 S(\theta_2^{*4} - \theta^4) + N_2 \theta_2,$$
$$\omega(\xi) = \frac{Lgc_g}{1 - P}, \quad \theta(\xi, \tau) = \frac{T}{T_*}, \quad \xi = \frac{x}{L}, \quad ,$$
$$S = \frac{T_*^3 \sigma L}{\lambda}, \quad \tau = \frac{t}{\rho c_p L^2}$$
(5)

$$\theta_{1} = T_{1} / T_{*}, \ \theta_{2} = T_{2} / T_{*}, \ \theta_{1}^{*} = T_{1}^{*} / T_{*}, \ \theta_{2}^{*} = T_{2}^{*} / T_{*},$$

$$N_{1} = \frac{\alpha_{1}L}{\lambda}, \ N_{2} = \frac{\alpha_{2}L}{\lambda}.$$
(6)

Удельный расход газа в порах рассчитывается из уравнения неразрывности [4], в котором учтена мощность внутреннего источника массы $m_{\rm v}$ за счет хемосорбции газа на поверхностях пор.

$$P\frac{dg}{d\xi} = Lm_{V}(\xi) \tag{7}$$

Теоретический расчет этой характеристики представляет собой отдельную сложную задачу, поэтому в данной работе были использованы экспериментальные значения *m*_V [1,2].

Дивергенция плотности потока излучения $\frac{\partial E}{\partial \xi}$

уравнении (1) определяется через спектральные интенсивности $I_{\nu}^{+}(\xi,\mu), I_{\nu}^{-}(\xi,\mu)$ и записывается в форме [3].

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = L \int_{\nu_1}^{\nu_2} \chi_{\nu} \left[4\pi I_{\rho\nu} - 2\pi \int_{0}^{1} (I_{\nu}^{+}(\xi,\mu) + I_{\nu}^{-}(\xi,-\mu)) d\mu \right] d\nu, \quad (8)$$

где $I_v^+(\xi,\mu), \ I_v^-(\xi,\mu)$ удовлетворяют следующей системе уравнений

$$I_{\nu}^{+}(\xi,\mu) = [I_{\nu}^{+}(0,\mu) + \frac{\chi_{\nu}L}{\mu} \int_{0}^{\xi} \exp(\frac{\beta_{\nu}Ly}{\mu}) I_{\mu\nu}(T) dy + \frac{\sigma_{\nu}L}{2\mu} \int_{0}^{\xi} \exp(\frac{\beta_{\nu}Ly}{\mu}) \int_{0}^{1} F^{+}(y,\mu') d\mu' dy] \cdot \exp(-\frac{\beta_{\nu}L\xi}{\mu}),$$
⁽⁹⁾

$$I_{\nu}^{-}(\xi,-\mu) = [I_{\nu}^{-}(1,\mu) + \frac{\chi_{\nu}L}{\mu}\int_{\xi}^{1} \exp(-\frac{\beta_{\nu}Ly}{\mu})I_{p\nu}(T)dy + \frac{\sigma_{\nu}L}{2}\frac{L}{\mu}\int_{\xi}^{1} \exp(-\frac{\beta_{\nu}Ly}{\mu})\int_{0}^{1}F^{-}(y,\mu')d\mu'dy] \cdot \exp(\frac{\beta_{\nu}L\xi}{\mu}),$$
(10)

$$F^{+} = p(\mu,\mu')I_{\nu}^{+}(\nu,\mu') + p(\mu,-\mu')I_{\nu}^{-}(\nu,\mu'), \qquad (11)$$

$$F^{-} = p(-\mu,\mu')I_{\nu}^{+}(\nu,\mu') + p(-\mu,-\mu')I_{\nu}^{-}(\nu,\mu')$$
(12)

Уравнения (9), (10) является формальным решением уравнения переноса излучения [3].

Используя функцию Грина, краевая задача (1)-(4) сводится к нелинейному интегральному уравнению следующего вида

$$\theta(\xi,\tau) = G(\xi,0)W_{1}(\tau) - G(\xi,1)W_{2}(\tau) + \\ + \int_{0}^{1} W(\theta)G(\xi,z)dz$$
(13)

Для численного решения уравнения (13) используется итерационный метод Ньютона-Канторовича [6].

Таким образом, краевая задача (1)-(4), описывающая комбинированный теплообмен теплопроводностью, конвекцией и излучением в полупрозрачных газопроницаемых средах сводится к нелинейному интегральному уравнению (13) относительно безразмерной температуры $\theta(\xi, \tau)$, которая решается на каждом шаге по времени итерационным методом.

В настоящей работе предлагается расчетноэкспериментальное исследование механизма накопления тепловой энергии с высокой удельной плотностью в объеме газопроницаемого материала. Характерными особенностями таких материалов является развитая поверхность пор и, как следствие, их высокая газовая реакционная способность. Состав и количество адсорбированных газов определяются, в первую очередь, природой материала, дисперсностью и условиями его приготовления. Особый интерес представляют системы частиц двуокиси ванадия. Известно, что нестехиометрические оксиды VO_{2-х} состоят из большого ряда различных структур, называемых «фазами магнелли» (фаз с переменной валентностью). В этих структурах решеточный кислород слабо связан и может быть хемодесорбирован при довольно низких температурах, что приводит к изменению кристаллической решетки оксида. В свою очередь, изменение структуры кристаллической решетки на более устойчивую приводит к выделению большого количества энергии (тепла). Кроме того, фазовый переход «металл-диэлектрик» в этом соединении происходит без изменения агрегатного состояния, приводит к пространственному сдвигу кристаллической решетки и существенно усиливает процессы десорбции-адсорбции газа на поверхности пор, фазах переменной валентности с выделением или поглощением теплоты [2]. Структурные изменения с образованием новых капилляров, внутренних границ раздела фаз и новых фаз переменной валентности в частицах могут быть достигнуты с помощью механической активации материала. Представляет интерес исследование влияния механоактивации двуокиси ванадия в воздушной среде на важнейшую термодинамическую характеристику - эффективную теплоемкость получаемого материала. Эта характеристика отражает три способа накопления тепла в материале за счет решеточной теплоемкости, за счет поглощения тепла при хемосорбции кислорода в порах и перестройки кристаллической структуры вещества.

На рис.1 представлены экспериментальные данные по эффективной теплоемкости Видно, что с увеличением энергии активации происходит смещение максимума эффективной теплоемкости в область более высоких температур с одновременным существенным ростом его абсолютной величины. Экспериментальные данные по эффективной теплоемкости были использованы в численных расчетах для учета тепловыделения при хемосорбции газа в порах.

На основе численного расчета была проанализирована динамика температурного поля в слое в случае, когда температура окружающей среды зависит от времени. Это соответствует условию нестационарного конвективного теплоподвода в слой из окружающей среды. На рис. 2 представлены результаты численного расчета температурного поля в слое при постоянной (сплошные кривые) и линейно возрастающей со временем температуре окружающей среды (штриховые кривые). Рост конвективного теплового потока к поверхности приводит к значительному увеличению уровня температуры в области прилегающей к холодной границе. Анализ результатов расчета показал слабое влияние излучения от внешнего источника в рассмотренном температурном диапазоне.



Рис.1. Эффективная теплоемкость двуокиси ванадия при различных величинах активации



Рис.2 Динамика температурного поля в материале при переменной температуре окружающей среды

Влияние пористости материала можно заметить на рис.3. Видно, что с увеличением пористости происходит увеличение скорости нагрева. Это проявляется в высоком уровне температуры в данный момент времени и в большей неизотермичности высокопористых материалов (P = 0.8). Материал с низкой пористостью (P = 0.6) нагревается значительно медленнее, а перепад между начальным и текущим распределениями температуры невелик. Этот эффект может быть объяснен влиянием излучения на тепловое состояние газопроницаемого материала. Тепловое излучение при рассеянии на порах, быстро проникает глубоко в высокопористый материал, а поглощение излучения в относительно тонких стенках пор и в воздухе в порах невелико, поэтому высокопористый материал нагревается быстрее, чем материал с низкой пористостью. Тот же эффект оказывает конвективный теплообмен через поры.



Рис. 3 Влияние пористости на динамику температурного поля в материале

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена постановка задачи, учитывающая радиационно-конвективный тепло-массоперенос в полупрозрачном газопроницаемом материале с фазовым переходом при теплообмене его с окружающей средой излучением и конвекцией. Экспериментальные результаты по измерению теплоемкости механоактивированных порошков использованы для учета внутреннего тепловыделения за счет фазового перехода. Проведен расчет нестационарного температурного поля в плоском слое материала и выяснено влияние пористости и переменности температуры окружающей среды на динамику температурного поля.

Результаты, полученные при исследовании накопления тепла механо-активированными полупрозрачными материалами, могут быть использованы при создании тепловых аккумуляторов.

Список литературы:

- 1. Бурка А. Л., Емельянов А. А. и Синицын В.А. // "Теплообмен в газопроницаемом материале с теплоаккумулирующую свойствами," Промышленная теплотехника.Т. 33, № 3, 2008, С. 11–15.
- Burka A. L., Emelyanov A. A., and SinitsynV. A., // "Heat mass transfer in a semi- transparent gas-permeable material, "J. Thermophysics Heat Transfer. Vol 26, No.1, 2012, Pp. 181–185.
- 3. Оцисик, / "Сложный теплообмен". Москва: Мир, 1976, С.616.
- 4. Лойцянский Л. Г. / Механика жидкости и газа. Москва, Наука, 1979, С. 869–870.
- 5. Бурка А. Л., Емельянов А. А. // "Исследование радиационнокондуктивного теплообмена в полупрозрачных композитных частиц микросфер, " Инженерно-физический журнал. Т.85. № 1, 2012, С.151–157.
- Канторович Л. В., // "О методе Ньютона, Труды Математического института АН СССР. Т. 28, 1949, С. 117 – 127.



УДК 536.423

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №7-01

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ПЕРЕГРЕВ И КАВИТАЦИОННАЯ ПРОЧНОСТЬ ФРЕОНА 113 С ДОБАВКАМИ ГЕКСАДЕКАНА И ПЭС-4

Виноградов В.Е., Павлов П.А.

Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследовано влияние гексадекана и полиэтилсилоксановой жидкости (ПЭС-4) на предельный перегрев и кавитационную прочность фреона 113 в интервале температур от комнатной до 170 °С и давлений от атмосферного до -14 МПа. Показано, что при атмосферном давлении и растяжениях до -2МПа малые добавки высокотемпературных теплоносителей повышают температуру предельного перегрева фреона. При больших растяжениях кавитационная прочность фреона снижается при растворении в нем гексадекана и ПЭС-4.

введение

Жидкости, как и твердые тела, способны выдерживать значительные растяжения. Предельная прочность жидкостей на разрыв аналогично предельному перегреву определяется теорией гомогенной нуклеации[1]. Теория предполагает образование паровых каверн в жидкости за счет термодинамических флуктуаций. В реальных условиях в жидкости всегда имеются неоднородности, являющиеся зародышами новой фазы. Их природа не всегда ясна и полностью избавится от них практически невозможно. Поэтому даже в самых чистых экспериментах по гомогенному зародышеобразованию всегда присутствклад гетерогенного вует зародышеобразования. Уменьшить влияние центров гетерогенного зародышеобразования можно путем уменьшения объема испытываемого образца и увеличения скорости перевода жидкости в метастабильное состояние. Особенно это относится к растянутой жидкости. Радиус критического пузырька в перегретой и растянутой жидкости определяется выражением:

$$r_K = 2\sigma/(p''-p'), \qquad (1)$$

где σ – поверхностное натяжение, p'' - давление в пузырьке, p' - давление в жидкости. Поскольку при низких температурах p' мало, размер критических зародышей уменьшается почти линейно с ростом величины отрицательного давления. Если высокие перегревы при положительных давлениях удается реализовать экспериментально в квазистатических условиях, то растянуть жидкость до теоретических значений можно только в опытах с быстрым растяжением и нагревом[2].

Ранее было показано, что при импульсном растяжении перегретой жидкости достигаются растяжения близкие предсказываемым теорией гомогенной нуклеации[2,3]. Однако при понижении температуры и увеличении растяжения нарастает расхождение между теорией и экспериментом. В большей степени это характерно для жидкостей со сложными молекулами, имеющих высокие критические температуры и низкие критические давления. Было обнаружено, что относительная величина расхождения теории и эксперимента нарастает с ростом числа атомов в молекуле исследуемой жидкости[4]. Одной из причин такой зависимости может быть тот факт, что при больших отрицательных давлениях жидкостей с большими молекулами размер критического пузырька в них становится сопоставим с размерами молекул. Так, например, для гексадекана (C₁₆H₃₄) при комнатной температуре и отрицательном давлении 10 МПа радиус критического пузырька $r_K \approx 4 \mu M$, а длина молекулы ~1.5 нм. Кроме того кавитационные пузырьки при комнатной температуре для жидкостей кипящих при всоких температурах практически пустые.

В данной работе исследовано влияние высокомолекулярных жидкостей на предельный перегрев и кавитационную прочность жидкости, имеющей сравнительно низкую критическую температуру в области температур, где предельные растяжения этой жидкости близки к расчетам по теории гомогенной нуклеации.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В работе использовался метод импульсного перегрева жидкости в волне отрицательного давления.

Исследуемая жидкость помещается в цилиндрическую рабочую камеру из нержавеющей стали диаметром 50 мм, высотой ~90 мм. Объем заливаемой в камеру жидкости составляет ~ 80 см³ (рис.1).

Свободный объем над поверхностью жидкости заполнен смесью паров исследуемой жидкости и воздуха при атмосферном давлении. В верхней крышке и боковых стенках камеры имеются окна для наблюдения, фотографирования и ввода датчиков температуры и давления. Дном камеры служит дюралевая мембрана толщиной 0.8 мм, к которой с внешней стороны прижата плоская спиральная катушка. При разряде малоиндуктивного высоковольтного конденсатора на катушку дюралевая мембрана создает в жидкости импульс давления длительностью 3 мкс и амплитудой до 20 МПа. Импульс давления со скоростью звука движется от мембраны к свободной поверхности жидкости. При отражении от нее он инвертируется в импульс отрицательного давления[5].

Перед началом опытов установка калибруется с помощью импульсного датчика давления. Окончательная погрешность измерения давления не превышает 5%. Жидкость в камере обезгаживалась путем откачки газов вакуумным насосом через вентиль 7.



Рис.1. Блок-схема установки. 1-платиновая проволочка, 2 – жидкость, 3 - корпус камеры, 4 – дюралевая мембрана, 5 – плоская катушка, 6- генератор электрических импульсов, 7 - запорный вентиль, 8 - генератор, синхронизирующий импульсы нагрева и давления, 9 - блок нагрева проволочки, измерения температуры и выделения сигнала вскипания, 10 - 4-х канальный осциллограф.

Кавитационная прочность жидкости при комнатной температуре определялась путем фотографирования зоны кавитации. В этом случае вместо крышки с проволочкой в верхней части камеры устанавливалось стеклянное окно, а над ним фотоаппарат. Время экспозиции задавалось импульсным источником света длительностью менее 1 мкс. Зона кавитации освещалась через боковое окно. Соответственно фотографирование осуществлялось в отраженном свете. Начало кавитационного разрыва сопровождалось появлением светлого пятна, представляющего собой облако мелких кавитационных пузырьков(рис.2.). Частота нуклеации достигала значений $J = 10^{12} \cdot 10^{14}$ м⁻³с⁻¹. В опытах при высоких температурах жидкость нагревалась на поверхности платиновой проволочки, диаметром 20 мкм и длиной 8-10 мм, погруженной в исследуемую жидкость на глубину 3-5 мм. Включенная в мостовую схему проволочка нагревалась импульсами тока длительностью 20-25 мкс. Проволочка являлась одновременно датчиком температуры и индикатором начала кавитации на ее поверхности. Импульсы нагрева и давления синхронизировались таким образом, чтобы кавитация наступала в момент прохождения максимума волны отрицательного давления. Начало кавитации на проволочке создавало температурное возмущение на зависимости температуры проволочки от времени T(t), которое являлось индикатором начала кавитации. С

помощью этой методики частота нуклеации в опытах достигала 10^{25} м⁻³c⁻¹[2,3].



Рис.2.Кавитационный разрыв в фреоне113 при комнатной температуре. 1- p= -8.0 МПа, 2 – p=-13.4 МПа.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были получены зависимости температуры предельного перегрева T_{Π} (р) фреона 113(C₂F₃Cl₃, критическая температура - T_C=214.1 ^оС, критическое давление - p_C=3.48 МПа) с добавками до 5% гексадекана (C₁₆H₃₄, 50 атомов в молекуле, T_C=452 ^oC, p_C=1.4 МПа) и политэтилсилксановой жидкости (ПЭС-4, ~80 атомов в молекуле, T_C=522 ^oC, p_C=0.63 МПа) от давления в области давлений от атмосферного до -12 МПа. Результаты опытов показаны точками на рис.3,4. Штриховыми линиями на рисунках показаны расчеты предельного перегрева фреона 113 по формулам теории гомогенной нуклеации[1,6].

Согласно теории гомогенной нуклеации число пузырьков, флуктационно рождающихся в единицу времени в единице объема растянутой жидкости пузырьков, определяется выражением [1].

$$J = J_0 \exp\left(-W_K / k_B T\right), \qquad (2)$$

где W_{K} - работа образования критического зародыша, k_{B} - постоянная Больцмана, J_{0} – кинетический множитель, учитывающий динамику роста критического пузырька.

Для работы образования критического пузырька имеем [1]:

$$W_{K} = \frac{4}{3}\pi\sigma r_{K}^{2}, \qquad (3)$$

В области отрицательных давлений вдали от критической температуры кинетический коэффициент определяется вязкостью [1]:

$$J_0 = \frac{N_1 r_K}{2\eta} \sqrt{k_B T \sigma}$$
(4)

где η – вязкость жидкости, N_I – количество молекул в единице объема жидкости.

Для фреона наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории вплоть до растяжений -4 МПа. Для растворов полного расчета теоретических кривых не проводилось ввиду отсутствия данных по теплофизическим свойствам. Качественные оценки показали, что теоретические кривые $T(p)_{x,J}$ для исследованных растворов должны сдвигаться в область более высоких температур при увеличении концентрации высококипящего компонета.



Рис.3. Температура предельного перегрева фреона 113 с добавками гексадекана. Сплошная линия - линия фазового равновесия жидкость-пар фреона 113, штриховая линия – граница предельных перегревов фреона 113, рассчитанная по теории гомогенной нуклеации. Точки –эксперимент:1-фреон113, 2 – 2,5% гексадекана в фреоне,3- 5% гексадекана в фреоне. С – термодинамическая критическая точка фреона 113.



Рис.4. Температура предельного перегрева фреона 113 с добавками ПЭС-4. Сплошная линия - линия фазового равновесия жидкость-пар фреона 113, штриховая линия – граница предельных перегревов фреона 113, рассчитанная по теории гомогенной нуклеации. Точки –эксперимент:1-фреон113, 2 – 2,5% ПЭС-4 в фреоне,3- 5% ПЭС-4 в фреоне. С – термодинамическая критическая точка фреона 113.

Такая зависимость наблюдается в экспериментах при атмосферном давлении и небольших (до -2 МПа) отрицательных давлениях. Температура предельного перегрева при этом повышается с ростом концентрации высококипящих компонент, что находится в полном согласии с теорией гомогенной нуклеации[6].







c)

Рис.5. Кавитация в фреоне с 113 с добавками гексадекана при комнатной температуре.а - чистый фреон, b- раствор 2.5% гексадекана в фреоне, с – раствор 5% гексадекана в фреоне. 1- р= -8.0 МПа, 2 – р=-13.4 МПа.

При растяжениях выше -3 МПа температура предельного перегрева фреона снижается при растворении в нем высокотемпературной жидкости. Этот результат противоречит теоретическим оценкам. В эксперименте наблюдается активация центров кипения и кавитации добавками жидкостей кипящих при более высоких температурах чем основная компонента.

Выполнено фотографирование области кавитации исследованных растворов при комнатной температуре. Результаты приведены на рис.5 и 6. Было обнаружено, что отдельные кавитационные пузырьки появляются в объеме жидкости только при растяжениях более -5 МПа, количество которых увеличивается с ростом растяжения. Для фреона 113 при растяжениях более -13 МПа отдельные кавитационные пузырьки сливаются в сплошную кавитационную полость. Это значение заметно ниже расчета по теории гомогенной нуклеации, которое

a)





c)

но, нарастающей ролью центров гетерогенной нуклеации. Добавки жидкостей с большими молекулами в жидкость с сравнительно простыми молекулами активирует центры кавитации гетерогенной природы.

Список литературы:

1. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.

2. Виноградов В.Е., Павлов П.А. Граница предельных перегревов нгептана, этанола, бензола и толуола в области отрицательных давлений// ТВТ. 2000. Т.38. №3. С. 402-406.

3. Vinogradov V.E., Pavlov P.A., Baidakov V.G. Explosive cavitation in super heated liquid argon// J.Chem.Phys. 2008.V.128. N.23. 234508(5 pages).

4. Vinogradov V.E. and Pavlov P.A. Cavitation Strength of Liquids with Large Molecules//Int. J. Mod. Phys. B.2013. V.27. N 24.1350128 (10 pages).

5. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели.-Новосибирск: Издательство СО РАН, 2000. 435 с.

6. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии /Скрипов В.П., Синицын Е.Н., Павлов П.А. и др. М.: Атомиздат, 1980.208 с.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН № 2 при поддержке УрО РАН (проект №12-П-2-1008) и при финансовой поддержке РФФИ, грант№12-08-00117а.



Рис.6. Кавитация в фреоне с 113 с добавками ПЭС-4. а - чистый фреон, b- раствор 2.5% ПЭС-4 в фреоне, с – раствор 5% ПЭС-4 в фреоне.1- p= -8.0 МПа, 2 – p=-11.0 МПа.

достигает -18 МПа. Добавки ПЭС-4 и гексадекана увеличивают плотность центров кавитации и снижают кавитационную прочность фреона 113.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования выявили неоднозначный характер влияния малых добавок высококипящих жидкостей на предельный перегрев и кавитационную прочность фреона 113. Согласие экспериментальных результатов с теоретическими расчетами по формулам теории гомогенной нуклеаци при положительном давлении и при растяжениях до -2 МПа дает основание предположить, что в этой области давлений вскипание перегретой и растянутой жидкости обусловлено преимущественно центрами гомогенной нуклеации. Значительное расхождение теории и эксперимента при больших отрицательных давлениях,видимо, вызва-



УДК 541.11

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-7-13

РАСЧЕТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИ НАГРЕВАНИИ СИСТЕМЫ РАДИОАКТИВНЫЙ ГРАФИТ-ПАРЫ ВОДЫ

Кобелев А.М.¹, Барбин Н.М.^{1,2}, Терентьев Д.И.¹, Алексеев С.Г.¹

¹Уральский институт ГПС МЧС России, 620062, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 22

²Уральский государственный аграрный университет, 620075, Россия, Екатеринбург, ул. К. Либкнехта, 42

АННОТАЦИЯ

Методом термодинамического моделирования изучено поведение радионуклидов при нагревании радиоактивного графита в парах воды.

введение

По уран-графитовой схеме были сделаны первые экспериментальные и промышленные реакторы, а также реакторы для АЭС. В том числе реактор первой в мире АЭС был уран-графитовым (Реактор АМ). На сегодняшний день в нашей стране эксплуатируется 10 атомных электростанций (в общей сложности 33 энергоблока установленной мощностью 25,2 ГВт), которые вырабатывают около 16% всего производимого электричества, при этом в Европейской части России доля атомной энергетики достигает 30%, а на северо-западе — 37%. Организационно все АЭС являются филиалами ОАО «Концерн «Росэнергоатом» (входит в состав подконтрольного госкорпорации «Росатом» ОАО «Атомэнергопром»), который является второй в Европе энергетической компанией по объему атомной генерации, уступая лишь французской EDF, и первой по объему генерации внутри страны[1].

На сегодняшний день выведены из эксплуатации 5 энергоблоков (уран-графитовый реактор №1 Обнинской АЭС, водографитовые реакторы №1,2 Белоярской АЭС, легководные реакторы №1,2 Нововоронежской АЭС) и 1 водографитовый реактор Курской АЭС законсервирован[1].

В соответствии с действующими в РФ правилами вывод энергоблоков АЭС из эксплуатации предполагает после удаления ядерного топлива обеспечение мер, исключающих использование блока в качестве источника энергии и гарантирующих безопасность персонала, населения и окружающей среды[2].

На стадии подготовки энергоблока к выводу эксплуатации производится ряд мероприятий, включая:

1. удаление ядерного топлива из активной зоны реактора и помещений энергоблока АЭС;

2. удаление радиоактивных рабочих сред из оборудования и технологических систем;

3. удаление и переработку эксплуатационных радиоактивных отходов;

4. штатную дезактивацию оборудования, систем и строительных конструкций энергоблока[2].

Среди всей массы накопленных РАО отработанный графит занимает особое место. После длительного облучения графит не приобрел никаких свойств, которые могли бы ему создать область полезного применения. Поэтому облученный графит относится к категории неиспользуемых РАО и требует индивидуального подхода при выборе способов обращения с ним[3].

Реакторный графит применяется как конструкционный материал, а так же как замедлитель в уранграфитовых реакторах канального типа. Кроме того, реакторный графит используется в качестве блоков отражателя оболочек ТВЭЛов высокотемпературных газоохлаждаемых атомных реакторов[4].

В настоящее время предлагаются разные способы сжигания графита: традиционное; в кипящем слое; с помощью газового лазера, а также газификация графита с помощью перегретого водяного пара (пиролиз). По оценке специалистов, сжигание отработанного графита даст в итоге радиоактивные отходы, готовые для длительного захоронения, объемом 1...2 % от первоначального объема графита[3].

В данной работе [5] изучалось поведение радиоактивных элементов Am, Pu,U при горении реакторного графита в парах воды. Поведение радиоактивных элементов не отличается от поведения их нерадиоактивных изотопов. Исследования проводили методом термодинамического моделирования.

Термодинамическое моделирование заключается в термодинамическом анализе равновесного состояния системы в целом (полный термодинамический анализ) [6, 7].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Рассчитанные с применением программного комплекса TERRАтеплофизические характеристики системы радиоактивный графит-пары воды приведены в таблице №1.

Где: v – удельный объём, м³/кг; S – энтропия, кДж/(кг·моль); I – полная энтальпия, кДж/кг; U – полная внутренняя энергия, кДж/кг; М – число молей в системе, моль/кг; Ср – равновесная теплоемкость системы, кДж/(кг·K); ММд – молярная масса газовой постоянной, г/моль; Rg – газовая постоянная, кДж/(кг·K); Срд – теплоемкость газовой фазы, кДж/(кг·K); Ми – коэффициент динамической вязкости, (Па·с); Lt – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·K).

Программный комплекс TERRАявляется дальнейшим развитием пакета программ ASTRA[8,9].

Расчетные методы развиты на основе вариационных принципов термодинамики.

Экстенсивными термодинамическими параметрами системы, т.е. пропорциональными количеству или массе вещества в системе, являются объем V, энтропия S,

внутренняя энергия U, энтальпия I, энергия Гельмогольца F(F=U-TS), энергия Гиббса G(G=I-TS). Интенсивным термодинамическим параметром, т.е. не зависящим от количества или массы системы, является давление P.

Удельный объём равновесной системы в интервале температур 373-3273К увеличивается от 0,031 до 0,272 м³/моль.При повышении температуры возрастание происходит линейно, отклонений не наблюдается.

При увеличении температуры 373-700 удельная энтропия системы возрастает от 0,202 до 0,220 КДж/моль. При изменении температуры от 700 до 800К замедляется рост удельной энтропии, ее значение составляет примерно 0,220 КДж/моль. При дальнейшем росте температуры до 2800 К наблюдается ее возрастание до значения 0,273 КДж/моль. Рост температуры 2800-3273К приводит к уменьшению значения удельной энтропии до значения 0,261 КДж/моль.

Полная удельная энтальпия системы резко возрастает на 60,317КДж/моль в интервале температур 373-873К. При изменении температуры от 873 до 2373К наблюдается замедление ее роста на 72,825 КДж/моль. Дальнейшее повышение температуры 2373-3273К приводит к резкому возрастанию удельной энтальпии на 162,131 КДж/моль.

Удельная внутренняя энергия системы резко возрастает от -238,659 до -182,499 КДж/моль в интервале температур 373-873К. При дальнейшем увеличении температуры до 2373К наблюдается замедление роста удельной внутренней энергии системы от -182,499 до -122,146 КДж/моль. В интервале температур 2373-3273К наблюдается ее резкий рост на 154,648 КДж/моль.

Удельная равновесная теплоемкость системы резко возрастает от 0,034 до 0,038 кДж·моль/К в интервале температур 373-673К. При дальнейшем повышении температуры до 773К наблюдается ее уменьшение на значение 5,09·10⁻⁵ кДж·моль/К. В интервале температур 773-2573К наблюдается резкое возрастание удельной равновесной теплоемкости до значения 0,049 кДж·моль/К. Дальнейшее повышение температуры до 3273К приводит к резкому уменьшению удельной равновесной теплоемкости до значения 0,042 кДж·моль/К.

Удельная молярная масса газовой фазы резко уменьшается от 0,392 до 0,297 кДж·моль/К в интервале температур 373-873К. При увеличении температуры до 2173К удельная молярная масса практически не изменяется, при больших температурах происходит ее уменьшение до значения 0,186 кДж·моль/К.

Газовая постоянная представляет собой сложную кривую, которая преимущественно снижается на всем участке нагревания(373-3273К). Резкое ее уменьшение наблюдается на участке температур 2673-2973К на 9,598·10⁻⁵кДж·моль/К.

Удельная равновесная теплоемкость системы резко возрастает от 0,034 до 0,038 кДж·моль/К. в интервале температур 373-673К. При дальнейшем нагревании системы до температуры 773К происходит незначительный ее спад на значение 5,096·10⁻⁵ кДж·моль/К. В интервале температур 773-2573К происходит резкое увеличение удельной равновесной теплоемкости системы на 0,011 кДж·моль/К. Дальнейшее повышение температуры до 3273К приводит к резкому ее уменьшению до значения 0,042 кДж·моль/К.

Коэффициент динамической вязкости при нагревании до температуры 3273К возрастает линейно, в виде кривой от $1,32 \cdot 10^{-5}$ до $8,68 \cdot 10^{-5}$ Па·с, отклонений не наблюдается.

Коэффициент теплопроводности преимущественно возрастает от 0,033 до 0,492 Вт/м·К на всем участке нагревания (373-3273К). В интервале температур 373-673К наблюдается незначительное уменьшение скорости возрастания коэффициента теплопроводности на 0,048 Вт/м·К. При температурах 673-973К увеличение скорости возрастания коэффициента теплопроводности на 0,059 Вт/м·К. При нагревании системы свыше 2873К происходит увеличение скорости возрастания коэффициента теплопроводности на 0,090 Вт/м·К.

Удельное число молей в системе резко возрастает от 50,469 до 57,947 моль/кг в интервале температур 373-873К.

При нагревании системы от 873 до 2373К удельное число молей не меняется и составляет примерно 58,1моль/кг. При нагревании системы свыше 2373К происходит резкое увеличение удельного числа молей до 73,308моль/кг.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования было установлено что, теплофизические характеристики системы меняются с изменением состава конденсированной и газовой фазы.

Список литературы:

- Сайт электронный. Росатом: Производство электроэнергии, URL: http://www.rosatom.ru (дата обращения: 01.09.2014).
- Андрюшин И.А., Юдин Ю.А., Обзор проблем обращения с радиоактивными отходами и отработавшим ядерным топливом, Саров – 119 с.
- Цыганов А.А., Хвостов Е.А.,Комаров С.Г., Котляревский А.О., Павлюк А.О., Шаманин И.В., Нестеров В.Н. Проблемы утилизации реакторного графита оставленных промышленных уранграфитовых реакторов. // Известия Томского политехнического университета. 2007. №2. С. 94-98.
- Бескорованный Н.М., Калин Б.А., Платонов П.А. Конструкционные материалы ядерных реакторов. – М.: Энергоиздат, 1995.704 с.
- Кобелев А.М., Терентьев Д.И., Барбин Н.М., Алексеев С.Г., Опарин И.Д. Термодинамическое моделирования поведения урана, плутония и америция при горении радиоактивного графита в парах воды. //Техносфернаябезопасность.2014.№2.С 31-39. <u>URL:</u> uigps.ru/content/nauchnyy-zhurnal.
- Barbin N.M., Terentiev D.I., Alekseev S.G., Tuktarov M.A., Romenkov A.A. Modeling of radioactive graphite oxidation in molten salts. – Book of abstracts. The 33rd international symposium «Scientific basis for nuclear waste management». – St. Petersburg, 2009, p. 133.
- Barbin N.M., Terentiev D.I., Alekseev S.G., Tuktarov M.A., Romenkov A.A. Modeling of radioactive graphite oxidation in molten salts: computer experiment. – Material research society symposium proceeding, 2009, 1193, p. 359–366
- Ватолин Н.А., Моисеев Г.К., Трусов Б.Г. Термодинамическое моделирование в высокотемпературных системах. – М.: Металлургия, 1994. 352 с.
- Моисеев Г.К., Вяткин Г.П., Барбин Н.М. Применение термодинамического моделирования для изучения взаимодействия с участием ионных расплавов. – Челябинск: Изд-во ЮУрГУ, 2002.116 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица№1 Теплофизические характеристики системы радиоактивный графит-пары воды.

| 1 u | osinique (= 1 | i ensie quisi | i iceniie nap | antepnerma | | ридноикти | biibiii ipaq | пп пары в | оды. | | |
|------|---------------|---------------|---------------|------------|---------|-----------|--------------|-----------|---------|---------|---------|
| Т | V/M | S/M | I/M | U/M | Cp/M | MMg/M | Rg/M | Cpg/M | Mu | Lt | М |
| 373 | 3,1E-02 | 2,0E-01 | -2,4E+02 | -2,4E+02 | 3,5E-02 | 3,9E-01 | 8,3E+00 | 3,5E-02 | 1,3E-05 | 3,4E-02 | 5,0E+01 |
| 473 | 3,9E-02 | 2,1E-01 | -2,3E+02 | -2,4E+02 | 3,6E-02 | 3,9E-01 | 8,3E+00 | 3,6E-02 | 1,7E-05 | 4,5E-02 | 5,1E+01 |
| 573 | 4,7E-02 | 2,2E-01 | -2,3E+02 | -2,3E+02 | 3,8E-02 | 3,8E-01 | 8,3E+00 | 3,8E-02 | 2,1E-05 | 6,0E-02 | 5,1E+01 |
| 673 | 5,5E-02 | 2,2E-01 | -2,1E+02 | -2,1E+02 | 3,8E-02 | 3,5E-01 | 8,3E+00 | 3,8E-02 | 2,5E-05 | 8,2E-02 | 5,4E+01 |
| 773 | 6,4E-02 | 2,2E-01 | -1,9E+02 | -1,9E+02 | 3,8E-02 | 3,1E-01 | 8,3E+00 | 3,8E-02 | 2,8E-05 | 1,1E-01 | 5,7E+01 |
| 873 | 7,2E-02 | 2,2E-01 | -1,8E+02 | -1,8E+02 | 3,9E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 3,9E-02 | 3,2E-05 | 1,3E-01 | 5,8E+01 |
| 973 | 8,0E-02 | 2,3E-01 | -1,7E+02 | -1,8E+02 | 4,0E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,0E-02 | 3,5E-05 | 1,4E-01 | 5,8E+01 |
| 1073 | 8,9E-02 | 2,3E-01 | -1,7E+02 | -1,8E+02 | 4,1E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,1E-02 | 3,8E-05 | 1,6E-01 | 5,8E+01 |
| 1173 | 9,7E-02 | 2,4E-01 | -1,6E+02 | -1,7E+02 | 4,2E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,2E-02 | 4,1E-05 | 1,7E-01 | 5,8E+01 |
| 1273 | 1,1E-01 | 2,4E-01 | -1,6E+02 | -1,7E+02 | 4,2E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,2E-02 | 4,3E-05 | 1,8E-01 | 5,8E+01 |
| 1373 | 1,1E-01 | 2,4E-01 | -1,6E+02 | -1,6E+02 | 4,3E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,3E-02 | 4,6E-05 | 2,0E-01 | 5,8E+01 |
| 1473 | 1,2E-01 | 2,5E-01 | -1,5E+02 | -1,6E+02 | 4,4E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,4E-02 | 4,9E-05 | 2,1E-01 | 5,8E+01 |
| 1573 | 1,3E-01 | 2,5E-01 | -1,5E+02 | -1,6E+02 | 4,5E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,5E-02 | 5,1E-05 | 2,2E-01 | 5,8E+01 |
| 1673 | 1,4E-01 | 2,5E-01 | -1,4E+02 | -1,5E+02 | 4,6E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,6E-02 | 5,4E-05 | 2,4E-01 | 5,8E+01 |
| 1773 | 1,5E-01 | 2,5E-01 | -1,4E+02 | -1,5E+02 | 4,6E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,6E-02 | 5,6E-05 | 2,5E-01 | 5,8E+01 |
| 1873 | 1,6E-01 | 2,6E-01 | -1,3E+02 | -1,5E+02 | 4,7E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,7E-02 | 5,8E-05 | 2,6E-01 | 5,8E+01 |
| 1973 | 1,6E-01 | 2,6E-01 | -1,3E+02 | -1,4E+02 | 4,7E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,7E-02 | 6,1E-05 | 2,8E-01 | 5,8E+01 |
| 2073 | 1,7E-01 | 2,6E-01 | -1,2E+02 | -1,4E+02 | 4,8E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,8E-02 | 6,3E-05 | 2,9E-01 | 5,8E+01 |
| 2173 | 1,8E-01 | 2,6E-01 | -1,2E+02 | -1,3E+02 | 4,9E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,9E-02 | 6,5E-05 | 3,0E-01 | 5,8E+01 |
| 2273 | 1,9E-01 | 2,7E-01 | -1,1E+02 | -1,3E+02 | 4,9E-02 | 3,0E-01 | 8,3E+00 | 4,9E-02 | 6,7E-05 | 3,1E-01 | 5,8E+01 |
| 2373 | 2,0E-01 | 2,7E-01 | -1,0E+02 | -1,2E+02 | 4,9E-02 | 2,9E-01 | 8,3E+00 | 4,9E-02 | 6,9E-05 | 3,3E-01 | 5,8E+01 |
| 2473 | 2,1E-01 | 2,7E-01 | -9,8E+01 | -1,2E+02 | 5,0E-02 | 2,9E-01 | 8,3E+00 | 5,0E-02 | 7,1E-05 | 3,4E-01 | 5,9E+01 |
| 2573 | 2,1E-01 | 2,7E-01 | -8,9E+01 | -1,1E+02 | 5,0E-02 | 2,9E-01 | 8,3E+00 | 5,0E-02 | 7,4E-05 | 3,5E-01 | 5,9E+01 |
| 2673 | 2,2E-01 | 2,7E-01 | -7,8E+01 | -9,8E+01 | 5,0E-02 | 2,8E-01 | 8,3E+00 | 5,0E-02 | 7,6E-05 | 3,7E-01 | 5,9E+01 |
| 2773 | 2,3E-01 | 2,7E-01 | -6,4E+01 | -8,5E+01 | 4,9E-02 | 2,7E-01 | 8,3E+00 | 4,9E-02 | 7,8E-05 | 3,8E-01 | 6,0E+01 |
| 2873 | 2,4E-01 | 2,7E-01 | -4,7E+01 | -6,9E+01 | 4,9E-02 | 2,6E-01 | 8,3E+00 | 4,9E-02 | 8,0E-05 | 4,0E-01 | 6,2E+01 |
| 2973 | 2,5E-01 | 2,7E-01 | -2,6E+01 | -4,8E+01 | 4,8E-02 | 2,5E-01 | 8,3E+00 | 4,8E-02 | 8,2E-05 | 4,2E-01 | 6,4E+01 |
| 3073 | 2,6E-01 | 2,7E-01 | -1,3E+00 | -2,4E+01 | 4,6E-02 | 2,3E-01 | 8,3E+00 | 4,6E-02 | 8,3E-05 | 4,4E-01 | 6,6E+01 |
| 3173 | 2,6E-01 | 2,7E-01 | 2,7E+01 | 2,9E+00 | 4,4E-02 | 2,1E-01 | 8,3E+00 | 4,4E-02 | 8,5E-05 | 4,7E-01 | 6,9E+01 |
| 3273 | 2,7E-01 | 2,6E-01 | 5,7E+01 | 3,3E+01 | 4,2E-02 | 1,9E-01 | 8,3E+00 | 4,2E-02 | 8,7E-05 | 4,9E-01 | 7,3E+01 |



УДК 536.2

Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №7-04

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА ОТ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЯ

Пинчук В.А.

Национальная металлургическая академия Украины, 49600, Украина, Днепропетровск, пр. Гагарина, 4

АННОТАЦИЯ

Проведены экспериментальные исследования влияния степени метаморфизма исходного угля, размера угольных частиц, содержания минеральных примесей и водной фазы в водоугольном топливе на коэффициент теплопроводности топлива. Полученные экспериментальные данные обрабатывались путем комбинирования метода сравнения и численного решения обратной задачи теплопроводности. Как показали экспериментальные исследования, коэффициент теплопроводности водоугольного топлива существенно увеличивается по сравнению с углем и изменяется от 0,41 до 0,81 Вт/м·К, закономерно увеличиваясь с ростом температуры в исследуемом диапазоне 40-150 °С. Установлены зависимости влияния размера частиц угля и содержания минеральных примесей на коэффициент теплопроводности водоугольного топлива.

введение

По своим теплофизическим и теплотехническим свойствам водоугольное топливо - вид топлива, характеристики которого существенно отличаются от характеристик составляющих его веществ [1-3]. От теплофизических свойств топлива зависит выбор технологических решений, конструкций установок и агрегатов, показатели энергопотребления, режимы эксплуатации. С точки зрения технологий термической переработки наибольший интерес представляют данные о теплоемкости, тепло- и температуропроводности водоугольного топлива и их изменение в ходе термической переработки, так как этими свойствами, в значительной степени, определяются продолжительность, технологические параметры и энергетическая эффективность процесса. Поскольку при приготовлении водоугольного топлива можно использовать различные виды углей и отходов углеобогащения, механизм переноса теплоты и теплофизические свойства получаемых топлив весьма разнообразны [4-6].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЦЕЛИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Аналитическое описание зависимости коэффициента теплопроводности водоугольного топлива от параметров исходного сырья затруднительно из-за отсутствия физической модели, адекватной реальной структуре водоугольного топлива. Это является следствием специфических физико-химических свойств дисперсных систем, сложности структуры угля и видоизменения воды в слоях, прилегающих к поверхности частиц, а также поверхностных слоев самих частиц по сравнению со структурой исходного угля. Описанные особенности свидетельствуют о весьма сложном механизме переноса теплоты в водоугольных топливах и необходимости проведения исследований для определения теплофизических свойств водоугольного топлива и закономерностей протекания тепловых процессов в нем.

Физические экспериментальные методы определения коэффициента теплопроводности дают достаточно точные результаты, но при этом требуют значительных ресурсных и временных затрат, кроме того, возникают трудности с технической реализацией граничных условий, обусловленных теорией методов.

Существенно менее затратными являются методы определения теплофизических свойств материалов с помощью математического моделирования. Однако, в ходе математического моделирования приходится сталкиваться с недостатком информации, характеризующей различные физические параметры процесса. В связи с этим применяют обобщенные аналитические выражения и критериальные зависимости, описывающие тепловые процессы, что неизбежно приводит к отклонению математической модели от реального объекта моделирования, а, как следствие, приводит к существенным погрешностям при определении теплофизических свойств.

Поэтому в настоящее время достаточно актуальной задачей является разработка более совершенных методов определения коэффициентов теплопроводности, обеспечивающих простоту реализации, высокую точность и достаточное быстродействие. Одним из эффективных методов определения коэффициента теплопроводности является использование комбинации физического эксперимента и математического моделирования.

При проведении физического эксперимента предлагается использовать метод сравнения, различные вариации которого описаны в [5].

В качестве метода численного моделирования использовано решение обратной задачи теплопроводности путем многократного решения прямой задачи теплопроводности. При этом недостающая информация по граничным условиям, физическим параметрам и условиям протекания реального теплового процесса, определяется непосредственно в ходе проведения экспериментальных исследований на эталонном веществе и в последующем используется при математическом моделировании.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рамках поставленной задачи по определению значений коэффициента теплопроводности водоугольных топлив на базе кафедры промышленной теплоэнергетики Национальной металлургической академии Украины разработана экспериментальная установка. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1.



Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для определения теплофизических свойств водоугольного топлива: 1 – отсек для водоугольного топлива; 2 – нагреватель; 3 – охладитель; 4 - регулятор мощности; 5 – регулятор скорости вращении; 6 – термопары; 7 - аппаратноизмерительный комплекс; 8 – компьютер.

Экспериментальная установка состоит из измерительного участка и системы управляющих и регистрирующих приборов. Измерительный участок состоит из верхней, нижней частей корпуса, выполненных из нержавеющей стали, и нагревателя. Нагреватель выполнен из нихромовой проволоки, намотанной на массивный медный цилиндр, который теплоизолирован со всех сторон, кроме нижней части, контактирующей с верхней частью корпуса. Верхняя часть корпуса соединена с верхним термодиском, изготовленным из меди, и представляет собой неразбираемую в процессе эксплуатации конструкцию. Нижняя часть корпуса состоит из нижнего фланца и нижнего термодиска. Для уменьшения потерь теплоты через корпус отсек для водоугольного топлива и прилегающие к нему поверхности изолированы фторопластовой вставкой. В нагревателе, верхней и нижней частях корпуса установлены термопары. В собранном виде конструкция является герметичной и выдерживает давление до 3 МПа.

Опытный образец водоугольного помещается в специальный отсек 1. Тепловой поток, выделяемый нагревателем 2, проходит через опытный образец топлива и воспринимается охладителем 3. Мощность нагревателя регулируется с помощью регулятора 4 (максимальная мощность нагревателя составляет 300 Вт). Высокая теплопроводность корпуса нагревателя и наличие термодиска, изготовленного из меди, обеспечивают равномерное распределение температуры по поверхности, контактирующей с водоугольным топливом. Опытный образец водоугольного топлива плотно, без воздушных зазоров, прилегает к поверхностям верхней и нижней части корпуса. Охладитель 3 представляет собой вентилятор, прикрепленный к нижней поверхности корпуса, и имеющий возможность регулирования скорости вращения регулятором 5, что обеспечивает возможность выравнивания и поддержания необходимой температуры на охлаждаемой поверхности. Измерение температур на границах опытного образца осуществляется термопарами, уложенными через специальные отверстия, непосредственно в слое меди, контактирующей с образцом водоугольного топлива (позиция 6). Показания термопар передаются на аппаратно-измерительный комплекс 7, который позволяет контролировать, обрабатывать и выводить на экран компьютера 8 значения параметров в

режиме реального времени. Экспериментальная установка не привязана к конкретному виду водоугольного топлива и позволяет проводить исследования в широком диапазоне изменения характеристик исходного сырья.

В процессе физического эксперимента на водоугольном топливе фиксировалось распределение температурных полей. В процессе численного моделирования воспроизводились условия проведения эксперимента на водоугольном топливе, и распределение нестационарных температурных полей рассчитывалось многократно до момента достижения стационарного режима. Из полученного стационарного распределения температур выбирались значения температур в точках, соответствующих точкам установки термопар в экспериментальной установке. Расчетные и экспериментальные значения сравнивались, если отличие между ними превышало заданную погрешность, значение коэффициента теплопроводности изменялось, и расчет повторялся [7].

Для проверки адекватности используемого математического описания, а также для реализации метода сравнения, на экспериментальной установке проведены исследования по определению коэффициента теплопроводности эталонного вещества (в нашем случае воды). Расхождение полученных по математической модели данных с известными значениями коэффициента теплопроводности воды при различных температурах составило 1-3 %.

Экспериментальные исследования проводились для водоугольных топлив, полученных из углей разной стадии метаморфизма, отличающихся повышенным содержанием минеральных примесей. Результаты определения значений коэффициентов теплопроводности образцов водоугольных топлив предложенным методом комбинирования физического эксперимента и математического моделирования в диапазоне изменения температуры 40-150 °С приведены на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры для водоугольных топлив, полученных из углей различных марок: 1- водоугольное топливо из антрацита; 2водоугольное топливо из длиннопламенного угля; 3- водоугольное топливо из бурого угля.

Как показали экспериментальные исследования, коэффициент теплопроводности водоугольного топлива существенно увеличивается по сравнению с углем и изменяется от 0,41 до 0,81 Вт/м·К, закономерно увеличиваясь с ростом температуры в исследуемом диапазоне. Различия в полученных значениях коэффициента теплопроводности позволяют предположить, что на значение коэффициента теплопроводности водоугольного топлива оказывают влияние содержание водной фазы, степень метаморфизма исходного угля, содержание минеральных компонентов в нем.

Проведены экспериментальные исследования влияния количества минеральных примесей в водоугольном топливе на коэффициент теплопроводности топлива. Известно, теплопроводность органической массы угля значительно ниже теплопроводности минеральных примесей, и поэтому коэффициент теплопроводности углей увеличивается с возрастанием их зольности. С увеличением концентрации минеральных примесей возрастает плотность угля, что так же приводит к повышению коэффициента теплопроводности [4-9, 8]. Кроме того, в угле содержатся неравномерно распределенные различные микроэлементы, которые также могут влиять на коэффициент теплопроводности угля.

При проведении экспериментальных исследований использовались образцы водоугольного топлива с зольностью 1,5 % и образцы водоугольного топлива с зольностью 30,5 %. Размер угольных частиц во всех образцах топлива менее 200 мкм, содержание твердой фазы 62 %. Результаты экспериментальных исследований влияния содержания минеральных примесей на коэффициент теплопроводности водоугольного топлива, полученного из антрацита, в зависимости от температуры представлены на рис.3.



Рис. 3. Влияние содержания минеральных примесей на коэффициент теплопроводности водоугольного топлива: 1 – водоугольное топливо с зольностью 30,5 %; 2 – водоугольное топливо с зольностью 1,5 %.

Как видно из полученных данных, коэффициент теплопроводности водоугольного топлива с зольностью 30,5 %, в среднем, на 35-40 % выше, чем водоугольного топлива с зольностью 1,5 % в исследуемом диапазоне температур. Аналогичные зависимости получены и для образцов водоугольного топлива, полученного из углей других марок. Таким образом, при увеличении содержания минеральных примесей в водоугольном топливе на 10 % коэффициент теплопроводности топлива увеличивается на 12-14 %.

При определении теплопроводности большое значение имеет размер частиц в исследуемых водоугольных топливах – крупные частицы или измельченный в порошок уголь, что связано с условиями передачи тепла от частицы к частице, а также со свойствами среды, заполняющей свободные пространства между частицами угля.

Проведены экспериментальные исследования влияния размера частиц твердой фазы в водоугольных топливах, полученных из различных марок углей, на коэффициент теплопроводности топлива. При проведении экспериментальных исследований использовались образцы водоугольных топлив с размером угольных частиц менее 200 мкм и образцы водоугольных топлив с размерами угольных частиц 2-3 мм. Результаты экспериментальных исследований влияния размера угольных частиц на коэффициент теплопроводности водоугольного топлива на примере водоугольного топлива из антрацита представлены на рис.4.



Рис.4 Влияние размера угольных частиц на коэффициент теплопроводности водоугольного топлива

Как видно из полученных данных, коэффициент теплопроводности водоугольного топлива, содержащего угольные частицы размером менее 200 мкм, в среднем, на 15-20 % выше, чем при размере угольных частиц 2-3 мм в исследуемом диапазоне температуры. Аналогичная зависимость получена для водоугольного топлива из других марок угля.

При этом следует отметить, что для крупных кусков угля коэффициент теплопроводности выше, чем у дробленого угля. К примеру, для кусков угля средней степени метаморфизма, значение коэффициента теплопроводности составляет 0,21-0,23 Вт/м·К, а для засыпок угля при объемном весе его 800 г/дм³ коэффициент теплопроводности составляет 0,11-0,12 Вт/м·К. В среднем величина коэффициента теплопроводности для дробленого угля (класс < 3 мм) составляет около 55% от соответствующей величины для кусков [9].

Различное влияние степени измельчения на коэффициент теплопроводности у водоугольных топлив и углей вызвано свойствами среды, заполняющего свободные пространства между угольными частицами, поскольку коэффициент теплопроводности воды (λ =0,68 Вт/м·К), находящейся в водоугольном топливе, примерно в 25 раз больше теплопроводности воздуха, заполняющей пространства между частицами измельченного угля. Также это является следствием специфических физикохимических свойств дисперсных систем, к которым относятся и водоугольные топлива.

Практическое применение полученных результатов исследования теплофизических свойств водоугольных топлив может быть непосредственно связано с моделированием теплообменных процессов горения и газификации [10]., а также проектированием энергетического оборудования для термической переработки водоугольных топлив.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках поставленной задачи по определению значений коэффициента теплопроводности водоугольных топлив разработана экспериментальная установка. Экспериментальная установка не привязана к конкретному виду водоугольного топлива, позволяет проводить исследования в широком диапазоне изменения характеристик исходного сырья. Полученные экспериментальные данные обрабатывались путем комбинирования метода сравнения и численного решения обратной задачи теплопроводности

В результате экспериментальных исследований получена зависимость коэффициента теплопроводности от температуры для водоугольных топлив, полученных из углей различных марок. Как видно, коэффициент теплопроводности водоугольного топлива существенно увеличивается по сравнению с углем и изменяется от 0,41 до 0,81 Вт/м·К в зависимости от стадии метаморфизма, закономерно увеличиваясь ростом температуры в исследуемом диапазоне 40-150 °C. Экспериментально получена зависимость влияния размера частиц твердой фазы в водоугольных топливах на коэффициент теплопроводности топлива. Коэффициент теплопроводности водоугольных топлив, содержащих угольные частицы размером менее 200 мкм, в среднем, на 15-20 % выше, чем при размере угольных частиц 2-3 мм в исследуемом диапазоне температуры. Различное влияние степени измельчения на коэффициент теплопроводности у водоугольных топлив и углей вызвано свойствами среды, заполняющей свободные пространства между угольными частицами.

В результате экспериментальных исследований получена зависимость коэффициента теплопроводности водоугольного топлива от количества минеральных примесей в топливе. Как показали исследования, при увеличении содержания минеральных примесей в водоугольном топливе на 10 % коэффициент теплопроводности топлива увеличивается на 12-14 %.

Список литературы:

- Делягин Г.Н., Петраков А.П., Головин Г.С., Горлов Е.Г. Водные дисперсионные системы на основе бурых углей как энергетическое и технологическое топливо // Российский химический журнал. -1997.- №6.- С. 72-77.
- Пинчук В.А., Должанский А.М. Исследование электрических свойств водоугольных суспензий // Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика: Збірник наукових праць. – Випуск 5. – Дніпропетровськ: Нова ідеологія. - 2013. – с. 171-180.
- Ходаков Г.С. Водоугольные суспензии в энергетике // Теплоэнергетика. – 2007.- №1.- С. 35-45.
- Агроскин А.А. Теплофизика твердого топлива. М.: Недра, 1980. 256 с.
- Чиркин В.С. Теплопроводность промышленных материалов. М.: Машиностроение, 1957. – 172 с.
- Агроскин А.А. Физические свойства угля. М.: Металлургиздат, 1961. – 309 с.
- Пинчук В.А. Определение коэффициента теплопроводности водоугольного топлива методом комбинирования физического эксперимента и математического моделирования // Системні технології. Регіональний міжвузівський збірник наукових праць. – Випуск 3 (92). – Дніпропетровськ, 2014. – С. 66-76.
- Химия и переработка угля / [Липович В. Г., Калабин Г. А., Калечиц И. В. и др.] М. : Химия, 1988. 336 с.
- Аронов С. Г. Химия твердых горючих ископаемых / С. Г. Аронов, Л. Л. Нестеренко. - Х. : Изд-во при Харьковском университете, 1960. - 371 с.
- Пинчук В.А., Шарабура Т.А. Исследование и разработка режимов газификации водоугольного топлива// Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Выпуск№3(5) - Киев: «НПВК Триакон».– 2010.-С.192-195.



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №8-7-10

УДК 536.3+536.42

ОДНОФАЗНАЯ ЗАДАЧА СТЕФАНА В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОСТАНОВКЕ В ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ ИЗОТРОПНОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Слепцов С.Д.¹, Рубцов Н.А.¹, Саввинова Н.А.², Гришин М.А.³

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, 677000, Россия, Якутск, ул. Белинского, 58

³ Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

Проведено численное моделирование радиационнокондуктивного теплообмена с фазовым переходом первого рода в полупрозрачной, изотропно рассеивающей среде. В постановке задачи использована гипотеза о нулевом суммарном внешнем потоке энергии в процессе фазового перехода. Получены поля температур и результирующих радиационных потоков в широком интервале значений альбедо однократного рассеяния и двух значениях коэффициента отражения границ. Показано, с увеличением коэффициента отражения границ влияние альбедо рассеяния снижается, а процесс плавления в целом затягивается по времени.

введение

В работах [1] и [2] предложена новая постановка (модифицированная классическая) однофазной задачи Стефана, суть которой заключается в предположении, что тепловая энергия, выделяемая на поверхности жидкой фазы фронта фазового превращения за счет излучения, компенсируется потоком тепловой энергии испаряющегося вещества [3]. Данная постановка позволила избежать некоторых проблем общей постановки: высокий перегрев твердой фазы около поверхности плавления, ограничения задачи по оптическим свойствам границ, количественное расхождение полученных значений при малом изменении одного параметра [4].

В настоящей работе предлагается дальнейшее развитие модифицированной классической постановки однофазной задачи Стефана применительно учету в полупрозрачном слое процессов отражения излучения, а также изотропного рассеяния излучения.

постановка задачи.

В работе исследуется нагрев и последующее плавление бесконечного плоскопараллельного поглощающего (излучающего) и изотропно рассеивающего образца с альбедо однократного рассеяния ω , коэффициентом объемного поглощения излучения α и теплопроводностью λ (Рис. 1).



Решение краевой задачи включает в себя два этапа. Первый этап сводится к рассмотрению нестационарного радиационно-кондуктивного теплообмена в процессе нагрева серого полупрозрачного образца с плоскопараллельными границами излучением и конвекцией. На втором этапе, при достижении правой границей образца температуры плавления, $T(L(t),t) = T_f$, рассматривается непосредственно задача Стефана. Образующаяся при этом на границе жидкая фаза уносится в открытое пространство испарением (абляцией).

Границы плоского образца на первом этапе не поглощают, а только отражают и пропускают излучение. На втором этапе предполагаем, что правая, претерпевающая фазовый переход, граница меняет свои оптические свойства и становится поглощающей. Указанное предположение связано с ожидаемым ростом флуктуационных отклонений системы в области фронта фазового перехода, от состояния термодинамического равновесия [5, 6]. Оптические свойства границ удовлетворяют условию: $A_i + R_i + D_i = 1$, i = 1, 2, где A_i , R_i , D_i – значения полусферических коэффициентов поглощения, отражения и пропускания соответственно. При этом предполагается справедливость закона Кирхгофа, $A_i = \varepsilon_i$, где ε_i – степень черноты границ.

Положение границы раздела фаз L(t) определяется из решения краевой задачи, которое сводится к определению полей температур и плотностей потоков в слое твердой фазы переменной, от x = 0 до x = L(t), толщины (рис. 1). Таким образом, аблируемая поверхность, являясь фронтом фазового перехода, перемещается и, следовательно, температурное поле в слое оказывается функционалом времени и координаты, зависящей от времени, T = T(x(t), t). Уравнение сохранения энергии принимает вид:

$$c\rho\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x}\frac{dx}{dt}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x} - E\right).$$
 (1)

Здесь E = E(x,t) – плотность потока результирующего излучения в сечении *x* в момент времени *t*.

Граничные условия уравнения энергии (1), для второго этапа, в произвольный момент времени $t \ge 0$ записывается следующим образом [1, 2]:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x+\delta} + h_1 (T - T_1)\Big|_{x-\delta} = 0, \ x = 0$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x-\delta} - E_2 (x - \delta) = \rho \gamma \frac{\partial L}{\partial t}, \ x = L(t)$$
(2)

где $E_2 = E_2(L(t),t)$ – плотность потоков результирующего излучения на границе 2 ($x = L_0, L(t)$) в момент времени $t \ge 0$, $|E_i| = E_i(x-\delta) - E_i(x+\delta)$, i = 1, 2 – перепад значений плотностей потоков результирующего излучения на границах сопряжения слой-среда, $x \pm \delta$ – координата, бесконечно близко прилегающая к координате x; h_i – коэффициенты теплообмена с внешней средой; T_i – температура окружающей плоский слой среды; γ – скрытая теплота плавления; ρ – плотность при температуре фазового перехода T_f ; индексы i=1, 2 – соответствуют левой и правой средам (границам слояобразца).

Радиационная составляющая $E_2(x-\delta)$ – записывается с учетом процессов поглощения, собственного излучения и проницаемости границ [7]:

$$E_{2}(x-\delta) = (A_{2}+D_{2})E^{+}(x-\delta) - -D_{2}E^{*}(x+\delta) - \varepsilon_{2}n^{2}\sigma_{0}T_{f}^{4}, \quad x = L(t), \quad (3)$$

где *п* – показатель преломления среды.

Предполагается, что процесс фазового перехода на границе 2 не сказывается на ее оптических свойствах и потому \mathcal{E}_2 , D_2 , ω полагаем неизменным; кроме того, во втором уравнении системы (3) следует иметь ввиду, что $T(x) \equiv T_f$, x = L(t), t > 0.

При рассмотрении первого этапа (в уравнении (1) $\partial x/\partial t = 0$), радиационно-кондуктивного нагрева образца, граничные условия имеют вид:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x+\delta} + h_1 (T - T_1)\Big|_{x-\delta} = 0, \ x = 0$$
$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x-\delta} - h_2 (T_2 - T)\Big|_{x+\delta} = 0, \ x = L_0$$

Система уравнений (1) – (3) дополняется начальным условием

$$T(x,0) = f(x), L(0) = L_0.$$
 (4)

Радиационные граничные условия, записываемые относительно плотностей потоков эффективного излучения применительно к методу средних потоков, записываются следующим образом [7]:

$$E^{+}(x+\delta) = D_{1}\sigma_{0}T_{1}^{4} + \left\{1+\frac{1-R_{1}}{n^{2}}\right\}E^{-}(x+\delta), x = 0,$$

$$E^{-}(x-\delta) = \varepsilon_{2}n^{2}\sigma_{0}T^{4}(x,t) + D_{2}E^{*} + \left\{1-\frac{1-R_{2}}{n^{2}}-A_{2}\left(\frac{1+n^{2}}{n^{2}}\right)\right]E^{+}(x-\delta), x = L(t).$$
(5)

Здесь принято во внимание, что условие $A_i + R_i + D_i = 1$, записываемое для оптических свойств границ при внешнем (со стороны среды) облучении, выполняется и для условий внутреннего облучения границ, $A'_i + R'_i + D'_i = 1$. При этом в условиях квазиравновесного состояния излучающей системы можно полагать $A_i = A'_i$, а между D_i и D'_i использовать связь, вытекающую из условий оптической инвариантности потоков [7]

$$(1 - A_2' - R_2')n^2 = (1 - A_2 - R_2)n_0^2, n_0 = 1.$$
 (6)

Преобразование краевой задачи (1) – (4) к безразмерному виду связано с привлечением лагранжевых преобразований $\xi = x/L(t)$ [1]. Такая переменная позволяет фиксировать координату фронта фазового перехода в границах $0 \le \xi \le 1$, при этом сам фронт становится плоскопараллельным (метод выпрямления фронтов). Система уравнений (1), (2) и (4), с учетом (3) преобразуется к следующей рассматриваемой краевой задаче:

$$\frac{\partial\theta(\xi,\eta)}{\partial\eta} = \xi \frac{\dot{s}}{s} \frac{\partial\theta(\xi,\eta)}{\partial\xi} + + \frac{1}{s^2} \frac{\partial^2\theta(\xi,\eta)}{\partial\xi^2} - \frac{1}{sN} \frac{\partial\Phi(\xi,\eta)}{\partial\xi}, \quad 0 \le \xi \le 1, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \theta(0,\eta)}{\partial \xi} + sBi_1(\theta(0,\eta) - \theta_1) = 0, \qquad (8)$$

$$\frac{\partial \theta(1,\eta)}{\partial \xi} - \frac{s}{N} \left(\left(A_2 + D_2 \right) \Phi^+(1,\eta) - D_2 F^* - \varepsilon_2 n^2 \frac{\theta^4(1,\eta)}{4} \right) = \frac{s\dot{s}}{St}$$
(9)

 $\theta(\xi, 0) = f(\xi)$, s(0) = 1, $\theta(1, \eta) = 1$. (10) Здесь $\theta = T/T_f$, $\xi = x/L(t)$, $s(\eta) = L(t)/L_0$, $\eta = at/L_0^2$ – безразмерное время, $a = \lambda/(\rho c_p)$ – температуропроводность, $N = \lambda/(4\sigma_0 T_f^3 L_0)$ – радиационнокондуктивный параметр, $\Phi^{\pm}(\xi,\eta) = E^{\pm}(x,t)/(4\sigma_0 T_f^4)$ – безразмерная плотность потока излучения, $F^* = E^*/(4\sigma_0 T_f^4)$ – безразмерная плотность потока излучения, падающего на пластину с правой стороны, $Bi_i = h_i L_0/\lambda$ – число Био, $\dot{s} = ds/d\eta$ – скорость распространения фронта плавления, $St = T_f c_p/\gamma$ – число Стефана, σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана.

Входящие в уравнения (7) – (9) безразмерные плотности потоков излучения Φ^{\pm} , $\Phi = \Phi^{+} - \Phi^{-}$, определяются из решения уравнения переноса излучения в плоском слое излучающей и поглощающей среды с известным распределением температур по слою.

Широкие возможности, в смысле простоты решения и эффективности получения результатов, представляет модифицированный метод средних потоков [6]. В рамках этого метода уравнение переноса излучения сводится к системе двух нелинейных дифференциальных уравнений для плоского слоя полупрозрачной среды. Дифференциальный аналог уравнения переноса для полусферических потоков Φ^{\pm} с учетом изотропного рассеяния записывается в виде:

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ \Phi^{+}(\tau,\eta) - \Phi^{-}(\tau,\eta) \right\} + (1-\omega) \times \times \left\{ m^{+}(\tau)\Phi^{+}(\tau,\eta) - m^{-}(\tau)\Phi^{-}(\tau,\eta) \right\} = (1-\omega)n^{2}\Phi_{0}; \\ \frac{d}{d\tau} \left\{ m^{+}(\tau)l^{+}(\tau)\Phi^{+}(\tau,\eta) - m^{-}(\tau)l^{-}(\tau)\Phi^{-}(\tau,\eta) \right\} + (1-\omega) \left\{ \Phi^{+}(\tau,\eta) - \Phi^{-}(\tau,\eta) \right\} = 0.$$
(11)

Граничные условия (5) для системы уравнений (11) в безразмерных переменных записываются следующим образом:

$$\Phi^{+}(0,\eta) = A_{1}n^{2} \frac{\theta^{4}(0,\eta)}{4} + D_{1}\frac{\theta_{1}^{4}}{4} + \left\{1 - \frac{1 - R_{1}}{n^{2}}\right]\Phi^{-}(0,\eta);$$

$$\Phi^{-}(1,\eta) = A_{2}n^{2} \frac{\theta^{4}(1,\eta)}{4} + D_{2}F^{*} + \left\{1 - \frac{1 - R_{2}}{n^{2}} - A_{2}\left(\frac{1 + n^{2}}{n^{2}}\right)\right]\Phi^{+}(1,\eta).$$
(12)

Здесь $\Phi_0 = B_{\nu}/(4\sigma T_f^4)$ – безразмерная плотность равновесного излучения, B_{ν} – функция Планка излучения абсолютно черного тела, I – интенсивность излучения, μ – косинус угла между направлением распространения излучения и осью x, $\tau = \alpha \cdot L(t)/(1-\omega)$ – оптическая толщина слоя в момент времени t, ω –альбедо однократного изотропного рассеяния. Значения коэффициентов m^{\pm} , l^{\pm} определяются из рекуррентного соотношения, полученного с помощью формального решения уравнения переноса излучения [6].

Решения краевой задачи сводится к определению температуры $\theta(\xi,\eta)$ и плотностей потоков результирующего излучения $\Phi(\xi,\eta)$ в области $G = \{0 \le \xi \le 1,0;$

 $0 \le \eta \le \eta_1$, представляющий собой плоский слой твердой фазы. Положение фронта фазового перехода $s(\eta)$ меняется от 1 до 0. Краевая задача (7) – (10) решается конечно-разностным методом, нелинейная система неявных разностных уравнений – методом прогонки и итераций. При решении радиационной задачи используются итерации, на каждом шаге которых краевая задача (11) – (12) решается методом матричной факторизации. Быстрая сходимость такого метода решения позволяет получать результаты с высокой степенью точности.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ниже представлены результаты численного моделирования процессов нагрева образца из слоя полупрозрачного материала с физическими параметрами: $S_0 = 0,1$ м, $T_1 = 300$ К, $T_2 = 900$ К, $T_f = 1000$ К, $E^* = 200$ кВт/м²; теплофизические свойства материала близки к свойствам флюорита и составляют: $\rho = 2000$ кг/м³, $\lambda = 1$ Вт/(м·К), $a = 10^{-6}$ м²/с, теплоотдача от стен соответствует условиям при естественной конвекции $h_{1,2} = 8$ Вт/(м²·К); оптические параметры образца: показатель преломления n = 1,5, коэффициенты отражения $R_{1,2} = 0,1$ и 0,5, значения альбедо однократного рассеяния ω варьируются от 0 до 0,9. Степени черноты границ на первом этапе равны $\varepsilon_{1,2} = 0,1$.

Ниже представлены результаты решения задачи применительно к определению кинетики температурных полей (Рис. 2) в слое полупрозрачного материала с постоянными значениями коэффициентов отражения $R_{1,2} = 0,1$ и различными значениями альбедо однократного рассеяния $\omega = 0; 0,1; 0,5; 0,9$. Обращает на себя внимание монотонный характер температурных кривых по слою при нагреве (кривая 1), который сменяется на гладкую немонотонность в начале фазового перехода (кривая 2).



Рис. 2. Температурные распределения при разных значениях альбедо ω : a - 0, b - 0, 1, c - 0, 5, d - 0, 9 и коэффициенте отражения $R_{1,2}=0, 1(1 - начало процесса нагрева, 2 - начало$ плавления, <math>3 – конец плавления)

Переход в область высоких значений альбедо $\omega > 0,5$ (рис. 2с) при фиксированном значении коэффициента объемного поглощения α эквивалентен переходу в область значений оптических толщин $\tau_0 = 2 - 10$, при которых роль изотропного рассеяния оказывается определяющей. Это особенно заметно по характеру температурного распределения при $\omega = 0,9$ (Рис. 2d), отличающегося высокой степенью неизотермичности в начале фазового перехода.



Рис. 3. Рост температуры левой границы (а) и движение фронта фазового перехода (b) со временем при разных значениях альбедо ω

На рис. За представлена кинетика прогрева левой границы слоя, не испытывающей фазового превращения, свидетельствующая о тормозящей роли рассеяния, с учетом высвечивания, в прогреве левой границы пластины (t < 500 с) и ускоряющей указанный прогрев при фазовом превращении правой границы слоя (t > 500 с). Следует обратить внимание на линейный характер положения фронта фазового перехода (Рис. 3b), что свидетельствует о том, что фазовый переход осуществляется с постоянной скоростью. Такое обстоятельство, повидимому, связано с определяющей ролью скрытой теплоты фазового перехода, которая принимается неизменной в условиях рассматриваемой классической постановки задачи Стефана.



альбедо ω : a - 0, b - 0, l, c - 0, 5, d - 0, 9 и козффициенте отражения $R_{1,2}=0$, 5(1 - начало процесса нагрева, <math>2 - начало плавления, 3 - конец плавления)

На рис. 4 – 5 представлены результаты аналогичных расчетов, полученные в предположении, что коэффици-

енты отражения границ слоя принимают гипотетически высокие значения $R_{1,2} = 0,5$ при неизменных прочих условиях.

В этом случае, несмотря на существенное снижение уровня проникающего в пластину потока излучения, уровень температур пластины меняются слабо (Рис. 4). Это связано с возросшей ролью внутреннего отражения излучения, которая проявляется в характере распределения как при малых значениях альбедо рассеяния (Рис. 4а – 4с), так и при больших значениях (Рис. 4d). Затягивается процесс нагрева левой границы (Рис. 5а), а также всего процесса фазового превращения (Рис. 5b).



Рис. 5. Рост температуры левой границы (a) и движение фронта фазового перехода (b) со временем при разных значениях альбедо ω и коэффициенте отражения $R_{1,2}=0,5$

В целом, учет изотропного рассеяния излучения в рассматриваемой постановке задачи способствует выравниванию полей температур и потоков в пластине и создает, тем самым, условия квазистационарного температурного распределения в твердой фазе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана роль изотропного рассеяния в полупрозрачной твердой фазе в процессах ее радиационнокондуктивного нагрева и теплообмена с фазовым переходом 1-го рода на облучаемой границе слоя. Наиболее отчетливо это проявляется в кинетике температур левой границы слоя, где начало фазового перехода характеризуется инверсией распределения температур во времени.

Начало фазового перехода сопровождается переносом тепловой энергии к фронту фазового перехода со стороны твердой фазы, определяющей скрытую теплоту фазового перехода. При этом снижается, по абсолютному значению, уровень плотностей потоков результирующего излучения и, как следствие, уровень температур твердой фазы, прилегающей к левой «холодной» поверхности пластины за счет высвечивания тепловой энергии.

При увеличении оптической толщины слоя за счет больших значений альбедо рассеяния температурное распределение в слое с фазовым переходом приобретает характер температурного распределения в непрозрачном теплопроводном слое. Однако, при этом, время завершения цикла нагрев – фазовое превращение оказывается типичным для полупрозрачных сред и сопоставимым с результатами, полученными в [8] для условий непроницаемого для излучения, абсолютно черного фронта фазового перехода. При этом влияние альбедо рассеяния проявляется слабо. Более существенное влияние оказывает рост отражательной способности фронта, снижающий уровень потоков, проникающих в твердую фазу и затягивающий, тем самым, процесс фазового перехода.

Результаты решения, полученные в рамках классической однофазной задачи Стефана, предполагающей равновесные условия поддержания жидкой фазы при постоянной температуре, могут быть классифицированы как результаты, полученные в условиях слабого теплоотвода, при котором, в процессе фазового перехода, жидкая фаза находится в изотермических условиях (среда, формирующая жидкую фазу является диатермической по отношению к внешнему источнику облучения, либо эффективно отдающей тепло за счет испарения), а твердая фаза находится в условиях квазистационарного, *s*образного, температурного распределения, типичного для слоя с фиксированной температурой на правой границе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-08-00154а.

Список литературы:

 Рубцов Н.А., Слепцов С.Д. Моделирование радиационно-кондуктивного теплообмена в слое полупрозрачной среды в приближении классического решения однофазной задачи Стефана // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, №3. С. 475-483.

- Рубцов Н.А., Слепцов С.Д. Решение классической однофазной задачи Стефана в модифицированной постановке для полупрозрачных сред // Прикладная Механика и техническая физика. 2013. №3. С. 106-113
- Мейрманов А.М. Задача Стефана. Новосибирск: Наука, Сиб. Отд-ние, 1986.
- Рубцов Н.А., Саввинова Н.А., Слепцов С.Д. Численное моделирование однофазной задачи Стефана в слое с прозрачными и полупрозрачными границами // Прикладная Механика и техническая физика. 2006. Т. 47. №3. С. 84-91.
- Квасников И.А. Молекулярная физика. М.: «Эдиториал УРСС». 1998. 232 с.
- Рубцов Н.А., Тимофеев А.М., Саввинова Н.А. Комбинированный теплообмен в полупрозрачных средах. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 2003. 197 с.
- 7. Рубцов Н.А. К анализу процессов нагрева и плавления слоя полупрозрачного материала // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 4. С. 521–531.
- Le Dez V., Yousefian F., Vaillon R., Lemonnier D. and Lallemand M. Problem de Stefan direct dans un milieu semitransparent gris // J. Phys. III France. — 1996. — Vol. 6. — P. 373 – 390



Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад №7-07

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСПОЛОЖЕНИЯ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ НА УСЛОВИЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ РЕАКЦИИ В ПРОЗРАЧНОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Чумаков Ю.А.¹, Князева А.Г.²

¹ ИФПМ СО РАН, 634055, Россия, Томск, пр. Академический, 2/4

² ТПУ, 634034, Россия, Томск, пр. Ленина, 30,

АННОТАЦИЯ

УДК 535.21, 535.233

Предложена и теоретически исследуется сопряженная модель инициирования реакции в прозрачном энергетическом материале с включением под действием лазерного излучения. Показано, что положение частиц относительно облучаемой поверхности очень сильно влияет на градиенты температуры фаз и концентрацию реагента, зону прогрева и реакции при длительных временах воздействия внешнего источника.

введение

В настоящее время лазерное излучение применяются для обработки поверхностей материалов различных классов и назначений. Одно из возможных практических приложений лазеров является инициирование реакции в энергетических материалах, в том числе взрывчатых, поскольку большинство подобных веществ имеют низкую теплопроводность, что и создает проблему для инициирования реакции при традиционном нагреве. Для преодоления этой проблемы в энергетический материал вводят частицы (металлов, оксидов металлов, керамики) с более высокой теплопроводностью, которые являются объемными источниками тепла и катализаторами реакции. В экспериментальных исследованиях варьирование параметров в подобных процессах (мощности излучения источника, свойств энергетических материала-реагента и частиц, размера и положения частиц и т.д.) в широкой области их изменения весьма затруднительно. Поэтому для изучения инициирования реакции в энергетических материалах прибегают к математическому моделированию.

Математическое моделирование процессов, происходящих в окрестности границ раздела между частицами и матрицей позволяет детально исследовать физические механизмы образования внутренних переходных слоев [1]. Так, в [2,3] задача для частиц выделяется отдельно как подзадача для выбранных точек макрообразца. Изменение температуры для каждой частицы следует из решения тепловой задачи для образца в целом. В [4,5] для описания теплофизических процессов в гетерогенном материале используется иной подход, в котором учитывается взаимодействие между фазой частиц и фазой матрицы с помощью коэффициентов межфазного тепло- и массообмена.

Заметим, что подобные подходы к моделированию находят широкое распространение и в других областях. Так, в задачах макрокинетики подзадача для реакцион-

ной ячейки позволила в свое время описать особенности кинетики химических реакций при условии замедления скорости слоем продукта; в механике гетерогенных сред и в теории фильтрационного горения известны многочисленные двухтемпературные и двухскоростные модели. Вместе с тем, для частиц достаточно больших размеров по сравнению с радиусом электронного луча более корректным представляется подход, позволяющий проанализировать физические явления в окрестности отдельных частиц с явным учетом взаимодействия различных процессов переноса.

Например, в [6] частица (инертное включение) поглощает излучение импульсного светового потока и зажигает окружающую конденсированную прозрачную среду. В работе показано, что как только лимитирующим условием зажигания становится запас энергии в очаге — необходим учет выгорания.

При исследовании модели зажигания углеводородного топлива нагретой частицей, (в форме параллелепипеда) находящейся в контакте или погруженной в реагент [7] выявлено, что на время задержки воспламенения жидкости существенное влияние оказывают процессы погружения частицы в жидкость и формирования парового зазора между частицей и жидкостью. В более поздней работе [8] при анализе модели воспламенения жидкого вещества одиночной "горячей" частицей в форме цилиндра и параллелепипеда показано, что характеристики зажигания жидкостей, главным образом, определяются теплосодержанием частиц.

В [9] в простейшей постановке рассмотрена модель гетерогенного воспламенения сферической частицы металла с учетом механических напряжений, возникающих в окисной пленке при разогреве частицы. Показано, что защитные свойства окисной пленки зависят от соотношения напряжений, возникающих на границе раздела металл – окисел вследствие различия в линейных коэффициентах теплового расширения и объемных плотностях металла и окисла.

В настоящей работе исследуется сопряженная задача тепло- и массопереноса в окрестности одиночной частицы, попавшей в поле действия лазерного луча или потока электронов. Цель работы состоит в теоретическом изучении влияния положения частиц на процесс инициирования реакции в энергетическом материале.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что цилиндрическая частица, находящиеся в объеме реагента, получают некоторое количество энергии от действия лазерного излучения, а реагент оказывается для него прозрачным (рис.1). Так как теплопроводность реагента чрезвычайно низкая, то можно принять, что начальная стадия процесса - инициирование реакции в окрестности каждой из частиц происходит независимо от других частиц, поэтому область реагента, приходящуюся на частицу, можно считать бесконечно большой. Предположим далее, что радиус частицы Rмного меньше по сравнению с размером области реагента, приходящейся на частицу.



Рис. 1. Иллюстрация модели

Пусть в объеме реагента протекает химическая реакция, которую можно описать суммарной схемой «регент-продукт»

Полагаем также, что: для потока тепла справедлив обычный закон Фурье; силой тяжести пренебрегаем; не учитываем, что частица является катализатором реакции. Каждая из фаз характеризуется своими свойствами, которые не зависят от температуры и от угла θ , т.е. будем исследовать теплофизические процессы в направлении радиуса и оси цилиндра. Уравнения теплопроводности в этом случае принимают вид

$$c_{1}\rho_{1}\frac{\partial T_{1}}{\partial t} = \lambda_{1}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{1}}{\partial r}\right) + \frac{\partial^{2}T_{1}}{\partial z^{2}}\right] + q, r \leq R, h_{1} \leq z \leq h_{1} + h$$

$$c_{2}\rho_{2}\frac{\partial T_{2}}{\partial t} = \lambda_{2}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{2}}{\partial r}\right) + \frac{\partial^{2}T_{2}}{\partial z^{2}}\right] + w, R < r < \infty, \begin{cases} 0 \leq z < h_{1} \\ z > h_{1} + h \end{cases}$$

Распределение теплового потока описывается кривой Гаусса [10]

$$q = \frac{q_0}{\sigma_0} \exp\left(-\frac{r^2}{r_b^2}\right) \exp(-\sigma_0 z)$$

Здесь *r*, *z* – пространственные координаты; c_k , ρ_k , λ_k , T_k – теплоемкость, плотность, коэффициент теплопроводности и температура частицы (индекс 1) и реагента (индекс 2); r_b –радиус луча; q_0 – мощность излучения; σ_0 – показатель поглощения, $w = Q \cdot \phi(\mathbf{T}, \mathbf{\eta})$; Q - тепловой эф-

фект суммарной реакции; $\phi(\eta, T) = (1 - \eta)k_0 \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)$

кинетическая функция; E_a – энергия активации реакции; k_0 – предэкспонент; R – универсальная газовая постоянная; η – степень превращения или доля продукта реакции.

Уравнение кинетики для регента имеет вид

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \phi(T, \eta) r > R, \ 0 \le z < h_1, \ z > h_1 + h_2$$

Начальные условия

t=0:
$$T_1 = T_2 = T_0$$
, $\eta = \eta_0$,

где Т₀– начальная температура; η₀ – начальная концентрация реагента реакции.

Учитываем, что на торцах частицы выполняется условия симметрии

$$\begin{array}{l} r=0: \qquad \qquad \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0; \quad \mathbf{h}_1 \leq \mathbf{z} \leq \mathbf{h}_1 + \mathbf{h}; \\ \frac{\partial T_2}{\partial r} = 0; \quad 0 \leq \mathbf{z} < \mathbf{h}_1, \, \mathbf{z} > \mathbf{h}_1 + \mathbf{h}. \end{array}$$

Полагаем, что с границ поверхности облучаемого реагента происходит излучение по закону Стефана-Больцмана с обоих концов

z=0:
$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = \varepsilon \sigma (T_2^4 - T_e),$$

 $z = h_1 + h + h_2: \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = \varepsilon \sigma (T_2^4 - T_e),$

где ε – показатель черноты материала; σ – постоянная Стефана-Больцмана; *T*_e – температура теплообменника.

Учитываем, что между частицей и матрицей выполняется условие идеального теплового контакта

$$r \le R, \ z = h_1: \qquad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}; \ T_1 = T_2,$$

$$r \le R, \ z = h_1 + h: \ \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}; \ T_1 = T_2,$$

$$r = R, \ h_1 < z \le h_1 + h: \qquad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}; \ T_1 = T_2,$$

На бесконечности выполняется условия отсутствия стока тепла

$$r \to \infty$$
: $\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = 0$

Все расчеты, представленные ниже, проводились со следующими значениями параметров (Полагали, что включения - Al₂O₃, регент – тринитротолуол, THT) [11]: с₁=1250 Дж/(К·кг), с₂=1202 Дж/(К·кг), ρ_1 =3750 кг/м³, ρ_2 =1600 кг/м³, λ_1 =0.678 Вт/(м·К), λ_2 =0.15 Вт/(м·К), *R*=8.31 Дж/(моль·К), ε=0.5, *T*_e=*T*₀=300 К, *E*_a=141 кДж/моль, Q=35 МДж/кг, σ=5.67·10⁻⁸Вт/(м²·K⁴), *k*₀=10¹⁷ с⁻¹.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Задача решалась численно. Дифференциальные уравнения, входящие в систему, аппроксимированы разностными, полученная система линейных алгебраических уравнений решена методом прогонки. В расчетах определяли температуры фаз и концентрацию реагента.

В качестве примера на рис.2 представлены пространственные распределения температуры фаз при варьировании расстояния от частицы до границы облучаемой поверхности (h_1) в различные моменты времени. Как видно из рисунка, на начальных стадиях прогрева, в момент t=1 мс, распределение температуры и при h_1 =3 мм, и при h_1 =5 мм качественно и количественно не отличаются друг от друга (рис 2,а). С увеличением времени действия лазерного источника облучения картина ка-




чественно меняется: во-первых, происходит более интенсивное расширение зоны прогрева в сторону облуча-



Рис. 3. Концентрации реагента при различном h_1 в моменты времени $t_i=10^{-3}$ с. $q_0=5\cdot10^7$ Вт, $r_b=10^{-3}$ м $\varepsilon=0.5$, R=1мм, $h=h_2=1$ мм; a) t=1мс, б) t=5мс.

емой поверхности в случае h_1 =3 мм, а, во-вторых, повышается градиент температуры, по сравнению со случаем

 $h_1=5$ мм. Подобные закономерности прослеживаются и в распределении концентрации регента (рис. 3). В начальные моменты времени распределение концентрации реагента, при различных положениях частицы от внешней поверхности, качественно не отличаются (рис 3,а). При более длительном прогреве (рис 3,б) заметно расширяется зона реакции и повышается градиент концентрации в случае малых h_1 ,что является следствием увеличения зоны прогрева.

Из выше сказанного можно сделать следующий выводы, что, изменяя глубину положения частицы относительно облучаемой поверхности, можно управлять ростом градиента температуры и концентрации и, как следствие, управлять временем инициирования реакции. Можно достичь более низких времен инициирования реакции при одинаковых параметрах источника излучения (т.е., при необходимости, для конкретной системы решить задачу оптимизации процесса).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена сопряженная модель инициирования реакции в прозрачном энергетическом материале с включением под действием лазерного излучения. В результате теоретического исследования модели показано, что, изменяя положение частиц относительно облучаемой поверхности, можно достичь более низких времен инициирования реакции при одинаковых параметрах источника излучения.

> Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках реализации государственного задания Министерства образования и науки на 2014÷2016 годы, № 11.815.2014/К

Список литературы:

- Букрина Н.В., Князева А.Г., Овчаренко В.Е, Псахье С.Г. Численное исследование формирования переходной зоны между частицами и матрицей в процессе неравновесной электронно-лучевой модификации поверхности композиционного материала // Физическая мезомеханика. 2005. спец. выпуск. С.53-56
- Букрина Н.В., Князева А.Г, Овчаренко В.Е. Модификация композиционного материала в условиях электронно-лучевого воздействия с учетом возникновения механических напряжений. - Материалы XVI Международной конференции о вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2009), Алушта, Украина, 25-31 мая 2009 г., С. 157-159
- Букрина Н.В., Князева А.Г., Овчаренко В.Е. Модель взаимодействия атомарного азота с поверхностью металлокерамического сплава в процессе импульсной электроннолучевой обработки // ФХОМ, 2011, № 1, С.55-60.
- Чумаков Ю.А., Князева А.Г. Тепло и массоперенос в гетерогенной системе «Матрица - включения» в условиях импульсной электронно-лучевой обработки// Инженерно-физический журнал, -2008. Т. 81. № 1. С. 147-156
- Александров Е. И., Сидонский О. Б.,. Ципилев В. П. Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений // Физика горения и взрыва. 1991. № 3. Т. 27. с. 7-12
- Кузнецов В.Г., Стрижак П.А. Зажигание накаленной одиночной частицей жидких углеводородных топлив // Известия ТПУ. 2008. № 4. Т. 312 С. 5–9.
- Кузнецов В.Г., Стрижак П.А. Численное решение задачи воспламенения жидкого пожароопасного вещества одиночной «горячей» частицей // Физика горения и взрыва. 2009. № 5. Т.45. С. 42 –50.
- Розенбанд В.И., Ваганова Н.И. Прочностная модель гетерогенного воспламенения частиц металлов // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28. №1. С. 3-10
- Кудинов В.А., Карташов Э.М., Калашников В.В. Аналитические решения задач тепломассопереноса и термоупругости для многослойных конструкций – М.: Высшая школа, 2005. – 430 с.
- Чумаков Ю.А., Князева А.Г. Связанные процессы тепломассопереноса и эволюция напряжений в диске с включением в условиях воздействия концентрированного потока энергии// Физическая мезомеханика. 2013. Т. 16. № 2. –С. 85-91
- Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др Физические величины: Справочник, под ред. И.С Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергатомиздат, 1991.- 1232 С.



ДОПОЛНЕНИЯ К СЕКЦИЯ 2 Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение





Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск, Россия Доклад № 2-01

УДК 62-643; 533.6.08; 536.462; 544.332.3 СЖИГАНИЕ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА С ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ

Алексеенко С.В.^{1,2}, Ануфриев И.С.^{1,2}, Вигриянов М.С.¹, Копьев Е.П.^{1,2}, Шарыпов О.В.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

АННОТАЦИЯ

В оригинальном лабораторном образце горелочного устройства реализован способ бессажного сжигания дизельного топлива. Данный режим обеспечивает резкую интенсификацию горения жидких углеводородов за счет подачи в зону горения струи перегретого водяного пара. С применением метода цифровой трассерной визуализации исследовано поле скорости во внешнем факеле горелочного устройства. Успешно апробирован способ засева высокотемпературного реагирующего потока трассерами - микроскопическими частицами оксида кремния, образующимися в факеле при добавлении силиконового масла в жидкое топливо. На основе термопарных измерений исследовано распределение температуры в факеле, установлено, что максимальная температура достигает 1500°С. На проточном калориметре проведены предварительные измерения тепловыделения при сжигании дизельного топлива в исследуемом режиме.

введение

Дефицит качественных видов топлива, используемых в теплоэнергетике, обуславливает интерес к доступным низкокачественным видам топлив (в том числе – горючим производственным отходам: отработанным маслам и смазочным жидкостям, отходам нефтепереработки и др.). Их широкое использование в топливноэнергетическом балансе сдерживается отсутствием технологий сжигания, отвечающих современным требованиям эффективности и экологической безопасности. Этим обусловлена актуальность поиска и научного обоснования новых способов сжигания жидких углеводородов.

Предварительные исследования, проведенные в ИТ СО РАН на оригинальных горелочных устройствах мощностью 10-50 кВт [1-2], показали, что при подаче в зону горения перегретого водяного пара горение жидких углеводородов резко интенсифицируется. Данный способ бессажного сжигания топлива [3] может оказаться перспективным способом утилизации низкокачественных топлив и опасных производственных отходов с производством тепловой энергии. Создание горелочных устройств, работающих в таком режиме, нуждается в научном обосновании новых технических решений, обеспечивающих высокую энергоэффективность и экологичность технологии, имеющей широкую область практического применения.

В данной работе исследуется процесс сжигания испаряющегося дизельного топлива при паровой газификации продуктов его термического разложения в лабораторной модели горелочного устройства. Основной целью исследований на данном этапе являлось получение экспериментальных данных о структуре потока и распределении температуры во внешнем факеле горелочного устройства, необходимых для верификации разрабатываемой физикоматематической модели процесса горения жидких углеводородов с паровой газификацией [4].

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

1.1. Экспериментальные установки

Эксперименты проводились на огневом стенде для исследования сажепарового режима горения жидких углеводородов, оснащенном автономным горелочным устройством [5] с внешним топливным баком и системами измерения скорости и температуры. Горелочное устройство состоит из (см. рис. 1-а): цилиндрического корпуса (1) с топкой (2), топливопровода (3), воздуховодов (4), встроенного парогенератора (5) с форсункой (6) и камеры газогенерации (7). Парогенератор содержит бачок-испаритель 300 см^3 (8), паросепаратор (9), пароперегреватель (10). Давление в бачке-испарителе контролируется манометром. Нагрев воды и перегрев пара (~400°С), поступающего через форсунку в зону горения, обеспечиваются за счет тепловыделения реакции. Подача воздуха в горелку - естественная. Диаметр горелки 120 мм, высота 200 мм, диаметр выходного отверстия форсунки 0.5 мм. Все элементы изготовлены из стали марки 12Х18Н10Т.

В отсутствие струи пара формируется пламя, характерное для горения углеводородных топлив, содержащее большое количество сажи (рис. 1-б). При подаче струи перегретого водяного пара в первичный сажистый факел происходит паровая газификация продуктов термического разложения жидкого топлива с образованием синтез-газа, повышается температура факела, изменяется состав продуктов горения (отсутствует сажа). Переход к сажепаровому режиму горения четко фиксируется по образованию яркого короткого факела (рис. 1-в). При этом коксование внутренних поверхностей горелочного устройства не происходит.

Измерения поля скорости в факеле осуществлялись на основе метода цифровой трассерной визуализации (particle image velocimetry, PIV) с использованием PIV-системы «Полис» [2], разработанной в ИТ СО РАН. Измерительная система включает в себя: двойной импульсный Nd:YAG лазер Quantel EverGreen с энергией в импульсе 145 мДж (длина волны 532 нм, частота до 15 Гц, длительность импульса 10 нс); объектив для формирования лазерного ножа; высокоскоростную КМОП камеру PCO.1200hs с мини-

мальным временем экспозиции кадра 50 нс и частотой до 636 Гц при разрешении 1280×1024 пикселей; широкоугольный объектив Nikkor 28mm F/2.8 D (диаметр 52 мм); синхронизирующий процессор; персональный компьютер с программным обеспечением ActualFlow. Для подавления собственного излучения факела на объектив установлен оптический фильтр L.O.T.-Oriel с полосой пропускания 532 ± 10 нм.



Рис. 1. Схема горелочного устройства (а); горение дизельного топлива без подачи пара (б); установившийся режим горения с паровой газификацией (в)





(б)

Рис. 2. Вид огневого стенда: (а) оснащенного PIV-системой; (б) оснащенного системой измерения температуры с КПУ

Для измерения температуры во внешнем факеле при сажепаровом режиме горения дизельного топлива использована платинородий-платинородиевая термопара типа В (Pt-30%, Rh / Pt-6%, Rh), диапазон 600...1600 °С (кратковременно до 1800°С), диаметр проволоки 0.3 мм (длина термоэлектродов 0.7 м). Тепловая инерция термопреобразователя не более 5 с. Пределы допускаемых отклонений ТЭДС от номинальных статических характеристик преобразователя ±0.005 от значения измеряемой температуры. Термопара имела П-образную форму, а рабочий спай располагался посередине горизонтального отрезка буквы П. Термоэлектроды были защищены газонепроницаемым керамическим чехлом OMEGA-TRA-116316 (Al₂O₃ 99%, до 1900°С) диаметром 5 мм. Термопара была закреплена на координатноперемещающем устройстве (КПУ), см. рис. 2.



Рис.3. Схема проточного калориметра: 1 – направление движения теплоносителя; 2 – водонагреватель; 3 – шаровой кран; 4 – фильтр сетчатый; 5 – расходомер; 6 – цифровой датчик давления; 7 – манометр; 8 – фторопластовая терморазвязка; 9 – термопара хромель-алюмелевая; 10 – медная трубка; 11 – направление движения уходящих газов; 12 – пробки для слива конденсата из внутренних труб; 13 – воздухоотводчик автоматический; 14 – патрубки для ввода измерительных зондов во внутренние трубы; 15 – предохранительный клапан; 16 – контрольный расходомер; 17 – горелочное устройство

Для измерения тепловыделения при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией был создан проточный калориметр (рис. 3). Калориметр состоит из пяти последовательно соединенных секций (общая длина ~12 м). Каждая секция состоит из двух коаксиальных железных труб (толщина стенок 4 мм). Внутренний канал (с диаметром 68 мм) предназначен для потока воздуха и продуктов сгорания, а кольцевой канал (с шириной 10 мм) – для подачи теплоносителя (воды). В верхних коленах установлены автоматические воздухоотводчики из кольцевого канала и патрубки к внутреннему каналу для установки измерительных приборов. В нижних коленах установлены краны для слива теплоносителя, а также пробки для удаления конденсата из внутреннего канала. Внешняя поверхность покрыта теплоизолирующим материалом «термофлекс». Калориметр оснащен необходимыми измерительными приборами.

2.2. Методики измерений

Метод измерения поля скорости основан на регистрации перемещений частиц (трассеров), добавляемых в исследуемый поток. Микрокапли жидкости на основе глицерина, используемые при исследовании структуры изотермических турбулентных течений [6], не приемлемы для высокотемпературных потоков. В случае горения предварительно перемешанной газовой смеси в качестве трассеров обычно используют твердые микрочастицы оксида алюминия, титана, магния, кремния и т.д., выдерживающие тепловую нагрузку в пламени. В исследуемом горелочном устройстве такой способ засева потока трассерами тоже невозможен. Поэтому был выбран и отработан метод засева потока путём добавления силиконового масла в жидкое топливо [2, 4]. Добавление силиконового масла (не более 5 %), имеющего низкую температуру кипения ~170°С, обеспечивает необходимый для PIVизмерений засев потока трассерами. Образующиеся частицы оксида кремния имеют размер ~1 мкм (что обеспечивает скоростное равновесие фаз) и хорошо различимы на PIV-изображениях. Выбранное решение является не только простым, но и эффективным, так как силиконовое масло хорошо растворяется в жидких углеводородах и при низкой концентрации не влияет на процесс горения (в отличие, например, от железосодержащих соединений), имеет относительно низкую стоимость, не токсично.

Измерялось пространственное распределение скорости в высокотемпературном турбулентном факеле, выходящем из горелочного устройства в окружающую атмосферу, при установившемся сажепаровом режиме горения дизельного топлива (расход топлива ~1 л/ч, расход пара ~0.3 кг/ч, постоянное давление в бачкеиспарителе 0.7 МПа, расход воздуха в горелку при естественной подаче ~8 м³/ч). Задержка между парой кадров 100 мкс, время между парами кадров (при максимальной частоте лазера 15 Гц) задавалось 70 мс. Для обработки данных использовался итерационный кросскорреляционный алгоритм расчёта полей скорости с разбиением расчётной области на ячейки размером 64×64 пикселей с пространственным перекрытием в 50 %. Измерения поля скорости проведены в плоскости симметрии факела, полученные данные о распределении двух компонент скорости (аксиальной и радиальной) полностью характеризуют поле скорости в осесимметричном стационарном (т.е. в осредненном по времени) потоке. Суммарная погрешность PIV-измерений осредненной скорости турбулентного потока – в пределах 10 % [6].

Измерения поля температуры проводились в плоскости симметрии факела. Рабочий конец термопары помещался в различные точки внутри факела (согласно плану) при помощи автоматизированного КПУ. Очень малая термо-ЭДС этого типа термопар до 100°С позволяет в нашем случае не учитывать изменения температуры свободных концов. Сигнал с термопары через АЦП LTR114 (24 бита, 4 кГц) поступал на компьютер. Автоматизированный сбор данных, визуализация, первичная обработка и сохранение осуществлялись с помощью специально разработанной программы. Основное назначение этой программы: синхронизация КПУ и АЦП; управление автоматизированным перемещением измерительной системы; визуализация сигналов в абсолютных величинах в момент измерений; автоматизированный непрерывный сбор и сохранение данных в файл; одновременный синхронизированный запуск нескольких каналов. Последующая визуализация данных выполнялась в программе Origin. При проведении измерений были заданы: пространственный шаг сетки 5 мм по горизонтали, 10 мм по вертикали; измеряемая область 25×200 мм (охватывалась половина сечения факела в плоскости симметрии); время перемещения КПУ 3 с; задержка перед измерениями в точке 7 с; время измерения в точке 10 с; частота измерений в точке 200 Гц.

При калориметрическом измерении тепловой энергии, выделяемой при сгорании топлива, в стационарных условиях контролировалась разность температуры теплоносителя на входе и выходе при заданном расходе теплоносителя и известном расходе топлива. Вода из центральной системы городского водоснабжения подается в калориметр через проточный водонагреватель с начальной температурой, равной температуре окружающей среды ~20°С. Потоки воды и продуктов сгорания имеют противоположные направления.

Температура воды на входе в калориметр и на выходе измерялась с помощью хромель-алюмелевых термопар (Ø 0.2 мм). Термопары устанавливались на изолированную конденсаторной бумагой поверхность медных трубок, по которым проходил теплоноситель. Измерительные зоны были теплоизолированы от корпуса калориметра при помощи фторопластовых вставок. Свободные концы термопар помещались в теплоизолированный сосуд, заполненный водой и льдом. Объемный расход воды регулировался краном на входе в калориметр и регистрировался с использованием водосчетчика с импульсным выходом ВСХд-20 (пределы относительной погрешности 2%; цена одного импульса 1 л). Вывод сигналов на компьютер осуществлялся с использованием АЦП LTR114. Сбор данных, их визуализация и экспорт производились в программе LGraph2. Масса дизельного топлива измерялась при помощи электронных весов Acom-PW-200-15 с погрешностью 2 г. Объемный расход и температура газов, выходящих из калориметра, измерялись с помощью цифрового термоанемометра AV9201 (погрешность измерения скорости 2%, температуры 0.5°С) и электронного термометра Termex ЛТ-300 (погрешность 0.05°С).

Факел горелочного устройства вводился во внутренний канал калориметра при равенстве температуры воды на входе и на выходе. При расходе дизельного топлива ~0.8 кг/ч разность температуры воды на входе и на выходе не превышала 40°С. Длина канала калориметра обеспечивала остывание продуктов сгорания до температуры ~37°С на выходе в атмосферу (при естественном расходе газов ~40 м³/ч). Измерения всех параметров проводились в течение 30 мин. после установления стационарного теплового режима. Основные потери тепла в описанной методике измерений связаны с теплоотводом в окружающую среду от поверхности горелочного устройства и теплом выходящих из калориметра газов (суммарно в пределах 3 %).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 4-а показано PIV-изображение облака частиц оксида кремния, образованных в результате разложения силиконового масла. На рис. 4-б представлены характерные распределения средней по времени скорости потока в факеле (производилось осреднение 500 измерений с интервалом 70 мс). В отличие от химически инертной затопленной струи, зависимость аксиальной компоненты средней скорости от продольной координаты x оказывается немонотонной: на оси факела ее значение достигает максимума (30 м/с) на некотором расстоянии от среза горелки, что свидетельствует о неполном сгорании смеси до выхода в атмосферу (r – радиус).



Рис. 4. PIV-фотография потока (а); векторное поле средней по времени скорости потока (б)



Рис. 5. Распределение средней во времени температуры в факеле (а); фотография факела (б); распределение аксиальной компоненты средней скорости (в)

На рис. 5-а приведены результаты измерений поля средней температуры. Анализ результатов термопарных измерений показывает, что область максимальной температуры (~1500°С) находится на расстоянии около 0.1 м от среза горелки. Вблизи выхода из горелки изотермы имеют коническую форму, что характерно для диффузионного режима горения. Это означает, что выходящий из горелки поток содержит компоненты, которые догорают по мере поступления окислителя из окружающей атмо-

сферы. Этому соответствует более темная область вблизи среза горелки на фотографии факела (см. рис. 5-б) и область с максимальной аксиальной скоростью потока (рис. 5-в).

Предварительные результаты калориметрических измерений показали, что даже при наличии указанных выше потерь тепла нагрев теплоносителя соответствует мощности ~10 кВт, что согласуется с известным значением высшей теплотворной способности дизельного топлива ~46 МДж/кг (согласно ГОСТ 21261-91) и свидетельствует о высокой полноте сгорания топлива в сажепаровом режиме. При этом дополнительной энергии для генерации пара не требуется, т.е. горелка полностью автономна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследования горения дизельного топлива в автономном горелочном устройстве с подачей перегретого водяного пара свидетельствуют о том, что сажепаровый режим сжигания может быть эффективен при утилизации жидких углеводородов с получением тепловой энергии. Ключевая стадия процесса горения – паровая газификация продуктов разложения топлива – позволяет рассчитывать на достижение более высоких экологических характеристик по сравнению с технологиями сжигания, использующими повышенный расход воздуха. Новые данные могут быть использованы для верификации разрабатываемых физико-математических моделей изучаемого процесса.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Горение и взрыв», Программы совместных фундаментальных исследований СО РАН и НАНБ 2012-2014 гг., РФФИ (проект № 14-08-00177-а).

Список литературы:

- Алексеенко С.В., Пащенко С.Э., Саломатов В.В. Нанокластерное инициирование горения некондиционных углеводородных топлив // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 4. С. 682–693.
- Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофизика и аэромеханика. – 2014. Т.21, № 3. С.411-414
- Пат. 2219435 Российская Федерация, Способ бессажного сжигания топлива / М.С. Вигриянов, В.В. Саломатов, С.В. Алексеенко; Институт теплофизики СО РАН; заявл. 11.02.2002; опубл. 20.12.2003.
- Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Bobrova L.N., Dulin V.M., Krasinsky D.V., Salomatov V.V., Sharypov O.V. Experimental and Numerical Study of Steam-Enhanced Regime of Liquid Hydrocarbon Fuel Combustion in a Pilot Burner // Proceedings of the European Combustion Meeting – 2013, June 25-28, 2013, Lund, Sweden. – Paper P3-72. – 6 p. ISBN 978-91-637-2151-9.
- Пат. 2523591 Российская Федерация, Горелочное устройство. Вигриянов М.С., Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В. Опубл. 27.05.2014, заявка № 2013116229 от 09.04.2013.
- Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю. Диагностика течения в вихревой топке нового типа методом цифровой трассерной визуализации // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39, вып. 10. С. 36–43.

e-mail: anufriev@itp.nsc.ru

Пленарные лекции

Секция 1. Турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах

| Амелюшина А.Г., Безлепкин В.В., Беленький М.Я., Блинов М.А., Игнатьев А.А., Кректунов О.П., | |
|--|---|
| Лебедев М.Е., Мухина И.С., Семашко С.Е., Фокин Б.С. Свободноконвективный теплообмен при течении | |
| воздуха в вертикальном открытом с обоих концов канале. Эксперименты и расчеты | 3 |
| Баев В.К., Головин А.А., Солоненко О.П., Чусов Д.В. Теплообмен в прямоугольной полости | |
| при двухстороннем обтекании контрнаправленными потоками | 3 |
| Ваганова Н.А., Филимонов М.Ю. Долгосрочное прогнозирование динамики зон оттаивания | |
| многолетнемерзлых пород в устье куста добывающих скважин | 2 |
| Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Паерелий А.А. Параметры пульсирующих потоков в каналах |) |
| Ермолаев В.С., Егорова М.С., Мордкович В.З. Моделирование течения газа в фиксированном слое | |
| гранулированного катализатора методом SPH | 5 |
| Каганович Б.М., Зароднюк М.С., Якшин С.В. Равновесное термодинамическое моделирование | |
| движения вязких жидкостей в многоконтурных гидравлических системах | 2 |
| Катасонов М.М., Козлов В.В., Мотырев П.А. Экспериментальное исследование процесса образования | |
| турбулентности в пограничном слое, подверженного воздействию возмущений из набегающего потока |) |
| Киселев С.П., Киселев В.П., Зайковский В.Н. Автоколебания в сверхзвуковых перерасширенных струях 73 | 3 |
| Кошин А.А., Коробков С.В., Гныря А.И., Терехов В.И. Моделирование вихревой структуры и ветровых | |
| нагрузок при нелинейном расположении двух квадратных призм78 | 3 |
| Манеев А.П., Терехов В.И. Теплообмен круглого цилиндра в потоке воздуха при транс-критическом режиме | |
| обтекания на примере дымовой трубы ТЭС в условиях ветрового воздействия | 5 |
| Михеев Н.И., Давлетшин И.А., Колчин С.А. Интенсификация процессов переноса импульса и теплоты в | |
| отрывных пульсирующих потоках | L |
| Мокшин Д.И., Коробков С.В., Гныря А.И., Терехов В.И. Внешний теплообмен тандема моделей зданий | |
| расположенных в следе | 7 |
| Молочников В.М., Михеев Н.И., Михеев А.Н. Теплоотдача нагретого кругового цилиндра | |
| в пульсирующем потоке | 3 |
| Никулин В.В. Движение в жидкости плавучего вихревого кольца, содержащего воздух, | |
| по направлению силы тяжести | 3 |
| Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Топологические трехмерные солитоны | |
| (когерентные структуры) в закрытых помещениях110 |) |
| Сахнов А.Ю. Влияние тепловых граничных условий на максимум продольной скорости в ускоренном | |
| пограничном слое на нагретой поверхности |) |
| Терехов В.И., Богатко Т.В. Численное исследование теплообмена при турбулентном обтекании | |
| отсоединённой диафрагмы в круглой трубе 123 | 3 |
| Чепак-Гизбрехт М.В., Князева А.Г. Перераспределение элементов между покрытием и подложкой | |
| при наличии термического и диффузионного сопротивления в условиях поверхностного нагрева |) |
| Черемных Е.Н. Двумерное движение несмешивающихся жидкостей в плоском канале | 1 |
| Alessandra De Angelis, Onorio Saro, Giulio Lorenzini, Rinaldo Garziera Numerical simulation of thermal fluid | |
| dynamic behaviour of heat exchangers with irregular fin profile | 3 |
| | |

Секция 2. Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение

| Алигожина К.А., Князева А.Г. Численное исследование теплофизических процессов, сопровождающих | |
|---|-----|
| твердофазный синтез разнородных материалов | 143 |
| Анисимова М.А., Князева А.Г. Модель кислородной резки с учетом рекции окисления и плавления | |
| металла | 146 |
| Ануфриев И.С., Красинский Д.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Визуализация пространственной | |
| структуры потока в вихревой топке | 150 |
| Батраев И.С., Прохоров Е.С., Ульяницкий В.Ю. Анализ воздействия газового потока на композитные частиц | ЫВ |
| стволе установки для детонационного напыления | 157 |
| Бояршинов Б.Ф. Особенности в структуре течения и процессах переноса при горении этанола | |
| за преградами | 161 |

| Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф., Самсонов А.Н. Масштабный фактор при сжигании смесей | 167 |
|--|--------|
| синтез-газ – воздух в режиме непрерывной детонации | . 167 |
| ыковский Ф.А., ждан С.А., ведерников Е.Ф., Самсонов А.П., мисовец О. в. пепрерывная детонация | 172 |
| водородо-кислородной смеси в плоскорадиальной камере с истечением к периферии | .1/3 |
| плушков д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. тепломассоперенос при зажигании телеооразного | 170 |
| конденсированного вещества локальным источником ограниченнои энергоемкости | . 1 /9 |
| Гринчук П.С. Горение гетерогенных сред со стохастической структурой | . 184 |
| Гринчук П.С., Данилова-Третьяк С.М., Стетюкевич Н.И. Роль силовых цепочек в процессах теплопереноса | |
| в гранулированных средах | . 191 |
| Донской И.Г., Шаманский В.А. Применение моделей последовательных равновесных состояний | |
| для описания газификации твердых топлив | . 196 |
| Жданова А.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Численное исследование особенностей реакции термического | |
| разложения лесного горючего материала при полном погружении воды в его поры | . 200 |
| Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Колебательный режим диффузионного горения в узкой трубке | . 203 |
| Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Колебательные режимы горения бедной метано-воздушной смеси | |
| в U-образной горелке | . 207 |
| Литвинцев К.Ю. Особенности распространения продуктов горения при пожарах в зданиях | .211 |
| Лукашов В.В., Терехов В.В. Исследование влияния избирательной диффузии на пограничный слой со | |
| влувом и горением водорода | .215 |
| Прохоров Е.С. Изотермический полхол к молелированию летонационных волн в газах | .219 |
| Сеначин А.П., Сеначин П.К. Молелирование нестационарных газолинамических течений | |
| в НССІ-лвигателе | 223 |
| Сиегирёв А.Ю. Коковина F.С. Пой А.С. Тападов В.А. Степанов В.В. Интеграция моделей турбудентного | |
| пламени и пиродиза горонего материала: горение термопластиков | 226 |
| Тасленко В С Проускии А П. Меленев Р.Н. Генерания импульсов силы и вихревых потоков | . 220 |
| песленко Б.С., дрожжин А.П., медведев г.П. генерация импульсов силы и вихревых потоков | 224 |
| при импульсном сжигании газа в водс | . 234 |
| чумаков го.А., князева А.г. исследование процесса зажигания газа в пористом рабочем теле горелочного | 007 |
| устроиства | . 231 |
| шиляев м.и., полстых А.В. Моделирование аосороционного массооомена в пенном аппарате | . 242 |

Секция 3. Тепломассообмен при фазовых превращениях и низкотемпературная теплофизика

| Гасанов Б.М., Буланов Н.В. Влияние концентрации эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой | |
|---|----|
| на теплообмен при пузырьковом кипении и кризисе кипения эмульсии | 49 |
| Готовский М.А., Сухоруков Ю.Г. Особенности конденсации сильно перегретого пара на поверхности | |
| недогретой воды | 53 |
| Жуков В.И., Павленко А.Н. Особенности развития кризисных явлений в тонких слоях жидкости | |
| при испарении в условиях пониженных давлений | 51 |
| Жуков С.А., Ечмаев С.Б. Аппаратура для создания и исследования высокоинтенсивных режимов кипения. | |
| Химические реакци в режиме сверхинтенсивного пузырькового кипения | 65 |
| Куперштох А.Л., Медведев Д.А., Грибанов И.И. Моделирование течений с фазовыми переходами | |
| методом решеточных уравнений Больцмана с учетом переноса энергии | 66 |
| Левин А.А., Таиров Э.А. Захолаживание трубчатого нагревателя в условиях автоколебательных | |
| пульсаций давления | 72 |
| Леманов В.В., Калинина С.В. Теплообмен в области критической точки импактной синтетической струи 27 | 76 |
| Павлов П.А. Испарение предельно перегретой жидкости | 80 |
| Терехов В.И., Серов А.Ф., Назаров А.Д., Карпов П.Н. Экспериментальное исследование нестационарного | |
| и локального теплообмена в импульсном спрее | 85 |
| Терехов В.И., Кхафаджи Х.К.А. Оптимизация процесса прямого испарительного охлаждения воздуха при | |
| ламинарной вынужденной конвекции между параллельными пластинами | 90 |
| Файзуллин М.З., Коверда В.П., Виноградов А.В. Гидратообразование в слоях аморфного льда, | |
| насыщенного этаном | 96 |
| Черепанова В.К., Черепанов А.Н. О сублимировании пород литосферы над очагами базитовых расплавов 30 | 02 |
| Чернявский А.Н., Павленко А.Н. Численное моделирование нестационарного теплообмена в стекающих | |
| волновых пленках жидкости | 06 |

Секция 4. Волновая механика газожидкостных систем и многофазные течения

| Адамов Н.П., Харитонов А.М., Часовников Е.А. Динамические характеристики возвращаемых аппаратов | |
|---|-------|
| при гиперзвуковых скоростях | . 313 |
| Бородулин В.Ю., Огородников И.А. Дисперсионные свойства звуковых волн в жидкости | |
| с пузырьками газа | 322 |
| Гореликова А.Е., Кашинский О.Н., Рандин В.В., Чинак А.В. Газожидкостное течение в наклонном | |
| плоском канале | 327 |
| | |

| 331 |
|-----|
| 340 |
| |
| 343 |
| |
| 352 |
| |
| 357 |
| 360 |
| |
| 367 |
| |

Секция 5. Теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность, энергосбережение и альтернативные источники энергии

| Аристов Ю.И., Токарев М.М., Фабиан И.В., Грекова А.Д., Гордеева Л.Г., Брызгалов А.А. "Тепло из холода" – новый цикл адсорбционного преобразования тепла: первые результаты | . 375 |
|---|---------|
| Беленький М.Я., Блинов М.А., Григорьев С.А., Лебедев М.Е., Сеник К.С., Танчук В.Н., Фокин Б.С. | |
| Определение расхода охлаждающей воды в каналах центральной сборки дивертора термоядерного реактора | а |
| ИТЭР по динамическому температурному полю наружной поверхности при внезапном увеличении | |
| температуры воды на входе | . 381 |
| Гортышов Ю.Ф., Попов И.А., Щелчков А.В., Яркаев М.З., Аль-Джанаби А. Теплоотдача | |
| и гидроспротивление в каналах с системами сферических выступов | . 388 |
| Дмитриев С.М., Варенцов А.В., Добров А.А., Доронков Д.В., Хробостов А.Е. Экспериментальное | |
| и численное моделирование сложных течений в активных зонах современных ядерных реакторов | . 398 |
| Донской И.Г. Математическое моделирование процесса ступенчатой газификации угля в плотном слое | .404 |
| Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М. Энергоразделение воздушного потока в трубе Леонтьева | . 408 |
| Ковоасюк Б.и., иванов п.п., Казанский п.п. О работе г г у на окислителе из хранилища | 412 |
| высокого давления | .413 |
| ковоасюк В.И., Иванов П.П., Казанскии П.Н., Григоренко А.В. Сушка перегретым паром под давлением: | 417 |
| решение энергетических и экологических проолем | .41/ |
| Коржавин С.А., Щеклеин С.Е. Малоэнергоемкая технология получения топливного этанола | .420 |
| Кравченко Е.В., Кузнецов І.В. Применением метода конечных разностеи для моделирования тепловых | 105 |
| полей устройств силовой электротехники | . 425 |
| Низовцев М.И., Бородулин В.Ю., Летушко В.Н. Экспериментальные и расчетные исследования тепловых | 100 |
| и энергетических параметров электрического теплого пола | .430 |
| Низовцев М.И., Стерлягов А.Н, Летушко В.Н. Применение метода инфракрасной термографии для | |
| исследования распределения температуры на поверхности светодиодной матрицы | . 436 |
| Полей А.К., Гончаренко Ю.Б. Оценка эффективности когенерации на примере | |
| мини-ТЭЦ «Центральная» о. Русский. | .441 |
| Половников В.Ю. Тепловые потери теплопроводов, работающих в условиях затопления | . 445 |
| Рыжков А.Ф., Белоусов В.С., Богатова Т.Ф., Вальцев Н.В., Гордеев С.И., Осипов П.В., Абаимов Н.А. | |
| Теплофизические проблемы создания угольной ПГУ с повышенной энергетической эффективностью | . 449 |
| Серов А.Ф., Мамонов В.Н. Оппозитный роторный теплогенератор | .454 |
| Смирнов В.П., Захаров А.Г. Трехмерный теплогидравлический расчет ячеек тепловыделяющих сборок | |
| реактора БРЕСТ-ОД-300 | .456 |
| Федорович Е.Д., Михайлов В.Е., Лебедев М.Е., Готовский М.А., Егоров М.Ю. Петреня Ю.К. | |
| Роль С.С. Кутателадзе в создании норм теплогидравлического расчёта энергооборудования | . 466 |
| Шевырёв С.А., Богомолов А.Р., Алексеев М.В. Попутная генерация перегретого водяного пара 1200-1400 ⁰ С | 470 |
| па устаповкал котол-туроина | . + / 0 |
| штым к.м., соловьева т.м. Оценка эффективности распределения воздуха и газоооразного топлива в | 171 |
| циклонно-вихревом предтопке | .4/4 |

Секция 6. Процессы переноса в микро- и наносистемах

| Дмитриев А.С., Макаров П.Г., Эльбуз М.А. О кипении жидкостей на плоских поверхностях, покрытых | |
|---|-----|
| слоем монодисперсных металлических микросфер, в режиме «прыгающих пузырей» | 479 |
| Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И., Жуков В.М., Лавриков А.В., Шустов М.В., Чурсин П.С. Исследование | |
| кипения на поверхности с рельефом из наночастиц | 483 |
| Завьялов А.П. Тепло-массообмен в сублиматоре установки по получению нанопорошков | 490 |

Секция 7. Теплофизические свойства веществ, лучистый теплообмен, неравновесные процессы в разреженных газах и плазме

| Алексеенко С.В., Романов К.В., Романов Д.В., Романов В.А., Кучеров Н.В. Генерация магнитогазодинамических ударных волн в солнечной атмосфере | . 499 |
|---|-------|
| Андбаева В.Н., Хотиенкова М.Н., Каверин А.М. Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение растворов метан-азот-гелий и кислород-азот-гелий | . 506 |
| Байдаков В.Г., Каверин А.М., Панков А.С. Влияние газонасыщения на достижимый перегрев метана и этана | . 509 |
| Байдаков В.Г., Хотиенкова М.Н., Гришина К.А., Каверин А.М. Поверхностное натяжение диметилового эфира и раствора пропан–гелий в интервале температур 120 – 290К | .514 |
| Бурка А.Л., Емельянов А.А., Синицын В.А. Тепловое состояние газопроницаемого полупрозрачного материала при нестационарном конвективном теплоподводе | .517 |
| Виноградов В.Е., Павлов П.А. Предельный перегрев и кавитационная прочность фреона 113 с добавками гексадекана и ПЭС-4 | . 521 |
| Кобелев А.М., Барбин Н.М., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г. Расчет теплофизических свойств системы радиоактивный графит-пары воды при нагревании | . 525 |
| Пинчук В.А. Экспериментальные исследования зависимости коэффициента теплопроводности водоугольного топлива от характеристик угля | 526 |
| Слепцов С.Д., Рубцов Н.А., Саввинова Н.А., Гришин М.А. Однофазная задача стефана в молифицированной постановке в полупрозранной среде с ущетом изотропного расседния излучения | 532 |
| Чумаков Ю.А., Князева А.Г. Исследование влияния расположения поглощающей частицы на условия | . 552 |
| инициирования реакции в прозрачном энергетическом материале под деиствием лазерного излучения | . 537 |

Дополнения к секции 2. Процессы переноса при физико-химических превращениях, включая горение

| Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сжигание жидкого | |
|--|-----|
| углеводородного топлива с паровой газификацией | 543 |

САМСОН СЕМЁНОВИЧ КУТАТЕЛАДЗЕ (1914-1986)

- выдающийся учёный в области теплофизики, физической гидрогазодинамики родился 18 июля 1914 года в Санкт-Петербурге. Научной работой начал заниматься уже в юношеском возрасте, учась в вечернем теплотехникуме при Ленинградском теплотехническом НИИ (в дальнейшем ЦКТИ им. Ползунова). В этом институте он работал с 1931 по 1958 год.

В 1935 году он предложил физическую модель турбулентного свободного сдвигового течения у твёрдой поверхности, в которой впервые были введены понятия о вязком подслое с собственным



Marolaw

значением числа Рейнольдса и струйном течении во внешней области потока.

В 1936 году им впервые были сформулированы условия термогидродинамического подобия процессов при фазовых переходах и введён критерий подобия, носящий теперь его имя.

С 1946 по 1958 год С.С. Кутателадзе работал над проблемой критических явлений в газо(паро)жидкостных системах. Им предложено рассматривать начало плёночного кипения как гидродинамический кризис, возникающий при условии, когда образующийся у поверхности нагрева пар полностью отделяет жидкость от поверхности нагрева. Эта теория нашла широкое признание.

В 1958 году С.С. Кутателадзе был приглашён в качестве организатора науки в создаваемое Сибирское отделение АН СССР, где стал заместителем директора, а с 1964 года и директором Института теплофизики. В СО АН СССР были проведены обширные исследования теплообмена и гидродинамики при конденсации, кипении, течении газожидкостных сред. Были развиты работы по волновой механике газожидкостных сред. Впервые экспериментально было обнаружено существование ударных волн разрежения в однородной среде.

В 1960 году им был организован Сибирский теплофизический семинар, который регулярно действует многие годы и стал признанным научным форумом.