

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
с элементами научной школы для молодых учёных



XXXIV

СИБИРСКИЙ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ
СЕМИНАР,

посвященный 85-летию
академика А.К. Реброва

27 – 30 августа, 2018 г.
Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ФАНО России

Сибирское отделение РАН

**Отделение энергетики, машиностроения,
механики и процессов управления РАН**

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Российский национальный комитет по теплообмену

Российский фонд фундаментальных исследований



РФФИ

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
с элементами научной школы для молодых ученых



XXXIV

СИБИРСКИЙ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ
СЕМИНАР,

посвященный 85-летию
академика А.К. Реброва

27 – 30 августа 2018 г.
Новосибирск, Россия

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Новосибирск 2018

Сборник содержит доклады Всероссийской конференции с элементами научной школы для молодых учёных "XXXIV Сибирский теплофизический семинар", посвящённой 85-летию академика А.К. Реброва, которая проводилась 27–30 августа 2018 года в Новосибирске. В сборнике представлены доклады по направлениям: турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах, интенсификация теплообмена; тепломаассообмен при химических превращениях, включая горение; тепломаассообмен при фазовых превращениях; многофазные течения и волновые процессы в газожидкостных системах; теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность и энергосбережение; неравновесные процессы в разреженных газах и плазме; теплофизика микро- и наносистем, газофазный синтез наноструктур; теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен.

Мероприятие проведено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект № 18-08-20064.

Сопредседатели

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

Заместители

Кузнецов В.В., д.ф.-м.н.
Новопашин С.А., д.ф.-м.н.

Учёные секретари

Морозов А.А., д.ф.-м.н.
Тимошенко Н.И., к.ф.-м.н.
Чеверда В.В., к.ф.-м.н.

Организационный комитет

Алексеев С.В., академик РАН
Бердников В.С., д.ф.-м.н.
Булгаков А.В., д.ф.-м.н.
Востриков А.А., д.ф.-м.н.
Гешев П.И., д.ф.-м.н.
Гогонини И.И., д.т.н.
Дубов Д.Ю., к.ф.-м.н.
Дулин В.М., д.ф.-м.н.
Кабов О.А., д.ф.-м.н.
Кашинский О.Н., д.ф.-м.н.
Куйбин П.А., д.ф.-м.н.
Макаров М.С., к.ф.-м.н.
Низовцев М.И., д.т.н.
Пахомов М.А., д.ф.-м.н., проф. РАН

Плотников М.Ю., к.ф.-м.н.
Предтеченский М.Р., академик РАН
Станкус С.В., д.ф.-м.н.
Терехов В.В., д.ф.-м.н., проф. РАН
Терехов В.И., д.т.н.
Чекмарев С.Ф., д.ф.-м.н.
Чернов А.А., д.ф.-м.н., проф. РАН
Чиннов Е.А., д.ф.-м.н.
Шарафутдинов Р.Г., д.ф.-м.н.
Шарыпов О.В., д.ф.-м.н.
Шторк С.И., д.ф.-м.н.
Федяева О.Н., д.х.н.
Ярыгин В.Н., д.т.н.

Программный комитет

Сопредседатели

Леонтьев А.И., академик РАН (НИИ Механики МГУ, Москва)
Ребров А.К., академик РАН (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Заместитель

Рудяк В.Я. (НГАСУ, Новосибирск)

Анин Б.Д. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)
Байдаков В.Г. (ИТФ УрО РАН, Екатеринбург)
Большов Л.А. (ИБРАЭ РАН, Москва)
Бондарь Е.А. (ИТПМ СО РАН, Новосибирск)
Бурдуков А.П. (ИТ СО РАН, Новосибирск)
Головин С.В. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)
Гортышов Ю.Ф. (КАИ, Казань)
Горячева И.Г. (ИПМех РАН, Москва)
Драгунов Ю.Г. (НИКИЭТ, Москва)
Егоров И. В. (ЦАГИ, Жуковский)
Кедринский В.К. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)
Кирдяшкин А.Г. (ИГМ СО РАН, Новосибирск)
Козлов В.В. (ИТПМ СО РАН, Новосибирск)
Кривцов А.М. (Политех, Санкт-Петербург)
Кустова Е.В. (СПбГУ, Санкт-Петербург)
Левин В.А. (ИАПУ ДВО РАН, Владивосток)
Марчук И.В. (НГУ, Новосибирск)
Мильман О.О. (ЗАО НПВП Турбокон, Калуга)
Минаев С.С. (ДВФУ, Владивосток)
Морозов Н.Ф. (СПбГУ, Санкт-Петербург)
Нагнибеда Е.А. (СПбГУ, Санкт-Петербург)
Нигматулин Р.И. (ИО РАН, Москва)

Пенязьков О.Г. (ИТМО НАН Беларуси, Минск)
Петреня Ю.К. (ОАО Силовые машины, Санкт-Петербург)
Покусаев Б.Г. (МГУИ, Москва)
Попов Г.А. (НИИ ПМЭ МАИ, Москва)
Пухначев В.В. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)
Рогалёв Н.Д. (НИУ МЭИ, Москва)
Рубцов Н.А. (ИТ СО РАН, Новосибирск)
Сильников М.В. (Политех, Санкт-Петербург)
Смирнов Е.М. (Политех, Санкт-Петербург)
Суржигов С.Т. (ИПМех РАН, Москва)
Титов В.М. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)
Фаворский О.Н. (ЦИАМ, Москва)
Фёдоров М.П. (Политех, Санкт-Петербург)
Федорович Е.Д. (НПО ЦКТИ, Санкт-Петербург)
Федорук М.П. (НГУ, Новосибирск)
Фомин В.М. (ИТПМ СО РАН, Новосибирск)
Фортов В.Е. (ОИВТ РАН, Москва)
Халатов А.А. (ИТТФ НАН Украины, Киев)
Хомич В.Ю. (ИЭЭ РАН, Санкт-Петербург)
Шиплюк А.Н. (ИТПМ СО РАН, Новосибирск)
Шмотин Ю.Н. (НПО «Сатурн», Москва)

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



ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ
И
КЛЮЧЕВЫЕ ДОКЛАДЫ

УДК 533.5:533.9

СИНТЕЗ КЛАСТЕРОВ И НАНОСТРУКТУР МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Булгаков А.В.

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

Кластеры – малые частицы нанометровых и суб-нанометровых размеров – являются особым состоянием вещества, отличающегося по свойствам как от составляющих их атомов (молекул), так и массивных материалов, и составляют основу большинства современных наноструктурных материалов. Изучение путей формирования кластеров и наноматериалов на их основе имеет фундаментальное значение для понимания поведения вещества на наноразмерных масштабах, а также диктуется потребностями современных нанотехнологий. Одним из наиболее перспективных современных методов синтеза кластеров является импульсная лазерная абляция – испарение или структурирование материалов импульсами лазерного излучения. К достоинствам метода относятся возможность исключить наличие посторонних примесей в кластерах, гибкость и универсальность по отношению к материалу. Метод является одним из наиболее эффективных способов поиска и синтеза новых наноструктур. Именно этим методом были открыты фуллерены [1], каркасные металлоуглеродные структуры (met-cars) [2] и ряд других стабильных наносистем.

В докладе на основе исследований автора излагаются физические принципы лазерного синтеза кластеров и наноматериалов в газовой фазе и на поверхности, дается обзор современных экспериментальных и теоретических методов изучения процессов и различных стадий синтеза. Анализируются механизмы, динамика и условия формирования ряда кластерных систем с различным типом химической связи. Обсуждается аналогия процессов формирования кластеров в расширяющейся лазерной плазме и в сверхзвуковых газовых струях. Рассматриваются особенности синтеза наноструктур при лазерной абляции в различных средах (вакуум, газ, жидкость), а также при осаждении продуктов абляции на поверхность.

Особое внимание уделено вопросам лазерного синтеза новых кластерных систем и наноматериалов с функциональными свойствами, перспективными для применения в таких областях как катализ, нанoeлектроника, спинтроника, медицина. Процессы формирования функциональных наноструктур при импульсной лазерной абляции, а также возможности данного метода, иллюстрируются на примере синтеза

таких наносистем как металлооксидные кластеры [3,4], каркасные кластеры фосфора с фуллереновой структурой [5,6], кластеры кремния [7], бинарных полупроводников [8] и благородных металлов [9,10], полупроводниковые кластеры, допированные атомами ферромагнитных металлов [11]. Обсуждается роль кластеров лазерной плазмы в формировании тонких наноструктурных пленок методом импульсного лазерного осаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-19-10506).

Список литературы:

1. Kroto H.W., Heath J.R., O'Brien S.C., Curl R.F., Smalley R.F. C₆₀: Buckminsterfullerene // Nature. 1985. Vol. 318. P. 162-163.
2. Guo B.C., Wei C., Purnell J., Buzza S., Castleman Jr. A.W. Metallo-Carbohedrenes [M₈C₁₂⁺ (M = V, Zr, Hf, and Ti)]: A class of stable molecular cluster ions // Science. 1992. Vol. 256, No. 5056. P. 515-516.
3. Bulgakov A.V., Predtechensky M.R., Mayorov A.P. Transport of neutral atoms, monoxide and clusters in the plume produced by laser ablation of YBa₂Cu₃O_{7-x} in oxygen environment // Appl. Surf. Sci. 1996. Vol. 96-98. P. 159-163.
4. Bulgakov A.V., Evtushenko A.B., Shukhov Y.G., Ozerov I., Marine W. Cluster generation under pulsed laser ablation of zinc oxide // Appl. Phys. A. 2010. Vol. 101. P. 585-589.
5. Bulgakov A.V., Bobrenok O.F., Kosyakov V.I. Laser ablation synthesis of phosphorus clusters // Chem. Phys. Lett. 2000. Vol. 320. P. 19-25.
6. Bulgakov A.V., Bobrenok O.F., Kosyakov V.I. et al. Phosphorus clusters: Synthesis in the gas-phase and possible cage-like and chain structures // ФТТ. 2002. Т. 44. № 4. С. 594-598.
7. Bulgakov A.V., Ozerov I., Marine W. Silicon clusters produced by femtosecond laser ablation: Non-thermal emission and gas-phase condensation // Appl. Phys. A. 2004. Vol. 79. P. 1591-1594.
8. Булгаков А.В., Евтушенко А.Б., Шухов Ю.Г., Озеров И., Марин В. Импульсная лазерная абляция бинарных полупроводников: Механизмы испарения и генерация кластеров // Кв. электроника. 2010. Т. 40. № 11. С. 1021-1033.
9. Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В. Динамика импульсной лазерной абляции золота в режимах синтеза наноструктурных пленок // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 8. С. 45-52.
10. Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В. Влияние размеров наночастиц на спектр экстинкции коллоидных растворов, полученных при лазерной абляции золота в воде // Кв. электроника. 2017. Т. 47. № 4. С. 343-346.
11. Jdraque M., Evtushenko A.B., Avila-Brandt D. et al., Co-doped ZnS clusters and nanostructures produced by pulsed laser ablation // J. Phys. Chem. C. 2013. Vol. 117. P. 5416-5423.

АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОФИЗИКИ В ЛАЗЕРНОМ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИИ

Булгакова Н.М.^{1,2}

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

² HiLASE Centre, Institute of Physics of Czech Academy of Sciences,
Za Radnicí 828, 25241 Dolní Břežany, Czech Republic

Более 55 лет прошло со времени изобретения лазера, одного из самых впечатляющих изобретений двадцатого столетия [1]. За это время лазеры стали неотъемлемой частью не только многих областей науки и промышленных технологий, но и повседневной жизни. В 1985 г., когда был разработан принцип сжатия усиленных частотно-модулированных лазерных импульсов [2], началась новая эра мощных ультракоротких лазеров. Фемтосекундные лазеры позволяют гораздо более высокоточную обработку любого вида материалов в сравнении с более длинноимпульсными системами [3]. Благодаря очень быстрому вводу энергии в материал, нагретая лазером зона оказывается сильно локализованной, и структурные изменения вещества, его плавление и абляция происходят на временах, когда отвод тепла из зоны облучения за счет теплопроводности пренебрежимо мал. Кроме значительных преимуществ в достижении высокой точности обработки различных поверхностей и записи фотонных структур в объеме прозрачных материалов [4], это свойство ультракоротких лазеров открыло путь для создания и изучения экстремальных состояний вещества [5].

В докладе будет дан обзор актуальных проблем лазерного материаловедения с акцентом на получение материалов с новыми свойствами через создание сильно неравновесного термодинамического состояния вещества (так называемой “теплой плотной материи” или Warm Dense Matter (WDM) [5]), что включает сверхвысокие температуры и/или давления и их градиенты. Будут представлены результаты теоретического анализа и численного моделирования для ряда задач по поверхностной и объемной модификации материалов с анализом различий в лазерном воздействии на металлы, полупроводники и диэлектрики.

Микро/нанобработка материалов ультракороткими лазерными импульсами включает в себя длинную цепь процессов, начинающуюся с поглощения излучения свободными электронами в металлах и с фотоионизации материалов с энергетической щелью. В условиях сверхбыстрого поглощения энергии на фемтосекундных временах материал оказывается в сильно неравновесном состоянии с горячим “газом” свободных электронов и холодной решеткой атомов/ионов. Передача энергии от электронов к решетке происходит за характерные времена от нескольких до сотни пикосекунд в зависимости от вида материала и степени нагрева, при этом скорость нагрева решетки достигает $10^{12} - 10^{15}$ К/с. На таких временах отвод энергии из зоны облучения пренебрежимо мал, что может приводить к локальным уровням стрессов

до сотен ГПа и формированию стрессовых волн. Такие уровни температур и давлений предполагают разрушение начальной структуры материала и возможность синтеза его новых форм [6].

Теоретический анализ и численное моделирование условий создания и эволюции экстремального состояния вещества при сверхбыстром, сильно локализованном нагреве требует новых подходов к моделированию [7-9]. Это включает описание оптических свойств материалов, быстро меняющихся в процессе облучения, нелинейного распространения ультракоротких импульсов излучения в поглощающих средах на основе нелинейных уравнения Шредингера или полных уравнений Максвелла, передачи энергии от электронной к атомарной подсистемами, формирования стрессовых волн, их распространения и деформации материала под их влиянием. Будет дан обзор соответствующих моделей и анализ их применимости. Будет показано, как, управляя пространственно-временной формой ультракоротких импульсов, можно преодолеть эффект кламппинга (ограничение интенсивности в глубине прозрачного материала вследствие потерь энергии по ходу луча из-за ионизации, поглощения электронами и рассеяния) [9]. В последней части доклада будут проанализированы новые направления применения лазеров в материаловедении.

Доклад подготовлен в рамках государственного задания (Проект Ф 13, III.22.8.1).

Список литературы:

1. Лазерная одиссея / Т. Мейман. М.: Печатные традиции, 2010. 223 с.
2. D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses // *Opt. Commun.* 1985. V. 56. P. 219-221.
3. B.N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, et al., Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids // *Appl. Phys. A*. 1996. V. 63. P. 109-115.
4. N.M. Bulgakova, Fundamentals of Ultrafast Laser Processing // In: *Ultrafast Laser Processing: From Micro- to Nanoscale*, Chapter 3, Eds. K. Sugioka and Y. Cheng. Pan Stanford Publishing, 2013. P. 99-182.
5. R. Ernstorfer, M. Harb, C.T. Hebeisen, et al., The formation of warm dense matter: experimental evidence for electronic bond hardening in gold // *Science*. 2009. V. 323. P. 1033-1037.
6. A. Vailionis, E.G. Gamaly, V. Mizeikis, W. Yang, A. Rode, S. Juodkazi, Evidence of super-dense Aluminum synthesized by ultra-fast micro-explosion // *Nat. Commun.* 2011. V. 2. Article 445.
7. N.M. Bulgakova, V.P. Zhukov, S.V. Sonina, Y.P. Meshcheryakov, Modification of transparent materials with ultrashort laser pulses: What is energetically and mechanically meaningful? // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118. Article 233108.
8. I. Mirza, N.M. Bulgakova, J. Tomáščík, et al., Ultrashort pulse laser ablation of dielectrics: Thresholds, mechanisms, role of breakdown // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. Article 39133.
9. V.P. Zhukov, A.M. Rubenchik, M.P. Fedoruk, N.M. Bulgakova, Interaction of doughnut-shaped laser pulses with glasses, *J. Opt. Soc. Am. B* 34(2), 463-471 (2017).

НЕРАВНОВЕСНЫЕ СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКЕ

Горбачев Ю.Е.

ООО «Коддан Текнолоджис»,
197342, Россия, С.-Петербург, Белоостровская ул., 22, оф. 430

Высокоэнтальпийные течения газа и плазмы являются объектами исследований, связанных с проблемами как аэрокосмоса, так и плазмохимических реакторов. Химические реакции являются источником неравновесности потоков, приводя к неравновесным распределениям как по поступательным, так и по внутренним степеням свободы. Это приводит к необходимости создания адекватных моделей течения реагирующих газовых смесей. Особенно актуально это при исследованиях, связанных с восстановлением скоростей реакций из экспериментальных данных, когда решается обратная задача и получаемые данные крайне чувствительны к используемой модели для зависимости скоростей реакций от параметров течения. В докладе показывается, что скорости реакций, получаемые из асимптотического решения уравнения Больцмана имеют гораздо более сложную зависимость от концентраций компонентов смеси, чем предсказывается уравнением Гультберга-Вааге уже при использовании уравнений Эйлера для описания химической кинетики.

Современная химическая кинетика базируется либо на феноменологических уравнениях для концентраций компонентов смеси, использующих закон Гультберга-Вааге, либо на соответствующих уравнениях, полученных из уравнения Больцмана с использованием предположения Пригожина [1] о малости части интеграла столкновения, ответственного за химические реакции. Это приводит к равновесным скоростям реакций в уравнениях нулевого (эйлеровского) приближения. Существенным ограничением такого подхода является некорректное описание вклада в кинетику высокопороговых химических реакций. Предложенный в [2] асимптотический метод решения обобщенного уравнения Больцмана для химически реагирующей газовой смеси основывается на трех положениях: (1) не делается предположения о малости «химической части» интеграла столкновений, т.е. он не разлагается в ряд по числу Кнудсена, (2) газодинамические (медленные) переменные вводятся на основе понятий приближенных столкновительных инвариантов, (3) функция распределения представляется в виде суммы двух слагаемых: «медленной» – квазиравновесной, зависящей от времени и координат только через газодинамические переменные и «быстрой» – зависящей от времени явно. Уравнение Больцмана при этом записывается в виде сингулярно-возмущенной системы уравнений для быстрых и медленных переменных. Решение этой системы проводится методом, аналогичным методу Чепмена-Энскога.

Получаемое из этой системы решение для функции распределения и, соответственно, выражения для скоростей реакций и релаксации газодинамических

переменных (которые вместе будем называть обобщенными скоростями релаксации (ОСР)) существенно отличаются от традиционных [3-6]. Уже в нулевом приближении по числу Кнудсена в ОСР возникают слагаемые, соответствующие пространственно-однородным возмущениям (обусловленным физико-химическими процессами) и соответствующие пространственно-неоднородным возмущениям, пропорциональные дивергенции газодинамической скорости и обусловленные процессами сжатия/расширения газа.

Пространственно-однородные и пространственно-неоднородные части скоростей реакций по-разному соотносятся с законом Гультберга-Вааге. Этот закон понимают в двух смыслах: (1) химическое равновесие в системе устанавливается, если произведение равновесных констант скоростей реакций на соответствующие концентрации реагентов для прямых и обратных равны и (2) скорости реакций равны произведению равновесных констант скоростей реакций на соответствующие концентрации реагентов. Понимаемый во втором смысле этот закон применим только для расчета равновесных скоростей реакций, поскольку скорости реакции являются рациональными функциями концентраций всех компонентов смеси [6]. Первое его толкование применимо и для пространственно-однородных неравновесных скоростей реакций, если оно выполняется для всех реакций. Это означает, что в системе не может установиться равновесия по одной отдельно взятой реакции, что существенно затрудняет процедуру определения скоростей реакций из экспериментов.

Пространственно-неоднородные эффекты выводят систему из химического равновесия.

Список литературы:

1. Prigogine I., Xhrouet E., On the perturbation of Maxwell distribution function by chemical reactions in a gas// *Physica*. 1949. V. 15, pp. 913-932.
2. Kolesnichenko E.G., Gorbachev Y.E. Gas-dynamic equations for spatially inhomogeneous gas mixtures with internal degrees of freedom. I. General theory// *Appl. Math. Mod.* 2010, V. 34, N 12, pp. 3778–3790.
3. Kolesnichenko E.G., Gorbachev Y.E. Gas-dynamic equations for spatially inhomogeneous gas mixtures with internal degrees of freedom. II. General representation for one-temperature reaction rates// *Appl. Math. Mod.* 2012, V. 37, N 7, pp. 5304-5314.
4. Kolesnichenko E.G., Gorbachev Y.E. Chemical reactions in non-equilibrium gas mixtures and mass action law breakdown// *Shock Waves*. 2013, V. 23, N 6, pp. 635-648.
5. Kolesnichenko E.G., Gorbachev Y.E. Two-temperature Reaction and Relaxation Rates// *Shock Waves*. 2017, V. 27, N 3, pp. 333–374.
6. Kolesnichenko E.G., Gorbachev Y.E. Gas-dynamic equations for spatially inhomogeneous gas mixtures with internal degrees of freedom. III. Renormalized relaxation rates// *Appl. Math. Mod.* 2016, V. 40, N 23-24, pp. 10131–10152.

**О ВЛИЯНИИ КОГЕРЕНТНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР НА
ТЕПЛОМАССОБМЕН И ГОРЕНИЕ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ.
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАНОРАМНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ**

Дулин В.М.^{1,2}, Маркович Д.М.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Для обеспечения успешного поджига и стабильного горения пламени в камерах сгорания газовых турбин, как правило, организован закрученный поток [1]. Известно, что для течений с интенсивной закруткой, в том числе струй, характерно явление распада вихревого ядра, в результате которого на оси вихря формируется след, а затем зона рециркуляции, обеспечивающая благоприятные локальные условия для устойчивого горения [2,3]. Другой особенностью вихревых потоков является возникновение интенсивных пульсаций скорости и давления в окрестности вихревого ядра вследствие его прецессии [4-6]. При этом влияние крупномасштабных вихревых структур на условия возникновения нестационарных режимов горения в закрученных потоках к настоящему времени изучено недостаточно детально [7,8].

В докладе представлены результаты серии экспериментальных исследований когерентных структур в закрученных турбулентных струях с горением газового топлива (метана и пропана) на основе детальных измерений с использованием современных панорамных оптических методов: анемометрии по изображениям частиц и плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции. С целью выделения когерентных структур в потоках, статистические ансамбли реализаций поля скорости проанализированы методом главных компонент. На основе трехмерных измерений скорости [9] установлено, что в потоке сильно закрученной струи с распадом вихревого ядра без горения, а также для ряда режимов горения, присутствует крупномасштабная когерентная структура, состоящая из пары винтовых вихрей.

На основе измерений методом лазерно-индуцированной флуоресценции проанализирован вклад крупномасштабных вихревых структур в процессы смесеобразования и горения на начальном участке сильно закрученной струи. Вторичный винтовой вихрь во внешнем слое смешения вносит значительный вклад в скорость перемешивания струи с окружающим воздухом и интенсифицирует турбулентное горение для диффузионного факела. Для пламени предварительно перемешанной смеси с избытком воздуха важную роль играет спиралевидный вихрь во внутреннем слое смешения, опоясывающий центральную зону рециркуляции и способствующий теплообмену между продуктами горения в области возвратных токов и реагентами в струе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-10566). Авторы выражают благодарность коллегам из ИТ СО РАН.

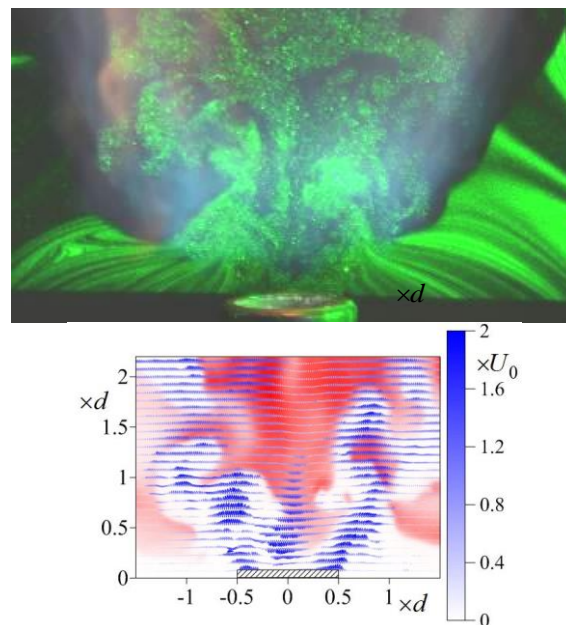


Рис. 1. Визуализации поля мгновенной скорости и интенсивности локальной флуоресценции OH^* для пропанового факела, стабилизированного в струе с сильной закруткой потока (d – диаметр сопла, U_0 – среднерасходная скорость струи). $Re = 5000$

Список литературы:

1. Михайлов А.И., Горбунов Г.М., Борисов В.В. и др. Рабочий процесс и расчет камер сгорания газотурбинных двигателей. – М: Государственное издательство оборонной промышленности, 1959. – 285 с.
2. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. – М.: Мир, 1987. – 588 с.
3. Ахмедов Р.Б., Балагула Т.Б., Рашидов Ф.К. и др. Аэродинамика закрученных струй. – М: Энергия, 1977. – 240 с.
4. Alekseenko S. V., Dulin V. M., Kozorezov Y. S., Markovich D. M. Effect of high-amplitude forcing on turbulent combustion intensity and vortex core precession in a strongly swirling lifted propane/air flame // Combust. Sci. Technol. – 2012. – V. 184, № 10-11. – P. 1862-1890
5. Oberleithner K., Paschereit C. O., Seele R. and Wagnanski I. Formation of turbulent vortex breakdown: intermittency, criticality, and global instability // AIAA J. – 2012. – V 50, № 7. – P. 1437-1452
6. Крашенинников С.Ю., Миронов А.К., Пудовиков Д.Е. и Токталиев П.Д. Исследование образования звуковых волн, создаваемых турбулентными струями //Изв. РАН. Механика жидкости и газа. – 2015. – №. 3. – С. 68-86.
7. Syred N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // Progr. Energy Combust. Sci. – 2006. – V. 32, № 2. – P. 93-161
8. Lieuwen T. C. Unsteady combustor physics. – Cambridge University Press, 2012 – 402 p.
9. Markovich D.M., Dulin V.M., Abdurakipov S.S., Kozinkin L.A., Tokarev M.P. and Hanjalic K. Helical modes in low- and high-swirl jets measured by tomographic PIV // J. Turbul. – 2016. – Vol. 17. – P.678-698

УДК 621.9

ПРОЦЕССЫ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ПОКРЫТИЙ: ПРОБЛЕМЫ МАССО- И ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Игуменов И.К.¹, Лукашов В.В.^{1,2}

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

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

В настоящее время десятки технологий осаждения различных функциональных слоев с использованием летучих соединений объединены под общим названием – процессы химического осаждения покрытий из газовой фазы: CVD, MOCVD, ALD, CVI, PECVD и др. Общей идеологической платформой, объединяющей эти процессы, является транспорт паров исходного летучего соединения в зону осаждения, активированный распад на поверхности, приводящий к образованию функционального слоя.

Метод MOCVD также может формировать слои из высокотемпературных оксидов и тугоплавких металлов (иридий, платина) при температурах, значительно ниже температуры их плавления; позволяет точно контролировать концентрацию паров прекурсоров, и, как следствие, управлять процессами роста слоев заданного состава и строения. Диапазоны толщин слоев могут варьироваться в диапазоне от единиц нанометров до десятков микрон. Ключевую роль при разработке процессов осаждения из газовой фазы играют проблемы тепло- и массопереноса исходного летучего соединения в зону формирования покрытия.

Низкие значения давления насыщенного пара при температуре парообразования и невысокая термическая стабильность не позволяют создать в зоне осаждения концентрацию паров прекурсора достаточную для получения покрытий требуемой толщины. Поэтому одной из задач является разработка эффективных процессов, обеспечивающих высокий уровень интенсивности массопереноса паров прекурсора в зону формирования покрытия.

Проанализированы известные варианты осаждения термобарьерных керамических покрытий (ТБП) $ZrO_2-Y_2O_3$ методом MOCVD. Установлено, что использование данного метода принципиально позволяет получать керамические покрытия с требуемой столбчатой структурой, низким коэффициентом теплопроводности и технологически приемлемыми скоростями роста. Показано, что главным ограничивающим фактором в скорости роста покрытия является производительность используемых источников паров прекурсоров.

Проведен анализ известных вариантов реализации процессов тепло-массопереноса при использовании

различных прекурсоров с широким диапазоном термических параметров для данного процесса. Показана эффективность сублимации прекурсоров в центробежном псевдооживленном слое крупных инертных частиц, сформированном в вихревой камере.

Получены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования кинетики сублимации ряда прекурсоров в потоке инертного газа Ar, He или их смеси в заданном диапазоне температур и расходов газов. Установлено, что при сублимации одиночной частицы прекурсора в условиях вынужденной конвекции интенсивность массопереноса данного соединения в потоке гелия в несколько раз превышает массообмен в аргоне при прочих близких параметрах, таких как скорость обтекания и температура набегающего потока. При этом температура частицы понижается, что может быть важным фактором повышения термостабильности паров.

Показано, что существует дополнительная возможность управления сублимацией прекурсора возможны при использовании смеси Ar/He. Проведенные оценки показали, что, меняя состав газовой смеси, можно эффективно воздействовать на интенсивность массообмена и изменять уровень парциального давления паров прекурсора.

При повышении температур сублимации до ~260С близких к тройной точке было зарегистрировано образование на поверхности фазового перехода «вискеров». Количество нитевидных кристаллов в атмосфере гелия в несколько раз выше по сравнению с сублимацией в потоке аргона. Данные ИК-спектроскопии установили идентичность состава «вискеров» составу исходного прекурсора.

Полученные данные по особенностям тепло-массопереноса прекурсоров в вихревом испарителе были использованы при разработке высокопроизводительного источника паров для экспериментального MOCVD реактора для формирования ТБП на лопатках турбин.

*Работа выполнена при поддержке РФФ
грант № 16-19-10325*

УДК 536.423:536.4.033:536.46

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МНОГОФАЗНЫХ И МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ МИКРОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Кузнецов В.В.

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

Глобальная тенденция к миниатюризации аппаратов в различных областях техники привела к созданию широкого спектра устройств с размерами элементов от единиц до сотен микрон [1]. На основе микроразмерных систем разрабатываются новые технологии отвода экстремально больших потоков тепла в ограниченном объеме, микроэлектромеханические системы (МЭМС) на основе управляемого распада жидкости, микрореакторы водородной энергетики и химической технологии [2]. Ключевую роль в обосновании эффективного применения микроразмерных систем играют фундаментальные закономерности неравновесных процессов при фазовых переходах и химических реакциях, рассмотренные в данной работе.

Изучены особенности применения микроразмерных систем для отвода тепла от теплонапряженных зон энергетического оборудования, микропроцессоров и электронных устройств. Для обоснования методов расчета теплообмена при кипении и конденсации в микроканальных системах получены экспериментальные данные по коэффициентам теплообмена и критическим тепловым потокам для хладонов, воды и терморегулирующей жидкости в широком диапазоне приведенных давлений, массовых скоростей и тепловых потоков. Основываясь на выявленных физических механизмах фазовых переходов в микроканальных системах, разработан новый метод расчета теплообмена при кипении жидкости в микроканалах, учитывающий совместно вклад пузырькового кипения с учетом подавления зародышеобразования при толщине пленки жидкости, сравнимой с диаметром критического зародыша, двухфазной конвекции и испарения тонкой пленки жидкости в неравновесных условиях. Установлено, что предложенный подход эффективен для расчета активных двухфазных систем охлаждения при больших тепловых потоках и высококомпактных систем ожижения природного газа при низких температурных напорах. Установлены физические механизмы и предложены методы повышения критического теплового потока для кипения воды и хладонов в сегментированных системах охлаждения на основе микроканалов, выявлены закономерности теплообмена при микроструйном охлаждении зон повышенного тепловыделения.

Получены результаты исследований взрывного кипения метастабильной жидкости при импульсном тепловом воздействии, направленные на обоснование методов подавления парового взрыва и кризисных процессов в трактах энергетических устройств, МЭМС на основе управляемого распада жидкости. Для изучения динамики взрывного кипения на мик-

ронагревателе использована оригинальная оптическая методика и установлены основные закономерности пузырькового распада широкого класса жидкостей при скоростях роста температуры, достигающих 900 МК/с. Разработан метод расчета самосогласованного зародышеобразования и роста паровых пузырей в наведённом ими поле давления. Рост пузырей в окрестности спинодали рассмотрен с учетом сжимаемости жидкости, неоднородности поля температуры и неравновесного фазового перехода на межфазной поверхности. Проведены экспериментальные и численные исследования взрывного кипения жидкости на гладкой и наноструктурированной поверхности, разработаны методы управления взрывным кипением.

Одним из новых направлений в химической технологии является разработка компактных каталитических микрореакторов. Для проведения многостадийных реакций конверсии углеводородов разработаны композитные наноразмерные катализатором на основе синтеза многоядерных координационных соединений с последующим терморазложением до высокодисперсных наноразмерных оксидов, созданы многокомпонентные наноструктуры на основе Rh, Pd, La, Ba с высокой однородностью фазового состава. Полученные наноструктуры содержат наночастицы металлов с размером меньше 1 нм и характеризуются повышенной поверхностной энергией, координационной ненасыщенностью и большой абсорбционной емкостью, что обусловлено соизмеримостью размера частиц с радиусом действия межатомных сил. Многокомпонентные наноструктуры применены для получения обогащенного водородом синтез-газа при паровой и автотермальной конверсии, а также парциальном окислении метана, они показали высокую эффективность и временную стабильность. Эксперименты, проведенные для широкого ряда углеводородов и спиртов с использованием кольцевого реактора и микроструктурированного многофазного реактора, показали высокую степень конверсии исходных продуктов в синтез-газ и жидкие углеводороды при последующем низкотемпературном синтезе Фишера-Тропша.

Список литературы:

1. Abramson A.R., Tien C.L. Recent Developments in Microscale Thermophysical Engineering//J. Microscale Thermophys. Eng. 1999. 3 (4). С. 229-244.
2. Kuznetsov V.V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proceedings of the International Heat Transfer Conference IHTC14. 2010. Washington, USA. Keynote IHTC14-22570.

УДК 536.4

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ КАПЛЕ ВОДЫ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ НАГРЕВЕ В ПОТОКЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВ

Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Анализ высокотемпературных (температура среды более 500 °С) газопарокапельных приложений показывает, что имеются достаточно большие сложности достоверного прогнозирования условий и характеристик эффективного (с максимальными скоростями прогрева и фазовых превращений) испарения воды. Такое состояние проблемы объясняется сложностями адекватного моделирования высокотемпературного нагрева и испарения капель жидкостей. Основные сложности вызваны малым количеством опубликованных экспериментальных данных о закономерностях таких процессов. Например, эффективность технологий термической или огневой очистки воды от нерегламентированных примесей во многом зависит от интенсивности эндотермического фазового перехода. С точки зрения оптимизации затрат на реализацию технологического процесса, достоверные данные о значениях скорости испарения капель жидкостей в среде высокотемпературных газов имеют определяющее значение. К сожалению, пока на многих предприятиях оптимальные параметры выбираются эмпирически в течение длительных циклов настройки и адаптации оборудования.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований взаимосвязанных процессов теплообмена и фазовых превращений при высокотемпературном испарении капли воды. Для экспериментального определения полей скорости конвективных течений в испаряющейся капле и полей температуры последней использованы оптические методы Particle Image Velocimetry (PIV) и Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF). Установлены типичные профили температуры и скорости в разные моменты времени прогрева капли и при разных условиях подвода энергии. Температура внешней газовой среды менялась от 20 до 1000 °С. Для ее регистрации в малой окрестности поверхности капли применялся метод Laser Induced Phosphorescence (LIP). Полученные экспериментальные данные стали основанием для разработки прогностической физической и математической моделей, учитывающих основные взаимосвязанные процессы теплообмена и фазовые превращения. Рассмотрены одномерные и двумерные постановки задач теплообмена, существенно отличающиеся по учитываемым процессам и факторам. Установлены отличия времен прогрева капли, характерных температурных профилей при использовании одномерных и двумерных моделей с учетом группы факторов: кондуктивного, конвективного, радиационного теплообмена, а также формирования в малой окрестности испаряющейся капли буферного парового слоя. Выполнен анализ температурных режимов нагрева и

испарения капель воды, при которых можно использовать упрощенные модели, и для которых важны все основные факторы и процессы. Получены аппроксимационные выражения для всех установленных зависимостей с целью проведения оценок и прогнозирования характеристик процессов прогрева и испарения капель воды (в том числе высокотемпературного).

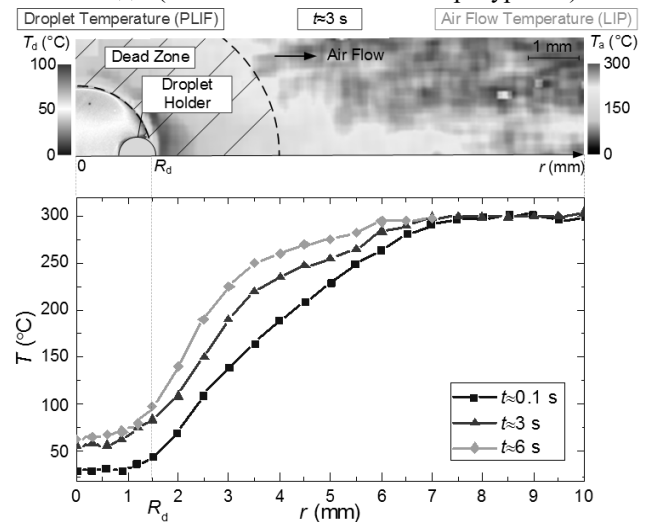


Рис. 1. Экспериментальные распределения температуры по продольным сечениям в разные моменты времени (результаты обработки экспериментальных данных с использованием PLIF и LIP).

Выполненное сравнение профилей температуры при использовании моделей конвективного, кондуктивного и радиационного теплообмена в капле воды показали, что имеются температурные диапазоны, для которых роль одного из указанных механизмов теплообмена является доминирующей (определяющей).

Установленные закономерности и полученные зависимости можно использовать для развития перспективных газопарокапельных технологий в области огневой и термической очистки воды от нерегламентированных примесей, углеводородной газификации, полидисперсного пожаротушения и др. В частности, с применением полученных аппроксимационных выражений можно прогнозировать условия эффективного испарения воды (с заданной скоростью в течение определенного интервала времени). Как следствие, появится возможность существенно увеличить коэффициент полезного действия технологических блоков, агрегатов и узлов в перечисленных приложениях.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МД-1221.2017.8).

ПЕРЕХОД ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Маслов А.А.

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

При создании многоразовых и безопасных гиперзвуковых летательных аппаратов необходимо полностью контролировать распределение тепла по всей системе тепловой защиты. Если в каком-то месте на поверхности транспортного средства пограничный слой переходит из ламинарного состояния в турбулентное, то к поверхности резко увеличиваются тепловые потоки. В связи с этим проблема предсказания ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) является одной из ключевых проблем аэротермодинамики [1].

Для компоновок, имеющих гладкие поверхности, ЛТП вызывается возбуждением и усилением в пограничном слое неустойчивых возмущений, наиболее опасны из которых - первая и вторая моды. Линейное развитие этих мод достаточно хорошо изучено [2].

Влияние температуры поверхности на ЛТП. Одним из методов влияния на неустойчивые моды возмущений является изменение температуры поверхности. Нагрев, распределенный по всей поверхности обтекаемой потоком газа модели, приводит при гиперзвуковых скоростях к дестабилизации первой моды возмущений и стабилизации второй. Охлаждение производит противоположный эффект [2]. В данной работе представлены результаты экспериментов по исследованию локального нагрева/охлаждения поверхности экспериментальной модели на развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое при числе Маха $M=6$ и на ЛТП [3]. Экспериментальное исследование проведено в пограничном слое конусов с различным радиусом затупления носовой части. Нагрев локальных участков поверхности конуса или его носика осуществлялся с помощью омического нагревателя, охлаждение - подводом жидкого азота во внутреннюю полость модели.

Анализ спектров пульсаций давления показал, что в пограничном слое острого конуса нагрев / охлаждение приводит к дестабилизации / стабилизации возмущений второй моды. Аналогичным образом ведет себя ЛТП. Получен эффект прямо противоположен распределенному влиянию температуры поверхности на развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое, при котором нагрев стабилизирует, а охлаждение дестабилизирует вторую моду.

Влияние температуры поверхности и затупления вершины конуса на ЛТП. Для затупленных конусов с локальным изменением температуры поверхности наблюдается эффект, противоположный результатам, полученным для острого конуса – нагрев / охлаждение приводит к стабилизации / дестабилизации возмущений, что совпадает с влиянием распределенного нагрева / охлаждения. Этот эффект усиливается при увеличении радиуса затупления носовой части кону-

са. Во всех исследованных примерах происходит релаксация влияния температуры носовой части конуса при увеличении расстояния от области нагрева / охлаждения вниз по потоку.

Влияние волнистости поверхности на ЛТП. Другой вид локального воздействия на ЛТП – создание волнистости поверхности. Создание волнистой поверхности с заданными параметрами может стабилизировать возмущения в гиперзвуковом пограничном слое [4]. Этот вывод подтвержден экспериментально при $M=6$. Параметры волнистости подобраны так, что области, где возмущения усиливаются, чередуются с областями, где они затухают, и пограничный слой в целом стал более устойчивым.

Оптические методы исследования ЛТП. Во всех, перечисленных выше опытах использовались измерения на поверхности модели (датчики давления, тепловизор). В настоящее время развитие лазерной техники и быстродействующих оптических камер позволяет проводить измерения в пограничном слое над поверхностью. Основная информация о развитии возмущений получена при помощи метода PIV. Поскольку точность измерения скорости методом PIV недостаточна для изучения развития волнового пакета в пограничном слое, этот метод совмещен с методом искусственных волновых пакетов, в котором процесс зарождения пакета контролируется во времени и пространстве. Идея метода основана на введении в пограничный слой локализованных периодических возмущений с заданной частотой, фазой и амплитудой, и выделении только тех возмущений, которые имеют корреляционную связь с источником. Это позволяет исследовать пространственные, частотные и фазовые характеристики возмущений, развивающихся в пограничном слое, а за счет синхронного накопления сигнала, существенно повысить точность измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-01-00536).

Список литературы:

1. Бойко А.В., Кириловский С.В., Маслов А.А., Поплавская Т.В. Инженерное моделирование ламинарно-турбулентного перехода: достижения и проблемы // ПМТФ. 2015. № 5. С. 30-49.
2. Boundary layer stability theory. Document 900-277 / L.M. Mack; Pasadena. JPL, 1969. 388 p.
3. Fedorov A., Soudakov V., Egorov I., Sidorenko A., Gromyko Y., Bountin, D., Polivanov P., Maslov A. High-speed boundary-layer stability on a cone with localized wall heating or cooling // AIAA Journal. 2015. V.53. Part 9. P. 2512-2524.
4. Bountin D., Chimitov T., Maslov A., и др. Stabilization of a hypersonic boundary layer using a wavy surface // AIAA Journal. 2013. V.51. P. 1203-1210.

УДК 533.5:533.9

ДИНАМИКА РАЗЛЕТА ГАЗА И АНАЛИЗ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ВАКУУМЕ

Морозов А.А.

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

Лазерная абляция представляет собой процесс удаления вещества с твердой поверхности в результате импульсного лазерного облучения. Импульсная лазерная абляция широко применяется для напыления тонких пленок, пробоотбора для анализа вещества, чистки, обработки и структурирования поверхностей, синтеза новых наноматериалов и т.д.

Одним из основных инструментов для изучения механизмов и динамики импульсной лазерной абляции является времяпролетное (ВП) распределение (определяемое как число частиц, пролетающих через заданную плоскость за единицу времени). Во ВП распределении фактически закодирована информация о механизме абляции, о термодинамическом состоянии облучаемой поверхности, количестве и составе аблируемого (удаленного) материала и о динамике всего процесса абляции, включая газодинамические и плазменные процессы, эффекты ионизации и поглощения лазерной энергии в факеле. Корректная расшифровка ВП распределений может значительно улучшить анализ процессов, сопровождающих импульсную лазерную абляцию, и таким образом способствовать развитию новых технологий по осаждению тонких пленок и синтезу наноматериалов.

Существующие в настоящее время подходы позволяют хорошо описывать распределение энергий во ВП сигнале, однако не могут предоставить информации о состоянии на поверхности испарения, и в этом смысле мало пригодны именно для расшифровки ВП распределений. Вплоть до настоящего времени теория не позволяла определить температуру испаряющей поверхности из ВП распределения даже для простого случая нейтральных частиц. Отсутствие адекватного теоретического описания ВП распределений является одной из причин издавна существующей проблемы в теории импульсной лазерной абляции, связанной с наблюдаемыми в экспериментах необъяснимо высокими кинетическими энергиями частиц при тепловом испарении.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования ВП распределений нейтральных частиц на нормали к поверхности испарения при наносекундном лазерном испарении в вакууме. Проведено исследование ВП распределений на основе расчетов методом прямого статистического моделирования. Обнаружено, что средняя энергия молекул во ВП распределении на нормали к поверхности испарения может в несколько раз превышать энергию молекул при испарении. Показано, что такие сверхтепловые энергии могут быть объяснены перераспределением энергии в облаке во время столкновительного расширения газа [1]. Получены зависимо-

сти энергии во ВП распределении от числа испаренных монослоев, которые позволяют оценивать температуру облучаемой поверхности из ВП распределения [2].

Предложен новый подход к расшифровке ВП распределений при импульсном лазерном испарении в вакуум, основанный на анализе базы данных времяпролетных распределений из расчетов [3]. Показано, что таким образом можно определить температуру испаряющей поверхности и число испаренным монослоев.

Получена новая аналитическая формула для расшифровки ВП распределений при импульсном лазерном испарении в вакуум [4]. В основе формулы лежит модифицированное распределение Максвелла-Больцмана, свободный параметр в котором описывается из анализа баланса энергии при импульсном испарении в вакуум для многоатомного газа. Показано, что новая формула позволяет определять температуру испаряющей поверхности с погрешностью 10% вместо 50-150% для обычно используемых формул на основе распределения Максвелла-Больцмана.

Проведен анализ ВП распределений для бинарной смеси [5]. Особое внимание уделено разделению компонент смеси и изменению состава смеси для частиц, пролетающих через ВП детектор. Получены универсальные зависимости отношения энергий и концентраций компонент смеси от числа испаренных монослоев. Полученные результаты позволяют полностью определить условия на испаряющей поверхности (температура поверхности, число испаренных монослоев, начальный состав смеси) из экспериментально измеренных ВП распределений.

Список литературы:

1. Morozov A. A., Evtushenko A. B., Bulgakov A. V. Gas-dynamic acceleration of laser-ablation plumes: hyperthermal particle energies under thermal vaporization // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. № 5. P. 054107.
2. Morozov A. A. Analysis of time-of-flight distributions under pulsed laser ablation in vacuum based on the DSMC calculations // *Appl. Phys. A.* 2013. Vol. 111. № 4. P. 1107-1112.
3. Morozov A. A. Interpretation of time-of-flight distributions for neutral particles under pulsed laser evaporation using direct Monte Carlo simulation // *J. Chem. Phys.* 2013. Vol. 139. № 23. P. 234706.
4. Morozov A. A. Analytical formula for interpretation of time-of-flight distributions for neutral particles under pulsed laser evaporation in vacuum // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2015. V. 48. № 19. P. 195501.
5. Morozov A. A., Mironova M. L. Numerical analysis of time-of-flight distributions of neutral particles for pulsed laser ablation of binary substances into vacuum // *Appl. Phys. A.* 2017. V. 123. № 12. P. 783.

ВЯЗКИЕ ТЕЧЕНИЯ С ОСОБЕННОСТЯМИ

Пухначев В.В.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Хорошо известно, что уравнения Навье-Стокса в случае, когда внешние силы потенциальны, имеют решениями с потенциальным вектором скорости: $\mathbf{v} = \nabla\phi$, где ϕ – гармоническая функция. Давление p находится из интеграла Коши-Лагранжа, $\phi_t + |\nabla\phi|^2/2 + p/\rho = \chi(t)$. Таким образом, удастся построить решения уравнений Навье-Стокса, определенные во всем пространстве (или на всей плоскости), беря в качестве ϕ фундаментальное решение уравнения Лапласа или его производные. Простейшие решения такого рода описывают плоские течения с потенциалами $\phi = (\Gamma/2\pi)\varphi$ (Γ – циркуляция вихря) и $\phi = (q/2\pi)\log r$ (q – мощность источника или стока). Величины Γ и q могут зависеть от времени, но сейчас будем считать их постоянными.

Вместе с тем, существуют и непотенциальные (сугубо вязкие) течения, определенные на всей плоскости или во всем пространстве. В первом случае это аналог решения Джеффри-Гамеля, а во втором – аналог решения Ландау. Первый тип решений исследовался Гольдштиком, Штерном и Яворским и, независимо, Швераком. Эти решения стационарны и автомодельны. Другие непотенциальные решения такого

типа мне неизвестны. Вопрос о том, задают ли указанные решения главный член асимптотик решения задачи в ограниченной области течения с естественными краевыми условиями на ее границе (например, условиями прилипания) в общем виде не решен. В плоской задаче с особенностью типа источника или стока это так, если выполнено неравенство $|q| < 2\pi\nu$ (А. Руссо и Тартальони; Пухначев). Я думаю, что ограничение на величину q (хоть не такое жесткое) существенно в свете результатов Гольдштика с соавторами, а также Шверака, которые обнаружили бифуркации в задаче о точечном источнике.

В задаче о точечном вихре мною был установлен похожий результат с ограничением на величину циркуляции: $|\Gamma| < 2\pi\nu$. Здесь можно рассчитывать на нелокальный результат, учитывая, что бифуркации в задаче о точечном вихре отсутствуют.

Представляет интерес рассмотреть решение задачи с источником или стоком на границе области течения, а также нестационарные аналоги задач, упомянутых выше. Вопрос об асимптотическом характере решения Ландау, насколько мне известно, никем не рассматривался.

ГАЗОСТРУЙНЫЙ СИНТЕЗ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР

Ребров А.К.

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

К настоящему времени газофазные методы осаждения алмазных и алмазоподобных структур, известные под привычным международным термином “chemical vapor deposition”, минули стадию лабораторных исследований, и нашли множество применений в приборостроении и промышленности. В основу методов положены различные способы активации газовых смесей, содержащих углеродные соединения. Это термическая активация на горячих проволоках, в плазменных потоках различного происхождения, в пламёнах, при лазерном облучении, при детонации. В Институте теплофизики СО РАН в течение нескольких лет развивается новое направление технологии синтеза алмаза при термической активации углеродсодержащих газов на протяжённой поверхности. Впечатляющие успехи в синтезе алмаза достигнуты в нашей стране и за рубежом при использовании мик-

роволновой плазмы при относительно малых удельных потоках активированного газа. Область условий синтеза алмаза из высокоскоростного потока микроволновой плазмы не исследована. Этому посвящены новые работы в Институте теплофизики, основанные на идеях генерации плазмы в космических двигателях. Между тем, до настоящего времени нет однозначных представлений о том, что определяет процесс осаждения, какие фрагменты наиболее ответственны за формирование алмазных структур. Скорее всего, их можно связать со спецификой конкретных условий. Это означает, что поиски и разработку новых методов осаждения следует продолжать.

Работа выполнена при поддержке интеграционного гранта СО РАН № 47

МОЛЕКУЛЯРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ

Рудяк В.Я.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113
Сибирский федеральный университет

Классическая физика формировалась на поле, определяемом существовавшими методами измерения тех или иных величин и процессов. Фактически до начала двадцатого столетия это были методы измерения макроскопических величин. Соответственно именно для таких величин формулировались законы и уравнения, определяющие их эволюцию, и это были макроскопические законы и уравнения. Однако с неизбежностью они содержали некоторые неизмеримые параметры. Так в физике газов и жидкостей феноменологически были сформулированы уравнения переноса, в которые входили неизвестные коэффициенты переноса, не содержалось информации и об уравнении состояния. Эти параметры и функции приходилось определять экспериментально, при этом физика, их определяющая, была не ясна.

Первые шаги на пути создания методов нахождения таких и других подобных величин были сделаны с появлением кинетической теории разреженных газов, создание которой потребовало введения нового уровня описания макроскопических систем и процессов – микроскопического. Стало ясно, что и уравнение состояния, и коэффициенты переноса последовательно могут быть объяснены, лишь исходя их микроскопического описания соответствующих процессов. В частности, появилась принципиальная возможность моделирования коэффициентов переноса. Для разреженного газа это было блестяще выполнено Д. Энскогом, С. Чепменом и Д. Барнеттом в 30-х годах прошлого столетия. Однако обобщение подходов, сформулированных в кинетической теории разреженных газов, на плотные газы и жидкости оказалось не возможным. Выяснилось, что механизмы процессов переноса в этих случаях существенно иные, чем в разреженных газах. Таким образом, создание надежной теоретической базы для моделирования процессов переноса и собственно их моделирование все еще остается актуальной фундаментальной задачей физики газов и жидкостей.

В настоящем докладе последовательно рассматриваются все существующие сегодня методы молекулярного моделирования процессов переноса в газах и жидкостях, включая дисперсные среды и наножидкости. Прежде всего, из первых принципов выводятся обобщенные уравнения переноса. Показано, в каких случаях и для каких сред эти уравнения сводятся к традиционно используемым в физике и механике сплошных сред уравнениям переноса. Для этого случая формулируется полный набор флуктуационно-диссипационных теорем, устанавливающих связь коэффициентов переноса с микрофлуктуациями соответствующих динамических переменных рассматриваемой системы. Для разреженного газа устанавливается тождественность этих теорем с традиционными выражениями для коэффициентов переноса, полу-

чаемыми в кинетической теории разреженных газов. Показано, что существование и измеримость коэффициентов переноса требует наличия так называемых платовых значений их эволюции, на которых соответствующие корреляционные функции затухают.

Затем систематически анализируется метод молекулярной динамики моделирования коэффициентов переноса, отдельно рассматриваются так называемые равновесная и неравновесная молекулярная динамика. Устанавливается взаимосвязь этих методов и показано, в каких случаях они будут приводить к одинаковым результатам, и когда метод равновесной молекулярной динамики не применим. Применимость метода продемонстрирована на примере расчета коэффициентов переноса наножидкостей. С другой стороны, показано, какую в принципе информацию может дать использование неравновесной молекулярной динамики.

Наличие локальной неустойчивости и перемешивания фазовых траекторий молекулярных систем приводит к тому, что в методе молекулярной динамики истинных, то есть соответствующих данной гамильтоновой системе, фазовых траекторий не моделируется. Адекватные результаты получаются лишь при усреднении по большому числу независимых фазовых траекторий. Это позволило автору сформулировать метод стохастического моделирования коэффициентов переноса. Приведены примеры расчета коэффициентов переноса разреженного и плотного газов.

Процессы переноса газов и жидкостей в стесненных условиях (в наноканалах, нанопорах и т.п.) существенно отличаются от соответствующих процессов в объеме из-за интенсивного взаимодействия молекул флюида с молекулами (атомами) стенок. Показано, как в этом случае трансформируются флуктуационно-диссипационные теоремы. Приведены примеры расчета коэффициента вязкости жидкости в плоском наноканале. Одновременно установлены границы применимости обычно используемых предположений об изотропности и однородности процессов переноса.

В заключительной части работы анализируются процессы переноса в сильно неравновесных течениях, когда используются те или иные нелинейные законы переноса. Обсуждается адекватность обычно формулируемых феноменологически уравнений динамики флюида с нелинейными законами переноса. Показано, что такие уравнения, как правило не учитывают наличие пространственной неоднородности коэффициентов переноса. Кроме того, показано, что получаемые коэффициенты переноса в высших приближениях экспериментально не наблюдаемы.

Работа частично финансируется РФФИ (гранты № 17-01-00040 и № 17-58-45023).

УДК 577.322.7

ДИНАМИКА УКЛАДКИ БЕЛКОВ: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Чекмарев С.Ф.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Динамика укладки (фолдинга) белков - одна из центральных проблем молекулярной биологии. В природе, белок синтезируется на рибосоме в клетке в виде цепочки аминокислотных остатков, последовательность которых кодируется соответствующим геном и задает свойства белка. Для функционирования белок должен свернуться, причем в определенную (так называемую - нативную) конформацию, специфичную для каждого белка. Ошибки в сворачивании приводят к различным нейродегенеративным заболеваниям, как у животных, так и у людей («коровье бешенство», болезнь Крейтцфельда - Якоба и др.).

В природе укладка белка происходит с участием сложной белковой машинерии (шаперонов). Однако, как было показано (С. Anfinsen, Нобелевская премия, 1962г.), нативная конформация полностью определяется аминокислотной последовательностью. Поэтому, никакая белковая машинерия для правильной укладки белка, в принципе, не нужна. Соответственно, фолдинг можно изучать как «in vitro» (в пробирке), так и «in silico» (на компьютере).

В настоящее время, последовательности аминокислотных остатков известны более, чем для 4 миллионов белков (метод секвенирования, база UniRef). Число подтвержденных нативных структур белков намного меньше – около ста тысяч (рентгеновская дифракция и ЯМР, Protein Data Bank).

Гораздо более трудную задачу представляет собой динамика укладки белков. Диапазон времен укладки очень широк – от микросекунд до минут. Существуют различные методы экспериментального исследования динамики укладки (temperature and pressure jumps, stopped-flow NMR, H/D exchange kinetics и др.). К сожалению, и как правило, ввиду слабого сигнала, в большинстве случаев приходится следить за ансамблем белковых молекул, что смазывает картину укладки. Наиболее ценную информацию можно получить только когда исследуется динамика укладки отдельных белковых молекул. Среди современных методов такими являются методы флуоресцентной спектроскопии одиночных молекул – Förster resonance energy transfer (FRET) и Photoinduced Electron Transfer (PET) [1], которые позволяют отслеживать, как изменяется расстояние между флуорофорами, расположенными в различных участках белка.

Большой вклад в понимание механизма укладки белков вносит компьютерное моделирование. Для этого применяются методы молекулярной динамики с использованием многомасштабных моделей представления белков (M. Karplus, M. Levitt and A. Warsh-

el, Нобелевская премия, 2013г.). Моделирование укладки даже небольшого белка требует больших ресурсов – от кластеров с сотнями тысяч ядер (проект Blue Gene) и облачных вычислений (Folding@Home) до суперкомпьютеров, специально созданных для этих целей (ANTON, D. E. Shaw Research).

Не меньшую проблему представляет и анализ результатов экспериментов и моделирования [2]. Наиболее известные подходы - построение поверхностей свободной энергии и кинетических сетей.

В докладе, наряду с кратким введением в проблему укладки белков, будет представлен гидродинамический подход к описанию динамики укладки, который принципиально отличается от существующих подходов и обладает рядом существенных преимуществ [3]. В рамках данного подхода вычисляются потоки вероятностей конформационных превращений белка в ходе его укладки, что дает возможность построить гидродинамическую картину динамики укладки (линии тока укладки и др.).

Будут представлены результаты моделирования динамики укладки ряда белков и показано, что процесс укладки сопровождается завихренностью потоков укладки и во многом схож с турбулентным течением жидкости [4,5]. Будет показано, что потоки укладки обладают выраженным свойством пространственного самоподобия с фрактальной размерностью, а структурные функции (пространственные корреляционные) функции потоков имеют тот же вид, что и колмогоровские структурные функции в гидродинамической турбулентности. Будут представлены результаты моделирования FRET и PET экспериментов по динамике укладки белков. Кроме того, будет продемонстрирована аналогия укладки белков с процессами закалки и отжига нанокластеров.

Работа поддержана РФФИ, грант № 18-04-00013.

Список литературы:

1. Schuler B., Hofmann H. Single-molecule spectroscopy of protein folding dynamics - expanding scope and timescales // Curr. Opin. Struct. Biol. 2013. V. 23. P. 36–47.
2. Dill K. A., Ozkan S. B., et al. The Protein Folding Problem // Annu. Rev. Biophys. 2008. Vol. 37. P. 289–316.
3. Chekmarev S. F., Palyanov A. Y., Karplus M. Hydrodynamic Description of Protein Folding // Phys. Rev. Lett. 2008, Vol. 100, 018107.
4. Kalgin I. V., Chekmarev S.F. Turbulent phenomena in protein folding // Phys. Rev. E. 2011, 011920.
5. Andryushchenko V. A., Chekmarev. Turbulence in protein folding: Vorticity, scaling and diffusion of probability flows // PLoS One. 2017. Vol. 12. e0188659.

УДК 532.78

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОЦЕССА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ РАСПЛАВОВ

Чернов А.А., Пильник А.А.

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

Фазовые переходы первого рода происходят путем зарождения и роста центров новой фазы. Следовательно, кинетика данного процесса определяется частотой нуклеации и скоростью роста зародышей в заданных условиях [1]. При моделировании данного процесса в первую очередь встает вопрос о механизме его протекания. Теоретический анализ показывает, что в большинстве случаев в данном процессе выделяются две ярко выраженные стадии. Первая из них – стадия нуклеации, на которой образуется основное число устойчиво растущих зародышей новой фазы. Нелинейная природа нуклеации, обусловленная сильной зависимостью частоты зародышеобразования от степени метастабильности материнской фазы, определяет скоротечность данной стадии в масштабах характерного времени создания метастабильности. И если начало стадии нуклеации обуславливается действием факторов, создающих метастабильность, то ее окончание связано со снижением степени метастабильности (что связано с переходом части вещества метастабильной фазы в стабильную), вопреки продолжающемуся действию указанных факторов, если они, конечно же, продолжают действовать во время фазового перехода. Надо отметить, что по истечении стадии нуклеации доля новой фазы еще относительно мала. Это объясняется тем, что образования даже небольшой доли новой фазы достаточно для того, чтобы частота нуклеации уменьшилась на порядки по сравнению с начальной. Основная же часть материнской фазы переходит в стабильное состояние за счет дальнейшего роста образовавшихся на стадии нуклеации центров при практически неизменном их количестве.

Наибольший интерес и наибольшую сложность при изучении фазовых переходов представляет, конечно же, стадия нуклеации. Здесь тесно переплетаются вопросы термодинамики малых систем, кинетики процесса нуклеации зародышей новой фазы и механизма их роста в широком диапазоне параметров, корректного учета эффекта коллективного влияния ансамбля растущих зародышей новой фазы на состояние исходной метастабильной фазы и т. д. Все это, в совокупности с действием факторов, создающих метастабильность, воплощается в виде сложной, сильно нелинейной математической проблемы, описываемой системой интегро-дифференциальных уравнений, полного решения которой на данный момент времени нет.

В представленной работе разработана неравновесная теория объемной кристаллизации расплава, быстро приведенного в переохлажденное состояние (для широкого диапазона достигаемых переохлаждений, в том числе и для больших переохлаждений, когда числа Кутателадзе сравнимы с единицей), заклю-

чающаяся в корректном учете тепловыделения, обусловленного фазовым переходом, путем подстановки в кинетические уравнения, описывающие процесс суммарного превращения, реального распределения поля температур, формирующегося в объеме расплава вокруг растущих центров новой фазы [2]. Определены границы применимости моделей, основанных на учете тепловыделения из балансовых соотношений. Построенная теория позволяет точно описать кинетику зарождения и роста кристаллов в метастабильной жидкости, а также определить морфологию затвердевшего материала. Сформулирован критерий аморфизации для веществ, полученных методом сверхбыстрой закалки из жидкого состояния.

Рассмотрены механизмы дегазации расплава в процессе его кристаллизации, ведущие к формированию в затвердевшем материале микропор и трещин. Их можно условно разделить на два типа: сегрегационный (ведущий к так называемой газовой пористости) и механизм, обусловленный усадкой вещества в процессе затвердевания (усадочная пористость). Первый заключается в вытеснении движущимися фронтами кристаллизации растворенного в расплаве газа [3]. В таком процессе газ накапливается вблизи межфазной границы. В момент, когда его концентрация превысит его растворимость в расплаве, происходит нуклеация и рост газовых пузырьков, которые в дальнейшем захватываются твердой фазой. В результате этого затвердевший материал имеет пористую структуру. Второй механизм связан с появлением в еще не закристаллизованном объеме расплава в процессе его спонтанной кристаллизации больших растягивающих напряжений (что обусловлено усадкой вещества при затвердевании), что ведет к его интенсивной кавитации [4]. Детально исследована эволюция кавитирующего расплава во времени. Показана существенная зависимость конечного размера кристаллических зерен и газовых включений в затвердевшем материале от скорости охлаждения расплава.

Список литературы:

1. Chernov A.A. Theory of volumetric crystallization of the undercooled melt // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 3290-3296.
2. Chernov A.A., Pil'nik A.A., Islamov D.R. Initial stage of nucleation-mediated crystallization of a supercooled melt // J. Cryst. Growth. 2016. V. 450. P. 45-49.
3. Chernov A.A., Pil'nik A.A. Gas segregation during crystallization process // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 119. P. 963-969.
4. Chernov A.A., Pil'nik A.A. Melt cavitation at its volumetric crystallization // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 294-301.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10025).

УДК 533.6.011.5

СТРУИ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЯХ

Шарафутдинов Р.Г., Щукин В.Г., Константинов В.О.

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

Работа посвящена краткому изложению результатов экспериментальных исследований по использованию сильно недорасширенных, свободных, сверхзвуковых газовых струй, как в научных исследованиях, так и в технологических приложениях.

Сверхзвуковое течение, формирующееся за срезом сопел очень удобный научный инструмент для получения констант релаксационных процессов. В сверхзвуковом ядре струи течение газа точно такое же, как при его расширении в вакуум, а параметры этого потока могут быть предсказаны достаточно точно расчетным путем, что позволяет использовать это ядро в качестве газовой мишени при исследовании взаимодействия электронов с атомами и молекулами. Это свойство ядра струи позволило получить эффективные сечения гашения электронно-возбужденных состояний ряда атомов и молекул в низкотемпературном диапазоне, недоступном в других подходах [1]. Этот же подход позволил получить вероятности электронно-колебательно-вращательных переходов при их возбуждении электронным ударом. Причем, вероятности этих переходов прекрасно описываются теорией.

Экспериментальное наблюдение с помощью электронно-пучковой диагностики за постепенным отклонением от равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы в ядре свободной струи позволило получить времена вращательной релаксации азота в очень широком температурном диапазоне, а полученные данные по заселенностям вращательных уровней послужили хорошим тестом для проверки различных теорий неупругих столкновений.

Для практического применения электронно-пучковой плазмы, созданной в сверхзвуковом потоке, газа был разработан новый плазмохимический метод. Техническим воплощением этого метода является холодный плазматрон. Метод может быть использован как при осаждении слоев и обработке поверхностей, в частности для технологий солнечной энергетики, так и в плазменной газохимии, но уже при больших расходах рабочих газов, в частности для конверсии углеводородсодержащих газов в полезные продукты, как газообразные, так и жидкие.

На рисунке 1 представлена схема газоструйного плазмохимического метода. Смесь рабочего газа, содержащего атомы, формирующие пленку на поверхности или продукт в газовой фазе, и газа носителя по системе напуска непрерывно поступает в форкамеру сопла. Сопло располагается в вакуумной камере, которая непрерывно откачивается вакуумными насосами. В результате подачи и откачки газов в форкамере сопла и в вакуумной камере устанавливаются стационарные уровни давлений P_0 и P_h , соответственно. При расширении газа истекающего в вакуумную ка-

меру, вызванного перепадом давления в форкамере сопла и в вакуумной камере, формируется свободная недорасширенная сверхзвуковая струя. Распределение газодинамических параметров в струе, таких как плотность, скорость, температура молекул газа, зависят не только от P_0 и P_h , но также определяются геометрическими характеристиками сопла.

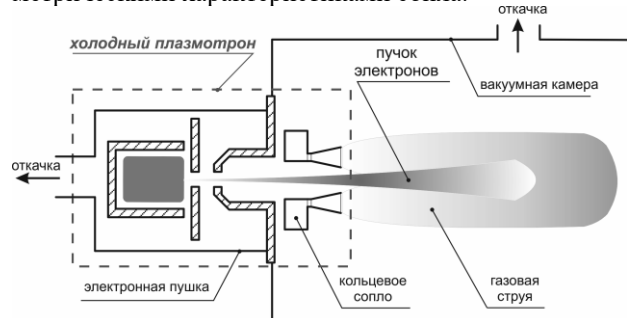


Рис. 1. Схема газоструйного плазмохимического метода.

Для создания плазмы в газовую струю вводится пучок электронов. Этот пучок формируется при помощи электронной пушки. Первичные электроны пучка, взаимодействуя с молекулами газовой струи в упругих и неупругих столкновениях, рассеиваются с образованием вторичных электронов, ионов, радикалов, новых молекул и различных возбужденных частиц. Взаимодействие первичных электронов с газовым потоком приводит к образованию химически активной, неравновесной, холодной плазмы. Химически активные частицы, рожденные в зоне активации, движутся вместе с нейтральным газовым потоком. За время движения они могут вступать в физико-химические реакции с другими частицами или нейтральными молекулами потока. При взаимодействии этого газо-плазменного потока с подложкой происходят гетерофазные реакции, приводящие к формированию пленки на поверхности подложки. В случае отсутствия подложки на пути потока, образовавшиеся в плазме новые соединения (продукты реакций) можно выделить в виде газа, жидкости или твердых частиц.

Результаты исследований и состояние технологических разработок будут более детально представлены в докладе.

Список литературы:

1. Беликов А.Е., Соловьев И., Сухинин Г.И., Шарафутдинов Р.Г. Время вращательной релаксации азота в аргоне// ЖПМТФ, 1987, N 4, С. 131-138.

Работа выполнена при частичной поддержке ФАНО России (проект гос. рег. 01201350443 «Фундаментальные теплофизические проблемы при росте кристаллов и пленок»)



СЕКЦИЯ 1

Турбулентные течения,
тепло- и массообмен в однофазных средах,
интенсификация теплообмена

ДИНАМИКА ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ ПРИ ПЕРЕЗАМЫКАНИЯХ

Андрющенко В.А., Кондаурова Л.П.

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

Динамика квантованных вихревых нитей существенно влияет на гидродинамические и термодинамические свойства сверхтекучего гелия [1]. Перезамыкаясь, вихревые нити образуют сложную вихревую структуру, определяющую основные макроскопические свойства сверхтекучего гелия. По этой причине исследование динамики вихревых нитей и закономерностей, связанных с их перезамыканиями, чрезвычайно важно.

Целью настоящей работы является численное исследование особенностей динамики вихревых нитей в сверхтекучем гелии при перезамыканиях, включая этапы до и после осуществления перезамыканий. Моделировании динамики квантованных вихрей осуществлялось на основе метода вихревой нити с использованием полного уравнения Био-Савара. Для интегрирования уравнений движения по времени использована схема Рунге-Кутты 4-ого порядка точности.

Некоторые результаты, касающиеся динамики вихревых нитей, были получены ранее в работе [2]. Качественно они могут быть описаны следующим образом. В следствии нелинейного взаимодействия между вихревыми нитями на больших расстояниях, вихри могут приближаться друг к другу. По мере приближения, их ближайшие сегменты начинают переориентироваться таким образом, чтобы занять антипараллельное положение. Более того, на приближающихся элементах двух вихревых нитей появляются выступы или так называемые кинки. Кривизна на кончиках этих выступов может быть настолько большой, что самоиндуцированная скорость каждого возмущения преодолевает нелокальное отталкивание от смежной вихревой линии. Далее, кинки продолжают расти приближаясь друг к другу, что увеличи-

вает их кривизну и, соответственно, их индуцированные скорости. Указанные исследования были выполнены при различных начальных конфигурациях вихревых нитей и различных температурах. В результате было установлено независимость геометрической конфигурации и скорости ближайших элементов вихревых нитей от температуры и начальных условий непосредственно перед осуществлением перезамыкания.

Несмотря на универсальность динамики непосредственно перед осуществлением перезамыкания, дальнейшее развитие вихревой системы не имеет универсального характера. Например, из двух перезамыкающихся петель может образоваться одна большая петля и несколько петель меньшего размера. Количество и кривизна образовавшихся петель существенно зависят от температуры и начального расположения петель, а не расположения их ближайших элементов. Кроме того, установлено, что после осуществления перезамыкания по образовавшимся вихревым нитям распространяются нелинейные возмущения - волны Кельвина. Их характеристики существенно зависят от температуры и начального расположения вихревых нитей.

Работа выполнена за счет гранта РФФИ (проект № 18-08-00576).

Список литературы:

1. Nemirovskii S.K. Quantum turbulence: Theoretical and numerical problems // *Physics Reports*. 2013. V. 524. № 3. P. 85-202.
2. Andryushchenko V.A., Kondaurova L.P., Nemirovskii S.K. Dynamics of nonplanar quantized vortex rings before reconnection at finite temperatures // *Journal of Low Temperature Physics*. 2017. V. 187. № 5/6. P. 523-530.

УДК 532.68, 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗРУШЕНИЯ ПЛЕНОК ЖИДКОСТЕЙ В УСЛОВИЯХ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА

Барановская Э.В.^{1,2}, Спесивцев С.Е.^{1,2}, Кочкин Д.Ю.¹

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследование динамики развития деформаций в горизонтальных слоях различных жидкостей при локальном нагреве в настоящее время является востребованной задачей в технике, прежде всего в микроэлектронике, так как тонкие пленки обеспечивают высокую интенсивность теплопереноса. Отличительными чертами жидких пленок являются: существенное влияние поверхностного натяжения, в том числе термокапиллярного эффекта, в значительной степени проявляющемся при локальном нагреве тонких слоев жидкости. Термокапиллярные явления в тонких нагреваемых пленках жидкости приводят к возникновению различных деформаций поверхности жидкости, образованию остаточного слоя, в котором велика вероятность появления разрывов и образования сухих пятен.

Задача о термокапиллярной деформации локально-нагреваемого горизонтального слоя силиконового масла (полидиметилсилоксан, ПМС) решается в приближении теории смазки численно для двумерного осесимметричного нестационарного случая. В модели учтены сила тяжести, поверхностное натяжение, термокапиллярный эффект, сила вязкого трения, а также теплообмен в подложке и жидкости. Испарением жидкости пренебрегалось. Численные расчеты показали, что при локальном нагреве горизонтального слоя возникает деформация поверхности жидкости и термокапиллярное течение.

На Рис.1 приведены стационарные состояния для различных марок силиконового масла при нагреве $Q=16,5$ мВт и различных начальных толщинах слоя. Показаны распределения толщины слоев ПМС-5 и ПМС-50 вдоль кюветы радиуса 18 мм при различных начальных толщинах слоя силиконового масла. Различия в результатах расчетов для ПМС-5 и ПМС-50 объясняются различиями в коэффициентах поверхностного натяжения и его температурного коэффициента для указанных жидкостей. У жидкости ПМС-5 поверхностное натяжение меньше и, в тоже время, сильнее зависит от температуры, чем у ПМС-50. И то, и другое способствует тому, что деформации для ПМС-5 больше, чем для ПМС-50.

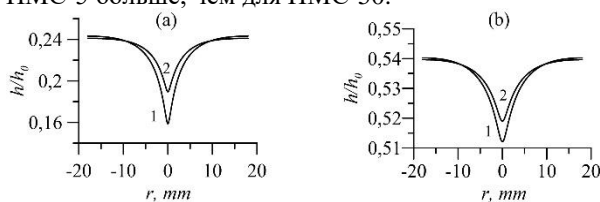


Рис. 1. Распределение толщины пленки жидкости вдоль кюветы радиуса 18 мм, $Q=0.0165$ Вт, при различных типах жидкости, $t=100$ с. 1 – ПМС-5; 2 – ПМС-50. а) $h_0=238$ мкм; б) $h_0=538$ мкм.

Проведены эксперименты с силиконовым маслом марки ПМС-100 для начальных толщин в диапазоне 300-700 мкм. Толщина слоя жидкости контролируется при помощи высокоточного шприцевого насоса. Нагрев происходит по центру горизонтального слоя жидкости при помощи круглого нагревательного элемента диаметром 1,6 мм. С помощью прецизионной подложки и конфокального сенсора измерены деформации границы раздела газ-жидкость в процессе нагрева, Рис.2.

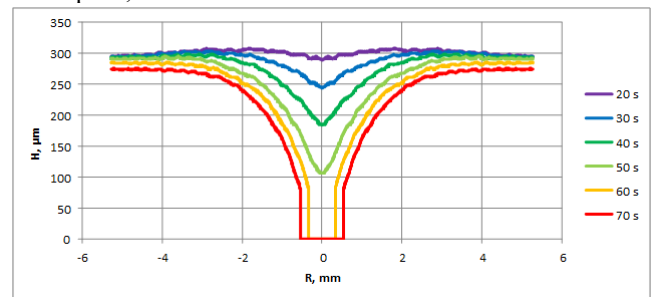


Рис. 2. Изменение профиля границы раздела газ-жидкость со временем в процессе локального нагрева слоя ПМС-100, начальная толщина слоя 300 мкм.

В проведенных экспериментах было установлено, что действие термокапиллярного эффекта приводит к образованию плоского остаточного слоя жидкости в зоне локального нагрева. Затем остаточный слой испаряется, пока его толщина не достигнет критического значения, и, возникает разрыв слоя жидкости.

Локальный нагрев тонких слоев жидкости способствует возникновению потоков и поверхностных деформаций, вызванных термокапиллярным эффектом, который создает поверхностные касательные напряжения. Термокапиллярный эффект в тонких слоях жидкости существенно влияет на тепло- и массообмен и может приводить к разрыву пленки. Полученные экспериментальные результаты могут использоваться для тестирования широкого класса компьютерных программ, моделирующих процессы теплопереноса в системах с межфазной поверхностью жидкость-газ.

Список литературы:

1. Marchuk I.V. and Kabov O.A., Model of filmwise vapor condensation on curved surfaces // Doklady Physics. 2016. V. 61. № 1. pp. 19-23.
2. Barakhovskaya E.V., Marchuk I.V., Fedorets A.A. Thermocapillary deformation in a locally heated layer of silicone oil // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 754. P. 1-6.

УДК 536.25

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ПЛОСКИХ И КОЛЬЦЕВЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ СЛОЯХ ЖИДКОСТИ

Бердников В.С.^{1,2}, Винокуров В.А.¹, Винокуров В.В.¹, Гришков В.А.¹, Митин К.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

Экспериментально исследована эволюция локальных характеристик свободноконвективных пограничных слоев по продольной координате, изучены пространственные формы вторичных течений у нагретых до разных температур стенок плоского и кольцевого вертикального слоя жидкости и в ядрах слоев. Рабочие участки прозрачные, это позволяет вести видеосъемку течения в двух плоскостях. В областях ламинарного, переходного и турбулентного пограничного слоя проведены измерения локальных полей скорости и температуры, локальных тепловых потоков. Вертикальный слой жидкости, заключенный между нагретыми до разных температур параллельными стенками, является каноническим объектом в исследованиях ламинарно-турбулентного перехода при термогравитационной конвекции [1-4].

Эксперименты с плоскими слоями проведены при толщине слоя – 58 мм, ширина – 160 мм, высота слоя $95 \leq H \leq 660$ мм. Рабочая жидкость – этиловый спирт с $Pr = 16$. В этих экспериментах пограничные слои развиваются автономно и можно выделить зону устойчивого до $Ra_x \leq (5 \pm 0,5) \cdot 10^8$ ламинарного пограничного слоя. Затем при $Ra_x \geq 6 \cdot 10^8$ появляются двумерные вторичные вихри (длина волны λ_x) с поперечными относительно основного потока осями, которые хорошо видны в области $10^9 \leq Ra_x \leq 2,3 \cdot 10^9$. Дальше при $Ra_x > 2,3 \cdot 10^9$ вниз по потоку вихри изгибаются, т.е. сами теряют устойчивость относительно возмущений “стационарного” типа по трансверсальной координате z с некоторой длиной волн $\lambda_z = (1 \div 1,5) \lambda_x$. На следующем этапе на гребнях этих волн происходит деформация и прорыв переднего фронта изогнутых вторичных вихрей, и дальше следуют зоны довольно быстрого развала упорядоченных вторичных вихрей и хаотического существенно трехмерного перемешивания - турбулентный пограничный слой, $Ra_x > (1,1 \pm 0,05) \cdot 10^{10}$. Скорости движения вторичных вихрей как целого близка к максимальной средней скорости в переходной области развития пограничного слоя. Такой характер течения сохраняется выше вплоть до верхнего теплоизолированного торца, ограничивающего рабочий объем сверху, или до свободной границы жидкости при $H \geq 250$ мм.

На стенде “Кольцевой вертикальный слой-12” эксперименты проведены в кольцевых слоях с максимальной высотой $H = 1473$ мм и толщиной $\Delta R = 12,65$ мм в диапазоне чисел Рэлея $10^8 \leq Ra_H \leq 10^{11}$. Изучено влияние на ЛТП относительных размеров слоев при дискретном наборе высот слоя равных $H/2$, $H/4$, $H/8$ – в этих случаях верхняя граница слоев была свободной. Исследования проведены в установившихся непрерывных многодневных режимах охлаждения и нагрева гра-

ниц слоя. В кольцевом слое переход к турбулентным течениям в слоях в целом вызван гидродинамическим взаимодействием восходящего потока на горячей стенке и нисходящего на холодной. В этом случае развивается неустойчивость в пограничных слоях, характерная для случая отдельной вертикальной стенки или для не взаимодействующих разнонаправленных пограничных слоев на стенках вертикального слоя. И развивается неустойчивость на границе встречных потоков. Вторичные вихри этого типа в центральной части слоя дрейфуют вверх со скоростью существенно меньшей скорости всплывания пристеночных вихрей первого типа. Этот тип неустойчивости наблюдается при всех исследованных высотах слоев жидкости и в широком диапазоне перепадов температуры. На их пространственную структуру сильно влияет развитие и эволюция вихрей первого типа, появляющихся в пристеночной области. Эти всплывающие вихри вначале имеют кольцевую форму на горячей стенке и смещающихся вниз на холодной стенке. Затем, практически не зависимо от перепада температуры, наблюдается появление структуры, похожей на Λ -структуры. На следующем этапе формируются структуры грибообразной формы. Эволюция пристеночных течений вниз по потоку меняет характеристики встречных опускающего и подъемного взаимодействующих течений. Течение приобретает с ростом Ra_H ярко выраженный трехмерный нестационарный характер. В центральной части спорадически возникают вторичные вихри и возникают винтообразные продольные вихри, колеблющиеся в азимутальном и радиальном направлениях. Параллельно численно изучен процесс сопряженного теплообмена и проникновения пульсаций температуры в стенку при перемещении вторичных вихрей.

Список литературы:

1. Kutateladze S.S., Berdnikov V.S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. Vol.27. N9. P. 1595-1611.
2. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. 320 с.
3. В. С. Бердников, В.А. Гришков Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции // Сб. тр. Всерос. конф. по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17-19 июня 2008, Новосибирск, 2009, с.124-131.
4. Бердников В.С., Митин К.А., Митина А.В. Влияние конвективной теплоотдачи на поле температуры в низкотеплопроводной вертикальной стенке // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7, № 3. С. 103-108.

УДК 532; 536.25; 548.25; 621.315.592

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН В РЕЖИМАХ СВОБОДНОЙ И СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО ПРИ РАЗЛИЧНОМ ВЛИЯНИИ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО ЭФФЕКТА

Бердников В.С.^{1,2}, Винокуров В.А.¹, Винокуров В.В.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

Одним из основных методов получения высококачественных монокристаллов для силовой и микроэлектроники, лазерной техники является метод Чохральского. Этот метод многовариантен и модифицируется при выращивании материалов с различными теплофизическими свойствами. Для решения вопроса о корреляции условий роста кристалла и его объемных кристаллографических характеристик, необходимо прогнозировать режимы течения расплава в объеме и в пограничном слое на фронте кристаллизации (ФК). В реальных технологических условиях практически невозможно исследовать гидродинамику расплавов и сложный теплообмен, как в расплавах, так и в газовой среде, заполняющей ростовую камеру. Сочетание физического и численного моделирования – наиболее эффективный метод исследований рассматриваемых процессов.

В методе Чохральского свободная конвекция, возникающая из-за перепада температуры между фронтом кристаллизации и стенками тигля, принципиально неустранима и плохо управляема [1–3]. Простой способ управления гидродинамикой и конвективным теплообменом в системах «тигель– расплав–кристалл», применяемый в технологии – это подбор скорости вращения кристалла. До настоящего времени плохо изучена относительная роль термокапиллярного эффекта и сил плавучести на процессы перехода от режима свободной конвекции к технологически оптимальным режимам смешанной конвекции при увеличении угловой скорости вращения кристалла для различных расплавов.

Численные исследования выполнены методом конечных разностей (программа собственной разработки) и пакетом Ansys Fluent. Была исследована ламинарная тепловая гравитационно-капиллярная конвекция. Затем при заданных значениях числе Грасгофа Gr и Марангони Ma накладывалось равномерное вращение кристалла и исследовалась эволюция структуры течения и теплообмен с ростом числа Рейнольдса Re при числе Прандтля $Pr = 10,78$; 16; 45,6. Экспериментально изучено влияние конвективного теплообмена на форму фронта кристаллизации гептадекана с $Pr = 45,6$. Экспериментально изучен конвективный теплообмен на физической модели метода Чохральского с $R_T = 41,4$ мм.

Проведены исследования эволюции пространственной формы течения с ростом чисел Re и при фиксированном значении высоты слоя расплава H/R_T и при заданных Pr , Gr и Ma . Исследовано влияние относительно большого вклада термокапиллярного эффекта в формирование пространственной формы течения в режимах смешанной конвекции на жидко-

сти с числом Прандтля $Pr = 10,78$ (вода). Показано, что большое значение числа Марангони приводит к существенным изменениям радиальных распределений локальных тепловых потоков, особенно на кромках кристаллов. Это влияет и на интегральные потоки тепла на ФК. Результаты расчетов при трех фиксированных значениях чисел Gr и Ma обобщены в виде зависимости числа Нуссельта Nu (Re) и представлены на рис.1. Видно, что для $Gr = 924$, $Ma = 21122$, соответствующих перепаду температуры $\Delta T = 2,0^\circ C$, число Нуссельта изменяется скачком в районе значений $Re = 330$ и 550 . Это является следствием перестройки пространственной формы течения и локальных тепловых потоков на фронте кристаллизации.

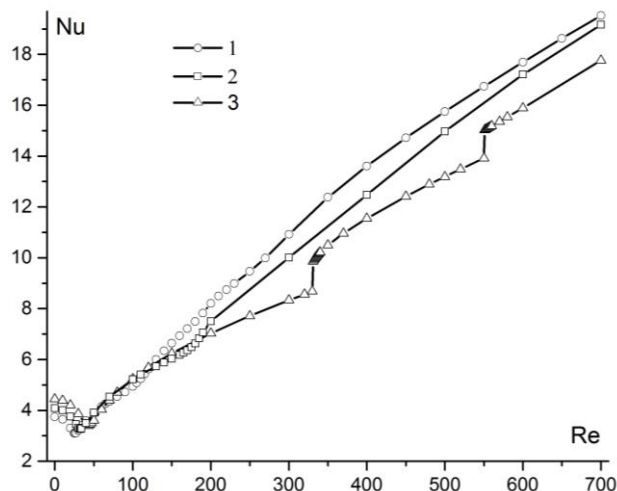


Рис. 1. Зависимости безразмерного коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса при $Pr = 10,78$, $H/R_T = 0,7$, $R_T/R_K = 2,76$: 1 – $Gr = 230$; $Ma = 5280$; 2 – $Gr = 462$; $Ma = 10561$; 3 – $Gr = 924$, $Ma = 21122$.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России (проект Ш.18.2.5. Гос. рег. АААА-А17-117022850021-3)

Список литературы:

1. Бердников В.С., Винокуров В.В., Панченко В.И., Соловьев С.В. Теплообмен в классическом методе Чохральского // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 4. С. 122–127.
2. Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В., Гапонов В.А. Влияние режимов конвективного теплообмена на форму фронта кристаллизации в системе тигель-расплав-кристалл в методе Чохральского // Тепловые процессы в технике. 2011. Т. 3. №4. С.177-186.
3. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса // Полежаев В.И., Бунэ А.В. и др.; М.: Наука, 1987. 272 с.

УДК 536.25, 553.81

РАЗВИТИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНЫХ СТРУЙ И СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ НАТЕКАНИИ СТРУИ НА ПРЕГРАДЫ РАЗЛИЧНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Бердников В.С.^{1,2}, Митин К.А.^{1,2}, Гусельникова О.О.², Гришков В.А.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

Одна из задач геодинамики, к решению которой необходим фундаментальный теплофизический подход – это процессы возникновения и развития мантийных плюмов [1]. Плюмы – это восходящие к дневной поверхности Земли потоки нагретого или расплавленного вещества. Теория мантийных плюмов зародилась в 1960-х годах и на сегодняшний день является одной из центральных теорий глобальных катастроф в истории Земли, возникновения вулканических островов и образований залежей полезных ископаемых [1]. Один из вопросов, требующих комплексного подхода, это природа зарождения плюмов, глубина залегания и мощность источников тепла, необходимая для создания и продвижения восходящего потока к подошве земной коры. Исследование мантийных плюмов в естественной среде осложняется малой скоростью их развития и масштабностью процессов. В настоящее время единственный способ изучения состояния глубинных слоев Земли и наблюдений геодинамических процессов это сейсмическая томография, основанная на измерении сейсмических волн. Расшифровка процессов распространения продольных и поперечных сейсмических волн позволила восстановить слоистую структуру земных недр и даже получить информацию о локальных неоднородностях плотности глубоко залегающих слоев. Исследования на основе современных методов обработки данных многокурсовой сейсмологии позволяют выдвигать гипотезы о глубине зарождения плюмов, а также о глобальной циркуляции веществ во внешнем ядре и мантии Земли в рамках теории суперплюмов. Наблюдать медленно происходящие процессы с характерным временем 1 миллион лет практически невозможно, поэтому является актуальной задача физического и численного моделирования динамических глубинных, в том числе мантийных процессов. Теплофизические свойства веществ и многие геофизические параметры глубин Земли известны лишь на основании косвенных данных.

Экспериментально и численно исследованы процессы развития плавучих струй в жидкостях различной вязкости над внезапно включенными линейными источниками тепла. Источниками тепла были или константановая проволока, расположенная вблизи дна полости [2-4], или узкая полоса, расположенная на дне полости. Изучены сценарии развития термогравитационных восходящих струй над источниками тепла, в зависимости от чисел Прандтля и высоты слоя жидкости. Численно исследован сопряженный конвективный теплообмен головной части плюма с

горизонтальной преградой конечной теплопроводности – моделью земной коры.

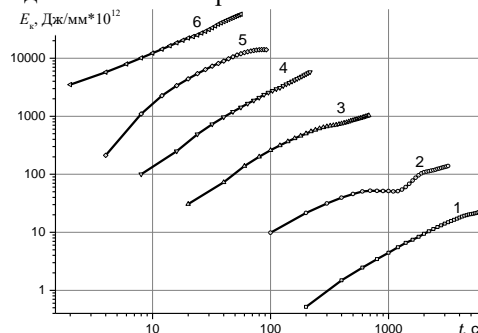


Рис. 1. Зависимости кинетической энергии струи от времени при различных мощностях источника тепла при высоте слоя $H = 230$ мм: 1 - $P = 0,41$ Вт/м; 2 - 1,8; 3 - 7,1; 4 - 28; 5 - 110; 6 - 260 Вт/м

Экспериментально исследована гидродинамика и энергетика плавучих струй (рис.1). Численные исследования существенно дополняют эксперимент в части информации об эволюции полей температуры и тепловых потоков (рис.2). Характерные этапы развития струй на качественном уровне слабо зависят от

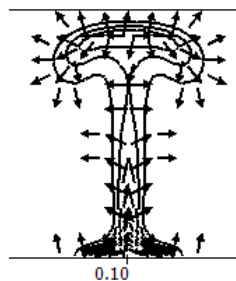


Рис. 2. Поле изотерм и локальные тепловые потоки в восходящем плюме в жидкости с $Pr = 2700$

Pr. Но с ростом числа Прандтля время выхода головной части струи на верхнюю границу слоя увеличивается. Глубина залегания плюма влияет на степень взаимодействия головы плюма с преградой – чем глубже начинается развитие струи, тем меньшее количество тепла подходит к границе раздела сред при заданном перепаде температуры.

Список литературы:

1. Кузьмин М. И. Мантийные плюмы Северо-Восточной Азии и их роль в формировании эндогенных месторождений / М. И. Кузьмин, В. В. Ярмолюк // Геология и геофизика. – 2014. – Т. 55, №2. – С. 153–184.
2. Экспериментальные и численные исследования нестационарных плавучих струй / П.В. Антонов, В.А. Арбузов, В.С. Бердников, В.А. Гришков, О.Н. Новоселова, В.В. Тихоненко // Автометрия. 2012. Т. 48. № 3. С. 90–100.
3. Оптическая диагностика структуры и эволюции плавучих струй в сильновязкой жидкости / В.А. Арбузов, Э.В. Арбузов, В.С. Бердников, Н.С. Буфетов, Ю.Н. Дубищев, Е.О. Шлапакова // Автометрия. 2014. Т. 50. № 5. С. 47–55.
4. Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Дубищев Ю.Н., Бердников В.С., Мелёхина О.С. Визуализация фазовой структуры термогравитационной струи с реконструкцией температурного поля // Научная визуализация. -2017. Т. 9, № 1. - С. 112–123.

УДК 532.5:536

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЛАВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА С НАНОЧАСТИЦАМИ ВНУТРИ ЗАМКНУТОЙ СИСТЕМЫ

Бондарева Н.С., Шеремет М.А.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Задачи отведения и накопления энергии представляют большой интерес в развитии современной промышленности. Использование материалов с фазовыми переходами позволяет накапливать и высвобождать энергию при одной и той же температуре. На сегодняшний день такие материалы применяются в тепловых трубах и электронных устройствах [1-4]. К таким материалам относятся парафины, воски, солевые растворы и др., как правило, они обладают высокой удельной теплотой плавления, подходящей температурой фазового перехода, химической стабильностью.

Теплопроводность таких материалов выше чем у воздуха, в то же время они обладают более высокой вязкостью. Поэтому для усиления теплообмена в материал добавляют наночастицы с высокой теплопроводностью. Экспериментальные исследования [5] показали, что теплопроводность является возрастающей функцией температуры и объемной доли наночастиц. В работе также была представлена зависимость теплопроводности материала с наночастицами от температуры и объемной доли частиц:

$$\lambda_{nm} = \frac{\lambda_{np} + 2\lambda_f - 2(\lambda_f - \lambda_{np})\Phi}{\lambda_{np} + 2\lambda_f + (\lambda_f - \lambda_{np})\Phi} \lambda_f + 5 \cdot 10^4 \beta_\lambda \Phi \rho_f c_f \sqrt{\frac{\kappa T}{\rho_{np} d_{np}}} f(T, \Phi),$$

где $\kappa = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ – постоянная Больцмана, функция $f(T, \Phi)$ определяется из соотношения:

$$f(T, \Phi) = (2.817 \cdot 10^{-2} \Phi + 3.917 \cdot 10^{-3}) T/T_0 + (-3.0669 \cdot 10^{-2} \Phi - 3.91123 \cdot 10^{-3})$$

и $T_0 = 273^\circ \text{K}$.

Следует отметить, что при добавлении наночастиц меняются гидродинамические свойства материала. Так, в работе [6] было показано, что увеличение теплопроводности при добавлении наночастиц сопровождается увеличением вязкости материала и, как следствие, подавлением конвективного теплопереноса.

Предлагаемое исследование посвящено численному моделированию нестационарного теплопереноса в системе, содержащей материал с изменяемым фазовым состоянием, усиленный наночастицами. Система уравнений Навье-Стокса, сформулированная в безразмерных переменных «функция тока – завихренность – температура», была решена с использованием метода конечных разностей [7-9]. Единое уравнение энергии для расплава и твердого материала

решалось сквозным счетом. Введенная сглаживающая функция обеспечила плавный переход теплофизических параметров и сглаживание скачка внутренней энергии при переходе из одной фазы в другую [7]. Уравнения гидродинамики решались в области расплавленного материала с определением границы фазового перехода на основе поля температуры на каждом шаге по времени. Производные аппроксимировались со вторым порядком точности по пространственным координатам и с первым порядком точности по времени. Для решения разностного уравнения для функции тока использовался метод последовательной верхней релаксации. Дифференциальные уравнения энергии и дисперсии завихренности были решены с использованием локально-одномерной схемы А.А. Самарского.

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского научного фонда (соглашение № 17-79-20141).

Список литературы:

1. Mahmoud S., Tang A., Toh C., Al-Dadah R., Soo S.L. Experimental investigation of inserts configurations and PCM type on the thermal performance of PCM based heat sinks// Applied Energy. 2013. Vol. 112. P. 1349–1356.
2. Dhaidan N.S., Khodadadi J.M. Melting and convection of phase change materials in different shape containers: A review// Renewable and sustainable energy reviews. 2015. Vol. 43. P. 449-477.
3. Shamsi H., Boroushaki M., Geraei H. Performance evaluation and optimization of encapsulated cascade PCM thermal storage// Journal of Energy Storage. 2017. Vol. 11. P. 64–75.
4. Nehari T., Benlekkam M., Nehari D., Youcefi A. The effect of inclination on the passive cooling of the solar PV panel by using phase change material// International journal of renewable energy research. 2016. Vol. 6, № 1. P. 1434-1441.
5. Vajjha R.S., Das D.K. Experimental determination of thermal conductivity of three nanofluids and development of new correlations// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 4675-4682.
6. Zeng Y., Fan L.-W., Xiao Y.-Q., Yu Z.-T., Cen K.-F. An experimental investigation of melting of nanoparticle-enhanced phase change materials (NePCMs) in a bottom-heated vertical cylindrical cavity// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. Vol. 66. P. 111-117.
7. Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Математическое моделирование режимов плавления в квадратной полости с локальным источником энергии // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 4. С. 577–590.
8. Bondareva N.S., Sheremet M.A., Oztop H.F., Abu-Hamdeh N. Entropy generation due to natural convection of a nanofluid in a partially open triangular cavity// Advanced Powder Technology. 2017. Vol. 28. P. 244–255.
9. Bondareva N.S., Sheremet M.A. Flow and heat transfer evolution of PCM due to natural convection melting in a square cavity with a local heater // International Journal of Mechanical Sciences. 2017. Vol. 134. P. 610–619.

УДК 504.35

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ В ОКРЕСТНОСТИ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Вальгер С.А.^{1,2}, Федорова Н.Н.^{1,2}

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

² ФГБОУ ВО Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин)
Россия, 630008, г. Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

Численное исследование процессов тепло-массо-переноса в городской среде является актуальной задачей современной науки. Знания о взаимодействии атмосферного турбулентного течения и локальных течений, структура которых формируется при обтекании систем препятствий в виде городской застройки, позволяют более эффективно решать задачи, связанные с прогнозированием экологической ситуации в городе, разработкой эффективных градостроительных решений и т.д.

Микроклиматические процессы, происходящие в городской среде, зависят от характера мезомасштабных турбулентных течений атмосферного воздуха в окрестности застройки, профилей скорости и температуры в приземном пограничном слое, неоднородности рельефа, солнечной радиации, тепловой стратификации, состава воздушной среды и ряда других факторов.

В настоящей работе исследованы некоторые аспекты численного моделирования турбулентных течений при обтекании препятствий и их систем, имитирующих здания и фрагменты городской застройки, с учетом тепловых эффектов. Численное моделирование выполнено на основе решения 3D нестационарных уравнений Навье-Стокса для слабосжимаемого газа, дополненных уравнением энергии и $k-\omega$ SST моделью турбулентности [2]. Пакет вычислительной гидрогазодинамики Fluent использован в качестве основного инструмента моделирования.

На первом этапе в качестве модельной конфигурации была выбрана конфигурация, предложенная в эксперименте [1]. Для данной конфигурации проведена серия расчетов с различными тепловыми граничными условиями, описывающими нейтральный, устойчивый и неустойчивый режимы стратификации атмосферы. Получены и описаны структуры течения в окрестности обтекаемого тела в зависимости от типа тепловой стратификации среды. Проведено исследование влияния тепловых эффектов на структуру турбулентного течения в приземном пограничном слое. На рис. 1 и рис. 2 показана структура течения и поле температуры в центральном сечении $z=0$ м для конфигурации [1], в условиях неустойчивой термической стратификации пограничного слоя.

На втором этапе проведено численное исследование структуры турбулентного потока при обтекании систем препятствий, описывающих типовые конфигурации застройки (рис. 3). Наибольшее внимание уделено оценке параметров турбулентного и теплового следа за системой препятствий.

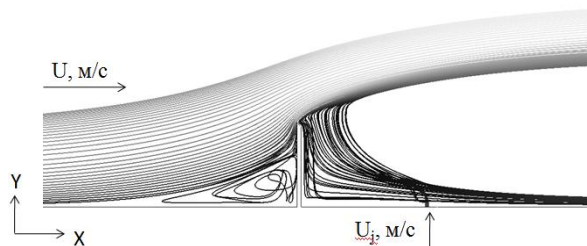


Рис. 1. Структура течения в сечении $z=0$ м в окрестности пластины для конфигурации [1]

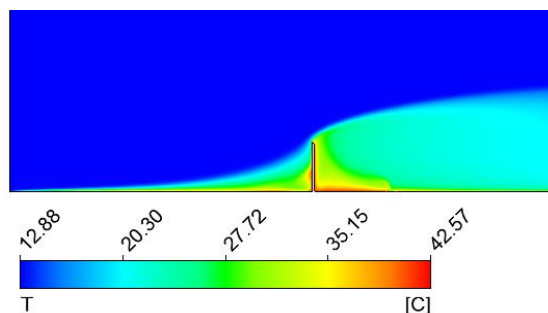


Рис. 2. Поле температуры T , С в сечении $z=0$ м в окрестности пластины для конфигурации [1]

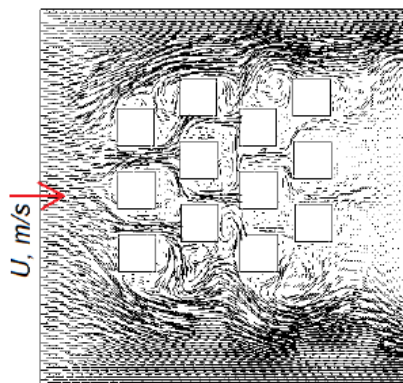


Рис. 3. Влияние топологии застройки на структуру ветрового течения: "блочная" топология застройки

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований РФФИ, грант № 18-08-00755.

Список литературы:

1. Tominaga Y., Mochida A., Yoshie R., Kataokad H., Nozue T., Yoshikawa M., Shirasawa T. AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings // Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 2008. Vol. 96. P. 1749 – 1761
2. Menter F. R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA Journal. 1994. Vol. 32(8). P. 1598–1605.

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН СМЕСИ ГАЗОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЧИСЛАМИ ПРАНДТЛЯ ПРИ СПИРАЛЬНОМ ТЕЧЕНИИ В КРУГЛОМ НАГРЕВАЕМОМ КАНАЛЕ

Витовский О.В., Накоряков В.Е., Кекалов А.Н.

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

В предлагаемой работе приведены результаты экспериментального исследования гидродинамики и теплообмена при спиральном течении воздуха ($Pr=0,7$) и гелий-ксеноновой смеси ($Pr=0,2$) в нагреваемых каналах круглой формы с винтовыми вставками в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Винтовые вставки оригинальной конструкции кроме своего прямого предназначения, направленного на спиральную закрутку потока газа, обеспечивали возвратно-поступательное движение газовой смеси от стенки к ядру потока и обратно вследствие того, что, в отличие от известных и используемых завихрителей шнекового типа, у которых образующая спирали подходит к стенке канала под прямым углом, в используемых винтовых вставках образующая спирали подходит к стенке под углом порядка 45° , что приводит к составляющей течения в направлении от стенки к ядру потока. На рис. 1 приведено схематичное изображение винтовой вставки, где указаны ее основные параметры. Здесь: L – шаг винта, s – ширина спирали, α – углом подхода образующей спирали к стенке канала, D – внутренний диаметр канала, d – толщина стенки канала. Винтовая вставка изготовлена из нержавеющей стали, толщина спирали составляла 0.1 мм. Вставка размещалась в нихромовой тонкостенной трубе с внутренним диаметром $D = 5.4$ мм, толщиной стенки $d = 0.3$ мм с длиной обогреваемого электрическим током участка – 450 мм. Гидравлический диаметр канала со вставкой составил $d_h = 4.82$ мм. Для измерения температуры стенки нагреваемого канала контактной сваркой были приварены 9 медь-константановых термопар с диаметром королька 100 мкм на расстояниях от точки начала нагрева 10, 20, 40, 90, 150, 250, 350, 410 и 430 мм. Температура газа на входе и выходе канала измерялась хромель-алюмелевыми термопарами с изолированным спаем, размещенными в ядре потока. Измерение перепада давления производилось на базе 545 мм. Для анализа эффективности теплообмена закрученного винтовой вставкой потока по сравнению с прямоточным потоком часть опытов была проведена в нагреваемой трубе без вставки.

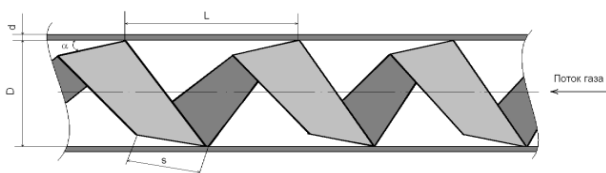


Рис. 1. Схема расположения винтовой вставки в круглом канале.

Результаты проведенных опытов приведены на рис. 2. Здесь приведены зависимости числа Нуссельта от модифицированного числа Рейнольдса при тчении

воздуха и гелий-ксеноновой смеси в круглой трубе без закрутки и с закруткой потока. При рассмотрении течения с закруткой потока логично использовать скорость течения вдоль образующей винтовой вставки, которая определяется как [1]:

$$V_s = \frac{G}{\rho} \left[1 + \left(\frac{\pi}{2y} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где y есть отношение полушага винта к внутреннему диаметру трубы ($y = L/2D$), G – массовый расход газа, ρ – плотность газа. В этом случае модифицированное число Рейнольдса определяется как:

$$Re_s = \frac{\rho V_s d_h}{\mu},$$

где μ – динамическая вязкость газа. Соответственно, коэффициент сопротивления через длину винтового течения и эффективную винтовую скорость как:

$$f_s = \frac{\Delta p 2 d_h}{L_s \rho V_s^2}, \quad L_s = L \left[1 + \left(\frac{\pi}{2y} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где Δp – перепад давления на длине трубы L .

Для трубы без винтовой вставки комплекс $(\pi/2y)$ равен 0, так как полушаг винта равен бесконечности. Показывается, что коэффициент сопротивления при тчении газа с закруткой потока превышает коэффициент сопротивления без закрутки до двух раз для воздуха и в полтора раза для гелий-ксеноновой смеси. Использование винтовой вставки приводит к интенсификации теплообмена. Число Нуссельта при тчении газа с закруткой потока превышает число Нуссельта без закрутки от полутора до двух раз, как для воздуха, так и для гелий-ксеноновой смеси.

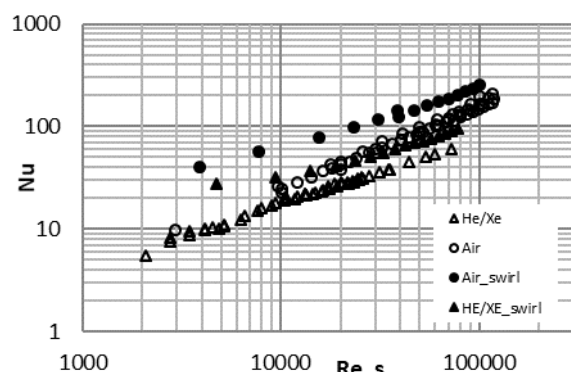


Рис. 2. Зависимость числа Нуссельта от модифицированного числа Рейнольдса при тчении воздуха и гелий-ксеноновой смеси в круглой трубе без закрутки и с закруткой потока.

Список литературы:

1. Bejan A., Kraus A.D. Heat Transfer Handbook. Published by John Wiley & Sons, Inc. 2003.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-19-00352).

УДК 623-9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В МАТЕРИАЛЕ ВЕДУЩЕГО ПОЯСКА НОВОГО ТИПА ПРИ ВЫСТРЕЛЕ

Вольф Н.А., Гуськов А.В., Милевский К.Е.

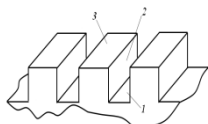
Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Явление выстрела характеризуется кратковременностью, высокими давлениями и температурами. Основным элементом связи «канал ствола – артиллерийский снаряд» является ведущий пояска [ВП], материал которого подвергается интенсивным воздействиям [1].

Разработаны пути совершенствования ВП за счет изменений в его конструкции [2], а также использование материала корпуса снаряда для изготовления или формирования ВП нового типа [ВПНТ]. Техническое решение [3] обеспечивает возможность снижения трудоемкости и повышения эффективности производства корпусов АС за счет упрощения конструкции последнего. Для реализации предлагаемого подхода необходимо изучение сложных взаимосвязанных физических процессов, протекающих при высокоскоростном взаимодействии материалов одной группы «канал ствола (сталь) – ведущий пояска (сталь)» [4].

В настоящей работе произведено численное моделирование процесса теплопроводности для определения глубины прогрева материала ВПНТ. Выделены участки скольжения ВПНТ по стволу, в которых проводился расчет распределения температуры (см. рис. 1.). Температура на границах участков R_1 , R_2 , R_3 при движении ВП по КС определена по теории Х. Блока для полного и частичного контактов.

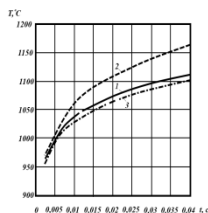
Зависимости температуры от времени движения снаряда по КС приведены на рис. 2.



1-участок по дну нареза илища; 2-участок по боковой грани; 3-поле илища

Рис.1. Схема области решения задачи определения температуры поверхности гребенчатого ведущего пояска

В момент времени 0,0023 с разница температур на участках R_2 и R_1 не превышает 5°C , R_2 и R_3 – 15°C . Температура на всех участках выше 950°C , что соответствует расстоянию равному 280 – 300 мм, пройденному АС по КС.



1) R_1 ; 2) R_2 ; 3) R_3

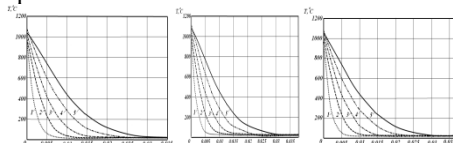
Рис.2. Изменение температуры на участках поверхности ВП при движении снаряда по КС в условиях полного контакта

Зависимости распределения температуры по всем трем участкам отличаются незначительно. Макси-

мальная интенсивность возрастания температуры соответствует участку от начала движения АС до момента времени 0,005 с, а в интервале от 0,005 с до 0,04 с интенсивность нарастания температуры уменьшается. При взаимодействии ВПНТ с поверхностью КС в условиях частичного контакта исходные данные по физико-механическим свойствам материала и геометрии аналогичны варианту с полным контактом.

Анализируя полученные зависимости $T(t)$ можно отметить, что температуры всех рассматриваемых поверхностей ($T = 800^{\circ}\text{C}$) превышают температуру начала рекристаллизации ($T_{\text{рекристалл}} = 725^{\circ}\text{C}$) в момент времени $t = 0,01$ с. Максимальная температура составляет $T = 1260^{\circ}\text{C}$.

Анализ представленных на рис. 3 зависимостей позволяет сделать вывод о масштабах влияния температуры поверхности участка и длительности воздействия на глубину прогрева материала ВП в период выстрела.



1) $t = 0,0023$ с; 2) $t = 0,0057$ с;
3) $t = 0,0114$ с; 4) $t = 0,029$ с; 5) $t = 0,04$ с.

Рис.3. Тем-ры по толщинам δ_y (а), δ_x (б) и δ_z (в) приповерхностного слоя материала ВП под границами участков R_1 (а), R_2 (б) и R_3 (в).

Численное моделирование температурных полей в материалах ВПНТ, выполненного из материала КС, выявило что приповерхностный слой ВП состоит из двух подслоев:

- а) $T \geq T_{\text{рекр}}$ (750°C - 1260°C), толщина 0,008 – 0,01 мм;
- б) $T < T_{\text{рекр}}$ (до 750°C), толщина 0,022 – 0,027 мм.

Список литературы:

1. Гуськов, А. В. Анализ существующих конструкций ведущего пояска / А. В. Гуськов и др. // Вестник академии военных наук. – 2012. – № 2. – С. 153 – 158.
2. Артиллерийский снаряд к нарезному оружию : Пат. 165 297 Рос. Федерация, МКП F 42 B12/00, F 42 B14/02 / Вольф Н. А., Гуськов А. В., Зезюлинский Я. С., Милевский К. Е.; – № 2015153599/03; заяв. 14.12.2015; опубл. 10.10.2016, Бюл. № 28.
3. Гуськов, А. В. Создание и исследование ВП повышенной прочности к 122 мм осколочно-фугасным снарядам: дисс. ... канд. техн. наук : 01.02.06 / А. В. Гуськов. – Новосибирск, 1995. – 98 с.
4. Гуськов, А. В. Анализ конструкций медного и стального ВП по деформированному состоянию в процессе врезания / А. В. Гуськов, К. Е. Милевский, Е. Ю. Слесарева // II Всероссийская молодежная научная конференция : сб. труд. – Томск, 2012

Работа выполнена при поддержке гранта НГТУ «Мой первый научный проект».

**ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ И ТЕПЛООБМЕНА
В СТЕКАЮЩИХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПЛЕНКАХ С УЧЕТОМ АМПЛИТУДЫ ВОЛН**

Гешев П.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Стекающие по вертикальной поверхности пленки жидкости всегда покрыты волнами большой амплитуды. Вклад этих волн в среднюю толщину пленки и в теплообмен пленки с потоком газа можно учесть в квазистационарном приближении. Ранее в [1] были выведены осредненные уравнения для связи толщин пленок с расходом жидкости Re и фактором трения потока газа $F = \tau_{gas} / \rho(vg)^{2/3}$

$$Re = \delta_+^2 \frac{Ff_1(\delta_+) + f_2(\delta_+)\delta_-}{F + \delta_-} \quad (1)$$

где $\delta_+ = \frac{\delta v_*}{\nu} = \delta_- \sqrt{F + \delta_-}$, $\delta_- = \frac{\delta}{(v^2/g)^{1/3}}$ толщины пленок, δ - размерная толщина пленки, ν - вязкость жидкости, g - ускорение силы тяжести. Уравнение для среднего числа Нуссельта имеет вид

$$Nu_* = \frac{q_w (v^2/g)^{1/3}}{\lambda} = \frac{1}{\delta_- f_T(\delta_+, P)} \quad (2)$$

где λ - теплопроводность жидкости, $P = Pr/Pr_t$ (Pr_t, Pr_t - молекулярное и турбулентное числа Прандтля), функции f_1, f_2, f_T описаны в [1]. Если в формуле (1) учесть вклад пульсаций величины δ_+ , вводя амплитуду волн $\tilde{\varepsilon}_+ = \tilde{\delta}_+ / \delta_+$, то уравнение (1) после осреднения принимает вид (с точностью до $\tilde{\varepsilon}_+^2$)

$$\overline{Re} = \overline{\delta_+^2} \overline{f}(\overline{\delta_+}) (1 + \chi \tilde{\varepsilon}_+^2), \quad \text{где } f = \frac{Ff_1(\delta_+) + f_2(\delta_+)\delta_-}{F + \delta_-},$$

$$\chi = 1 + 2\gamma + \frac{\beta}{2}, \quad \gamma = \frac{\delta_+}{f} \frac{\partial f}{\partial \delta_+}, \quad \beta = \frac{\delta_+^2}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial \delta_+^2}.$$

Аналогично уравнение (2) после осреднения дает увеличение за счет пульсаций толщины пленки $\tilde{\varepsilon}_-$

$$\overline{Nu_*} = \frac{\overline{q_w} (v^2/g)^{1/3}}{\lambda} = \frac{1 + \chi_T \tilde{\varepsilon}_-^2}{\overline{\delta_-} \cdot \overline{f_T}}, \quad \text{где } \chi_T \text{ аналог } \chi.$$

Амплитуду волн $\tilde{\varepsilon}_-$ получаем из книги Гимбутиса [2] $\tilde{\varepsilon}_- = \tilde{\delta}_- / \delta_- = 1 - \exp(-0.1 Re / Ka^{1/11})$, через которую расход (Re) и теплоотдача (Nu_*) начинают зависеть от поверхностного натяжения жидкости, то есть от числа Капицы $Ka = (\sigma / \rho)^{3/4} / (v^4 g)$.

Второй способ осреднения основан на предложенной в книге Гимбутиса [2] аппроксимации для амплитуды волны

$$\delta(t) = \overline{\delta} \frac{2(1+at)}{(1+a) + (1+at)^2} \left(\frac{a}{\ln(1+a)} \right) \quad (3)$$

здесь t - безразмерное время, a - параметр, для которого получено из [2] выражение

$$\frac{a}{\ln(1+a)} \left[\frac{1}{2\sqrt{1+a}} - \frac{1}{(2+a)} \right] = 1 - \exp\left(-0.1 \frac{Re}{Ka^{1/11}}\right) \quad (4)$$

Расчет a по формуле (4) проведен методом Ньютона. Зная зависимость (3), рассчитываем средние по времени числа Рейнольдса и Нуссельта

$$\overline{Re} = \overline{\delta_+^2} \overline{f}(\overline{\delta_+}, F); \quad \overline{Nu_*} = \left[\overline{\delta_-} \cdot \overline{f_T}(\overline{\delta_+}, Pr/Pr_t) \right]^{-1} \quad (5)$$

Зависимость $\overline{\delta_-}$ от Re показана на Рис. 1 в сравнении с данными Алексеенко [3]. Результат расчета Nu_* по формулам (3-5) показан на Рис. 2. Видно, что учет волн значительно увеличивает теплоотдачу.

Было показано в расчетах, что первый способ осреднения дает нефизические результаты для коэффициента теплообмена из-за больших амплитуд волн.

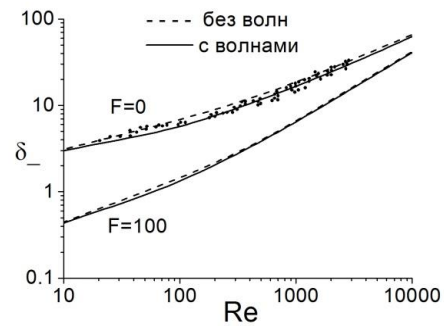


Рис. 1. Расчетная толщина пленки в зависимости от числа Re для двух значений параметра трения F . Точки - данные эксперимента из книги [3].

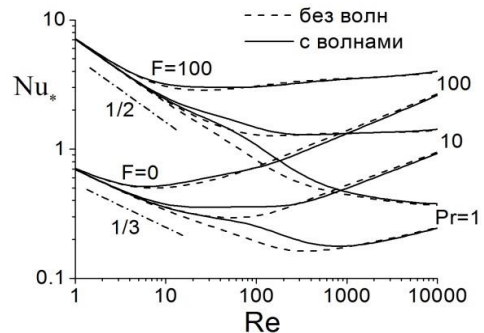


Рис. 2. Расчет коэффициента теплоотдачи в зависимости от числа Re для двух значений параметра F и трех Pr .

Список литературы:

1. Гешев П.И. Простая модель для расчета толщины турбулентной пленки жидкости, увлекаемой силой тяжести и потоком газа // Теплофизика и Аэродинамика. 2014. Т.21. С. 579-586.
2. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. Вильнюс, Изд. Мокелас, 1988, 233 стр.
3. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск, Наука, 1992, 256 стр.

УДК 532.555, 532.556

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОТОКА В КАНАЛАХ В УСЛОВИЯХ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ И НАЛОЖЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЙ РАСХОДА

Гольцман А.Е., Саушин И.И., Михеев Н.И.

ФИЦ КазНЦ РАН,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Исследованию периодических пульсирующих течений в турбулентном пограничном слое канала постоянного сечения посвящено большое количество работ. Многочисленные экспериментальные и численные исследования таких течений и их анализ по критериальным числам подобия позволили выделить пять режимов. Для течений с продольным градиентом давления, которые тоже часто встречаются в технических системах, например, в диффузорном или конфузорном канале, при обтекании аэродинамического профиля, такая классификация не проведена. Пульсирующий поток с определенной частотой и амплитудой скорости (давления) может быть охарактеризован как поток, в котором возникают определенного уровня локальные градиенты давления (скорости). В этом плане пульсирующие течения в диффузорах (конфузорах) условно можно разделить на 3 группы: 1) градиент давления в потоке, связанный с геометрией канала, много больше локального градиента давления (по абсолютным величинам), возникающего в силу волновой структуры пульсирующего течения; 2) градиенты давления в потоке, связанные с геометрией канала и волновой структурой пульсирующего течения, являются величинами одного порядка; 3) величина наложенного градиента давления в потоке много меньше величины локального градиента давления, связанного с наложенными пульсациями течения.

В данной работе на основе результатов измерения динамики мгновенных векторных полей скорости методом Smoke Image Velocimetry (SIV) исследованы три вышеупомянутых режима пульсирующего течения в гладких асимметричных расширяющихся (см. рис. 1) и сужающихся плоских каналах.

По результатам исследования получено, что для пограничных слоёв в конфузоре с абсолютным градиентом давления от нестационарности потока меньше соответствующего градиента от изменения площади сечения вынужденная нестационарность не оказывает влияния на осредненные по времени профили напряжений Рейнольдса, но при этом эти профили в различных фазах колебаний потока тоже периодически колеблются относительно соответствующих осредненных по времени профилей. Для этих режимов наблюдался и характерный для стационарных турбулентных течений в конфузорных каналах эффект ламинизации: по направлению течения, осредненные по времени профили скорости в координатах закона стенки являются подобными, профили пульсаций имеют тенденцию к снижению абсолютных значений характеристик по длине конфузора в направлении потока. Для пограничных слоёв в конфузоре с абсолютным градиентом давления от нестационарности потока больше соответствующего

градиента от изменения площади сечения экспериментально установлен неожиданный эффект турбулизации потока в продольном направлении течения под влиянием вынужденной нестационарности потока, несмотря на конфузорность канала. При этом степень турбулизации увеличивается с увеличением произведения частоты наложенных пульсаций на их относительную амплитуду.

Для пограничных слоёв в диффузоре с градиентом давления от изменения площади сечения, существенно превышающем максимальный градиент от нестационарности потока, наложенная нестационарность почти не оказывает влияния на осредненные по фазе пульсации расхода профили скорости. Незначительное влияние выражено лишь в малом снижении абсолютных значений скорости на участке действия закона следа в районе координаты $y^+ > 100$. В координатах закона стенки до $y^+ < 50$ сохраняется подобие профилей скорости в различных сечениях диффузора и фазах пульсаций. Влияние наложенной нестационарности на осредненные по времени профили напряжений Рейнольдса в координатах закона стенки оказалось сильно зависящим от сечения диффузора: ближе к входу не обнаружено влияния нестационарности по сравнению со стационарным режимом, а ниже по потоку наблюдалось явное снижение этих характеристик. Эта особенность могла быть спровоцирована характерным для диффузорного канала постепенным уменьшением градиента давления в потоке, связанного с геометрией канала. Для пограничных слоёв в диффузоре с градиентом давления от изменения площади сечения существенно меньше градиента от нестационарности потока вынужденные колебания потока почти не оказывают влияния на осредненные по фазе пульсации расхода профили скорости, однако проявляется расслоение профилей скорости по фазовому углу наложенной нестационарности. Вынужденные колебания потока привели к снижению осредненных по времени профилей рейнольдсовых напряжений по сравнению со стационарным режимом.

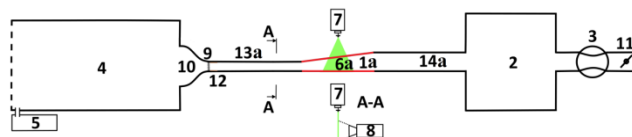


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – расширяющийся участок канала, 2 – ресивер, 3 – расходомер, 4 – камера подготовки воздушно-аэрозольной смеси, 5 – генератор аэрозоля, 6 – область съемки, 7 – лазер непрерывного действия, 8 – высокоскоростная видеокамера, 9 – турбулизирующая решетка, 10 – плавный вход, 11 – пульсатор, 12 – абразивный материал, 13 – предвключенный участок, 14 – поствключенный участок

ТЕПЛОТДАЧА В ДИСКРЕТНО ШЕРОХОВАТОМ КАНАЛЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЯХ ПОТОКА

Давлетшин И.А.^{1,2}, Газизов И.М.², Паерелий А.А.¹

¹ Федеральный исследовательский центр «КазНЦ РАН», 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ, 420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Дискретная шероховатость на стенке канала способна привести к кратному увеличению теплоотдачи [1], которое связывается с турбулизацией потока. Дополнительный рост теплообмена в отрывных течениях могут создать вынужденные пульсации потока [2], которые приводят к появлению вихревых структур с соответствующей интенсификацией массообмена в пристеночной области.

В работе представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи в дискретно шероховатом канале (ДШК) на пульсирующих режимах течения теплоносителя (воздуха). ДШК представлял собой канал прямоугольного сечения $0,115 \times 0,15$ м² длиной 1,2 м с плавным входом (см. рис. 1). На одной из стенок с шагом $t/h=20$ были установлены поперечные выступы квадратного сечения изготовленные из алюминия размерами $9,5 \times 9,5 \times 150$ мм³. Часть этой же стенки представлял собой измерительный участок длиной 455 мм для тепловых опытов. Пульсации потока по закону близкому к гармоническому создавались вращающейся заслонкой пульсатора на выходе из канала. Частота пульсаций задавалась регулируемой частоты вращения вала двигателя пульсатора.

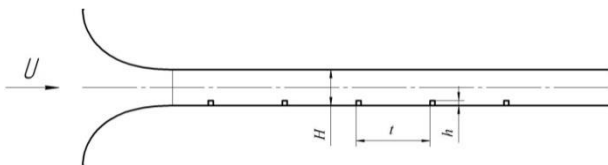


Рис. 1. Дискретно шероховатый канал.

Процесс теплообмена между стенкой и потоком воздуха был организован путем нагрева измерительного участка стенки постоянным электрическим током. Для этой цели в качестве стенки использовалась печатная плата с медными дорожками. Одновременно эти дорожки являлись термометрами сопротивления, по которым определялись локальные значения температуры стенки. Далее по значениям тепловыделений и разности температур стенки и потока определялось распределение коэффициента теплоотдачи по длине канала.

Исследование проводилось в следующих диапазонах режимных параметров: среднерасходная скорость потока $U=(1,7 - 4,9)$ м/с, число Рейнольдса $Re=Ud/\nu=(1,5 - 4,3) \times 10^4$ ($d=0,13$ м – гидравлический диаметр канала), частота наложенных пульсаций $f=(0 - 100)$ Гц, относительная амплитуда пульсаций скорости $\beta=A_U/U=0,3 - 0,8$. Измерения проводились за третьим и четвертым выступами на стенке.

Характерные распределения коэффициента теплоотдачи α на стационарном и пульсирующих режимах при $Re=2,9 \times 10^4$ и $\beta=0,8$ представлены на рисунке 2. Экспериментальные данные показали интенсификацию теплоотдачи на пульсирующих режимах особенно при больших амплитудах. Однако при высоких частотах (100 Гц) теплоотдача оказалась близкой к стационарной и даже несколько ниже. Распределения коэффициента теплоотдачи показали максимумы непосредственно перед и за выступами.

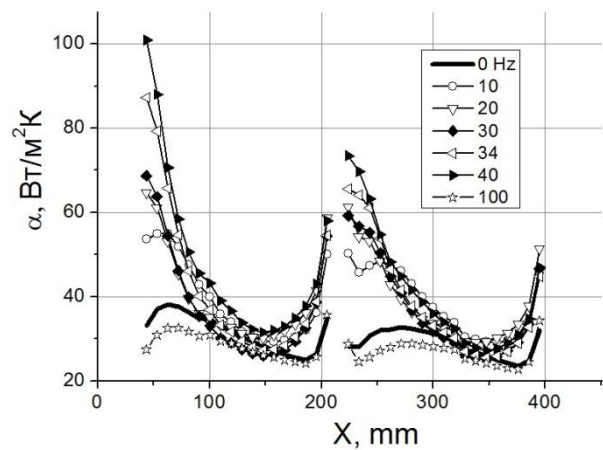


Рис. 2. Распределение коэффициента теплоотдачи в ДШК.

В целом на пульсирующих режимах наибольший прирост теплоотдачи наблюдался вблизи выступов в области примерно $\pm 4h$ и достигал трехкратного размера. Данный факт согласуется с положением, что за выступами образуются периодические вихри, которые заметно увеличивают массо- и теплообмен [2]. Режимам, на которых образуются наиболее интенсивные вихри, соответствует максимальная теплоотдача. При этом средний по площади прирост теплоотдачи достигал уровня 30% от стационарных величин.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-19-10336).

Список литературы:

1. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Копп И.З., Мякочин А.С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. 408 с.
2. Davletshin I. A., Mikheev N. I. Flow structure and heat transfer during the separation of a pulsating flow //High Temperature. – 2012. Т. 50. №. 3. Р. 412-419.

УДК 533

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТОРЦЕВЫХ СТЕНОК НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИКЛОИДАЛЬНОГО РОТОРА

Дектерев А.А.¹, Дектерев Ар.А.¹, Дектерев Д.А.^{1,2}, Горюнов Ю.Н.¹, Лобасов А.С.²

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

² Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

В последние годы, после практически полувекового перерыва, вновь возрос острый интерес к циклоидальным роторам, как перспективным движителям для летательных аппаратов (ЛА). Основным преимуществом данного вида движителя является возможность практически мгновенно изменять вектор тяги, что в свою очередь позволяет ЛА обладать такими характеристиками, как: вертикальный взлёт, исключительная манёвренность и надёжная устойчивость при внешних воздействиях. Мировыми учёными уделяется большое внимание таким параметрам роторов как: размер, форма и количество лопастей, кинематика, исследуются тяговые характеристики и энергетические параметры, особенности взаимодействия нескольких роторов [1-4].

Накопленный опыт позволил реализовать первые ЛА небольших размеров с электрическими двигателями [3], однако создание крупногабаритных ЛА осложнено несоответствием энергетических параметров современных двигателей и потребностей циклоидальных движителей. Тем не менее, делаются выводы о том, что оптимизация циклоидальных роторов с целью повышения их эффективности и использование ДВС последних поколений, даёт реальные возможности для создания ЛА, способных к транспортировке груза.

Другим интересным направлением является использование циклоидальных роторов в вертикальных ветроэнергетических установках. Широко используемые роторы Дарье имеют фиксированный угол атаки крыла, это, с одной стороны, оправдывается простотой реализацией и увеличенным сроком эксплуатации роторов. С другой стороны, применение роторов с переменным углом атаки лопастей позволит, по оценкам корейских исследователей, увеличить эффективность ветрогенераторов до 70%.

В связи с возможными перспективами использования циклоидальных роторов возникает широкий класс задач, требующих решения. Одним из интересных и наименее отображенных в литературе эффектов является значительная зависимость тяговых и энергетических характеристик циклоидального ротора, а также структуры образующегося за ним потока от конструктивного исполнения его торцов.

В данной работе экспериментально исследуются две конструкции торцов ротора (обод со спицами и глухая стенка) (Рис.1.), при численном моделировании дополнительно рассматривается идеализирован-

ный вариант с полностью открытыми торцами. Такая постановка задачи приводит к необходимости проведения трёхмерных нестационарных расчетов.

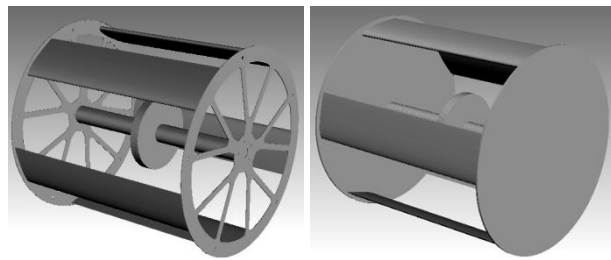


Рис.1. Варианты торцевых стенок ротора

Экспериментально выявлена значительная зависимость структуры потока за ротором от конструктивных особенностей торцевых стенок. В случае использования ободов наблюдается значительный подсос воздуха с торцов. Поток в данном случае имеет сплюснутый профиль, узкий в продольном сечении ротора и значительно растянутый в поперечном. В случае использования глухих торцевых стенок, поток имеет более выраженное ядро, по ширине и высоте не превышающее размер ротора. Экспериментальное поле скорости, полученное с использованием термоанемометрии хорошо коррелирует с данными численного моделирования. Отмечается значительное влияние типа торцевых стенок на тяговые и энергетические характеристики ротора.

В результате проведенной работы сделаны выводы о необходимости более тщательного и комплексного подхода к исследованиям аэродинамики ротора для повышения его энергетических характеристик.

Список литературы:

1. I. Hwang, S. Min, I. Jeong, Y. Lee and S. Kim: Efficiency Improvement of a New Vertical Axis Wind Turbine by Individual Active Control of Blade Motion, Smart Structures and Materials 2006: Smart Structures and Integrated Systems, Vol.6173, pp. 316-323,
2. Benedict M., Teja swi J. and Inderjit C. Effect of rotor geometry and blade kinematics on cycloidal rotor hover performance, J Aircraft, September-October 2013, 50, (5).
3. Benedict. M., Gupta R., and Inderjit C. Design, Development and Flight Testing of a Twin-Rotor Cyclocopter Micro Air Vehicle, Proceedings of the 67th Annual National Forum of the American Helicopter Society, Virginia Beach, VA, USA, 2011.
4. Xisto, Carlos et. al. (2016). Parametric Analysis of a Large-Scale Cycloidal Rotor in Hovering Conditions. Journal of Aerospace Engineering. 30. 10.1061/(ASCE)AS.1943-5525.0000658.

УДК 532.5

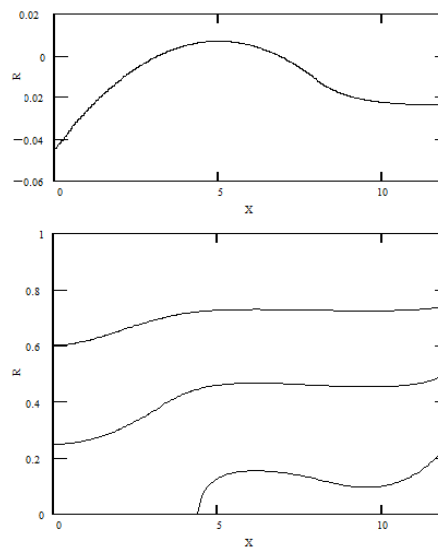
РАСПАД ИНЕРЦИОННЫХ ВОЛН В ТРУБЕ С ПЕРЕМЕННЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ

Держо О.Г.

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

В этом докладе приведена теоретическая асимптотическая модель для стационарных инерционных волн большой амплитуды в аксиально-симметричном закручивающемся потоке идеальной жидкости в круглой трубке с переменным поперечным сечением. Расчеты представлены для особого, но важного случая, когда поток вверх по течению является однородным. Обнаружено, что разрушение инерционных волн в расходящихся трубах чрезвычайно чувствительно к изменениям поперечного сечения. Распад вихря обычно асимметричен, но симметричный распад вихря наблюдается очень часто, иногда он может превращаться в расходящийся хвост, особенно в сходящейся части трубы. Обсуждаются возможные приложения рассчитанных структур к экспериментально наблюдаемым типам распада вихря.

Автор благодарит ФАНО, проект III.22.7



На рисунке сверху показана форма трубы, а снизу показан соответствующий профиль линий тока. Линия тока, начинающаяся от средней линии трубы, показывает форму пузыря распада вихря

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРА В КРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДОМ PIV

Добросельский К.Г.

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

Поперечно-обтекаемые цилиндрические поверхности широко распространены в теплообменных, энергетических и теплотехнических устройствах. Анализ литературы показывает, что большинство работ, посвященных обтеканию круглого цилиндра, связаны с потоком газа и редко жидкостью. Условия обтекания и размеры вихревой зоны за телами важны для проектирования размещения как одиночных, так и групп обтекаемых элементов в гидравлических и теплотехнических конструкциях.

Представлены результаты экспериментального исследования поперечного обтекания круглого цилиндра турбулентным потоком воды при переходе от докритической к критической области с числами Рейнольдса по диаметру $Re \approx (1,75 - 2,9) \cdot 10^5$. С использованием метода PIV получены осредненные поля скорости около цилиндра и приведены сравнительные характеристики для бескавитационного режима обтекания. По векторным картинам осредненных полей скорости определены кинематические характеристики вихревой зоны в ближнем следе за кормой цилиндра.

Для проведения экспериментальных исследований использовалась гидродинамическая труба замкнутого типа [1]. На рис. 1 приведена схема измерений. Перпендикулярно боковым стенкам прямоугольного канала с поперечным сечением размером $0,08 \times 0,15$ м (ширина \times высота) располагался круглый гладкий ($R_a \approx 1$ мкм) стальной или фторопластовый цилиндр диаметром $d = 0,026$ м. Рабочей жидкостью служила водопроводная фильтрованная вода. Форма полученного профиля скорости потока показала наличие ядра с постоянной скоростью и степенью турбулентности в нем $Tu \approx 1\%$ [1].

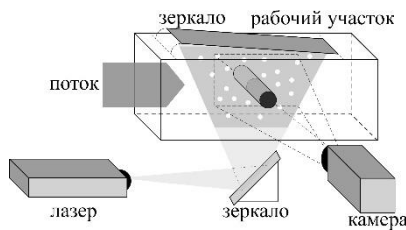


Рис. 1. Схема эксперимента.

Управление экспериментом и обработка данных осуществлялась с использованием программного пакета «ActualFlow», который предназначен для автоматизации процесса проведения эксперимента, обработки и визуализации данных.

На рис. 2 представлены средние (2000 двойных изображений за 25,5 мин.) поля скоростей v_x бескавитационного обтекания стального цилиндра в центральной части канала при среднерасходной скорости $u = 8,8$ м/с, давлении перед цилиндром $p_1 \approx 161$ кПа и температуре $t \approx 25,2$ °С. Поток слева направо.

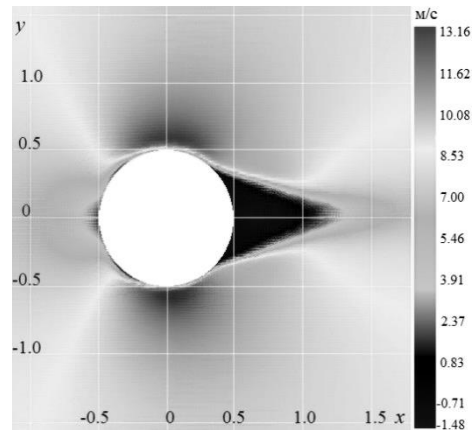


Рис. 2. Поле скорости v_x ($Re = 2,84 \cdot 10^5$).

За цилиндром образуется устойчивая турбулизируемая область, в которой квазипериодически формируются вихри, вращающиеся в противоположных направлениях: верхний – по часовой стрелке, нижний – против часовой стрелки. Жидкость между вихрями движется в направлении, противоположном направлению основного потока. Для стального цилиндра было получено, что при увеличении числа Рейнольдса от $2,07 \cdot 10^5$ до $2,84 \cdot 10^5$ длина обратного тока уменьшилась с $1d$ до $0,45d$, максимальная скорость обратного тока уменьшилась с $0,32u$ до $0,17u$, расстояние между центрами вихрей с $0,51d$ до $0,22d$ [2].

Для фторопластового цилиндра максимум длины обратного тока был зафиксирован при $Re = 1,75 \cdot 10^5$ и составил $0,96d$, при $Re = 2,12 \cdot 10^5$ длина была уже порядка $0,67d$ и плавно снизилась до $0,61d$ при $Re = 2,9 \cdot 10^5$. Максимальная скорость обратного тока менялась с $0,27u$ до $0,2u$, при том, что максимум был при $Re = 2,12 \cdot 10^5$ и составил $0,29u$. Расстояние между центрами вихрей снизилось с $0,55d$ до $0,27d$ при уменьшении числа Рейнольдса с $Re = 1,75 \cdot 10^5$ до $Re = 2,9 \cdot 10^5$.

Сравнение характеристик вихревой зоны за цилиндром показало, что критическая область для стального цилиндра начинается примерно с $Re \approx 2 \cdot 10^5$, что соответствует литературным данным, а для фторопластового цилиндра – $Re \approx 1,75 \cdot 10^5$.

Список литературы:

1. Добросельский К.Г. Методика исследования поперечного обтекания цилиндра в гидродинамической трубе // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013. Т.8. Вып.4. С. 110-117.
2. Добросельский К.Г. Исследование пространственных и кинематических параметров вихревых структур за обтекаемым цилиндром // Неравновесные процессы в сплошных средах: материалы междунар. симп.: в 2 т. / Пермский гос. нац. исслед. ун-т. Пермь, 2017. Т.1. С.156–158.

УДК 53.05

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА SIV ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА В ОТРЫВНОЙ ОБЛАСТИ ЗА ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

Душин Н.С.¹, Михеев Н.И.¹, Душина О.А.¹, Шакиров Р.Р.²

¹ ФИЦ Казанский научный центр РАН,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ,
420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Известно, что интенсификация теплообмена тесно связана с массообменом и для разработки эффективных теплообменных поверхностей требуется информация о структуре течения. Во многих случаях исследователи ограничиваются измерением напряжений Рейнольдса, что дает информацию о переносе импульса осредненного движения и генерации турбулентной кинетической энергии. Для получения данных об образовании напряжений, их пространственной протяженности, ориентации и положении относительно других типов когерентных структур необходимы более тонкие измерения или расчет с использованием прямого численного моделирования.

Прямое численное моделирование на сегодняшний день позволяет проводить расчет для чисел Рейнольдса порядка 30000. Однако эти расчеты занимают значительное время и во многих случаях целесообразно применение экспериментальных методов. К тому же недавно появились объемные и полевые оптические методы, обладающие достаточным пространственным разрешением, необходимым для измерения одного из самых сложных параметров турбулентных течений – скорости диссипации. К таким методам относятся: Shake-The-Box [1], PTV с VIC+ [2, 3], Smoke Image Velocimetry (SIV) [4]. Методы PTV с VIC+ и SIV показали хорошие результаты при измерениях диссипации в турбулентном пограничном слое [3, 5] и открывают новые возможности для экспериментального исследования структуры более сложных типов течений. Говоря о сложных течениях, применительно к задаче интенсификации теплообмена, в первую очередь мы имеем в виду отрывные течения. Наиболее простой конфигурацией канала для исследования отрывных течений является обратный уступ. Течение в таком канале является комплексным и отличается хорошей изученностью и воспроизводимостью результатов расчетов и измерений. Таким образом, данная работа посвящена проверке возможности измерения профилей диссипации энергии турбулентности в потоке за обратным уступом с использованием метода SIV.

Для оценки полученных данных использовались результаты DNS [6] и 3D PTV [7], поэтому конфигурация канала и условия проведения эксперимента были максимально приближены к этим работам: степень расширения канала, $E_r = 1.185$; число Рейнольдса по высоте уступа, $Re_h = 4960$; отношение толщины пограничного слоя натекающего потока к высоте уступа $\delta/h = 1.2$.

Для расчета диссипации использовались гипотеза о локальной осесимметричности [8] и наше приближение, базирующееся на измерении пространствен-

ных производных пульсаций скорости в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Последнее позволяет увеличить количество измеренных производных до 14 и максимально приблизить результаты планарных методов измерений к объемным методам. Недостающие четыре производные выражаются через измеренные значения, с использованием подхода [8].

Полученные данные показали, что расчет на основе гипотезы о локальной осесимметричности приводит к систематической недооценке диссипации. В то же время, профиль диссипации, определенный по полям скорости, последовательно измеренным в плоскости симметрии канала и плоскостях, параллельных стенке с уступом показал хорошее согласование с результатами DNS как по форме, так и по значениям во всей области измерений кроме максимума. Максимум был недооценен в связи с недостаточной частотой достоверно полученных осциллограмм скорости. Здесь важно отметить, что измерения были выполнены с частотой 17 кГц, но в оптических методах измерений существует проблема белого шума, искажающего спектры сигналов в высокочастотной области. Поэтому сигнал приходится фильтровать, обрезая частоты выше 2 кГц. Но оценки временного масштаба Колмогорова показывают, что в окрестности максимума диссипации, данные должны быть получены с частотой порядка 3,4 кГц, что в настоящее время затруднительно.

Список литературы:

1. I Schanz D., Gesemann S., Schröder A. Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities // *Exp. Fluids*, 2016, 57:70.
2. Schneiders Jan F.G., Scarano F., Elsinga G. On the Resolved Scales in a Turbulent Boundary Layer by Tomographic PIV and PTV aided by VIC+ // 18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 4 – 7, 2016.
3. Schneiders Jan F.G., Scarano F., Elsinga G. Resolving vorticity and dissipation in a turbulent boundary layer by tomographic PTV and VIC // *Exp. Fluids*, 2017, 58:27.
4. Mikheev N.I. and Dushin N.S. A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Vide // *Instruments and Experimental Techniques*, 2016, Vol. 59, No. 6, pp. 880–887.
5. Mikheev N.I., Goltzman A.E., Saushin I.I., Dushina O.A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // *Exp. Fluids*, 2017, 58:97.
6. Le H., Moin P., Kim J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step // *J. Fluid Mech.*, 1997, 330, 349–374.
7. Kasagi N. and Matsunaga A. Three-dimensional particle-tracking velocimetry measurement of turbulence statistics and energy budget in a backward-facing step flow // *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 1995, Vol. 16, 477–485.
8. George W.K., Hussein H.J. Locally axisymmetric turbulence // *J. Fluid Mech.*, 1991, 233, 1–23.

УДК 621.454.2

ГАЗОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ РАБОЧЕГО ТЕЛА В КАНАЛЕ, МОДЕЛИРУЮЩЕМ ПРОТОЧНОЙ ТРАКТ ПВРД

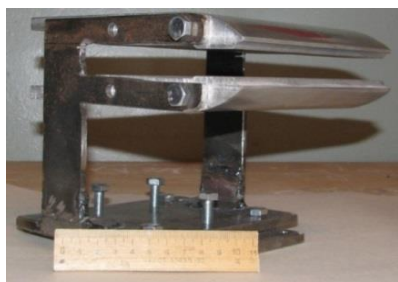
Жарова И.К.¹, Козлов Е.А.¹, Маслов Е.А.^{1,2}, Фарапонов В.В.¹, Савкина Н.В.¹, Золоторёв Н.Н.¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Представлены результаты экспериментально-теоретического исследования газодинамики, теплообмена и структуры течения газа в проточном канале прямого воздушного реактивного двигателя (ПВРД) в диапазоне чисел Маха обтекающего потока $M = (5 \div 7)$.

Определение полей температуры, давления и скорости потока в проточном тракте двигателя является важным этапом при разработке и проектировании ПВРД. В настоящей работе приведены результаты экспериментально-теоретического исследования параметров рабочего тела при обтекании плоской и осесимметричной моделей ПВРД (рис. 1) [1]. Для обеих моделей на аэродинамической установке (АУ) экспериментально измерены значения температуры, давления и осуществлена визуализация структуры воздушного потока в проточном канале ПВРД в диапазонах чисел Маха $M = (0.7 \div 3)$.



а



б

Рис. 1. Общий вид плоской (а) и осесимметричной (б) моделей ПВРД

На рис. 2 приведено типичное распределение структуры потока при сверхзвуковом обтекании плоской модели ($M = 5$), полученные с помощью высокоскоростной видеосъемки. Анализ визуализированной структуры потока показал, что для исследуемых условий обтекания в проточном тракте моделей развивается стационарный режим течения с набором косых скачков уплотнения. Характерное время процесса составляет ~ 2 с.

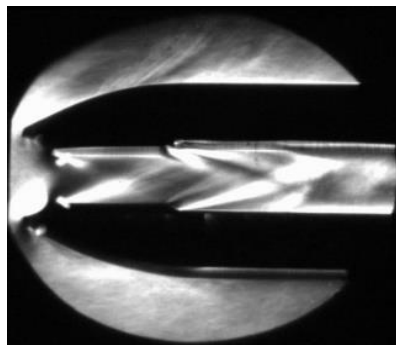


Рис. 2. Кадр видеосъемки обтекания плоской модели ПВРД $M = 5$

Полученные на симметричных моделях экспериментальные данные о структуре и основных параметрах воздушного потока в проточном тракте ПВРД являются объективной информацией для математического моделирования внутрикамерных процессов. При математическом моделировании течение газа описывалось системой осредненных уравнений Навье–Стокса для турбулентного течения вязкого сжимаемого газа. В качестве модели турбулентности использована SST-модель (модель сдвиговых напряжений Ментера), основанная на гипотезе вихревой вязкости. На рис. 3 приведены распределения параметров (изополя чисел Маха) во внешнем обтекающем потоке и в проточном канале осесимметричной модели ПВРД, полученные в одном из численных экспериментов.

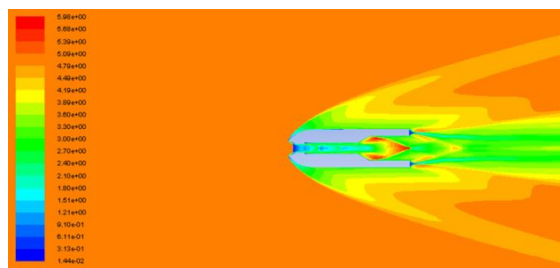


Рис. 3. Изополя чисел Маха во внешнем обтекающем потоке и в проточном канале осесимметричной модели ПВРД

Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных показал, что в рассматриваемых условиях отличие по значению числа Маха на оси симметрии в проточном канале не превышает 9 %.

Список литературы:

1. Maslov E.A., Klochikhin V.V., Zharova I.K. Experimental Research of Supersonic Flow Around Simulating Rocket-Ramjet // MATEC Web of Conferences. – EDP Sciences, 2015. – Т. 23.

УДК 536.24

ОПЫТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ДИФFUЗОРНОЙ ВЫЕМКИ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ

Зарипов И.Ш., Ильинков А.В., Щукин А.В., Такмовцев В.В., Хабибуллин И.И.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева (КНИТУ-КАИ),
420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Важным направлением совершенствования интенсификаторов теплообмена типа выемок в части их энергетической эффективности является изучение условий образования и развития в них самоорганизующихся крупномасштабных вихревых структур (СКВС). Их изучение актуально не только для области конвективного теплообмена, но и для других технических приложений, где рассматриваются вопросы увеличения подъемной силы крыла, повышения эффективности диффузоров, стабилизаторов пламени и др.

Известно, [1-3], что в сферических выемках отрывного типа процесс образования СКВС является перемежающимся. Уровень теплоотдачи в таких выемках определяется интенсивностью переноса массы сплошной среды из пристенного возвратного течения во внешний поток. Это происходит путем образования в возвратном течении выемки трехмерных вихревых пограничных слоев и формирования на этой основе СКВС [4].

Авторами экспериментально получено, что при обтекании полусферических выемок ускоряющимся внешним потоком, в их возвратном течении образуется участок релаксации, замедляющий это течение. Ввиду своей неустойчивости оно способствует более интенсивной генерации микровихрей, что увеличивает интенсивность СКВС и, соответственно, теплоотдачу в выемке и в ее ближнем следе.

В докладе экспериментально подтверждена возможность формирования перемежающихся, непрерывно генерируемых во времени СКВС путем придания выемке диффузорной формы в направлении ее возвратного течения. Обсуждаются опытные данные о коэффициенте давления и результаты визуализации течений в одиночной диффузорной выемке отрывного типа. Опыты проводились при числах Рейнольдса $Re_d = (3,2 - 8,9) \cdot 10^4$, где характерный линейный размер d - гидравлический диаметр выемки в плане; относительная глубина выемки $h/d = 0,39$.

Проведенные эксперименты однозначно показали принципиальную возможность существования в такой выемке непрерывно функционирующей самоорганизующейся крупномасштабной вихревой структуры. Полученные данные послужили основанием для проведения физического исследования гидродинамики обтекания отрывной диффузорной выемки турбулентным потоком.

Получено, что на участке между областью присоединения и СКВС скорость возвратного течения в полости диффузорной выемки имеет диффузорный характер. Дополнительное турбулизирующее воздействие диффузорного возвратного течения в диффузорной выемке, а также наличие непрерывных во

времени самоорганизующихся крупномасштабных вихревых структур позволяет рассчитывать на более интенсивную теплоотдачу по сравнению со сферической отрывной выемкой при прочих равных условиях.

На основе выполненных визуализационных экспериментов с помощью масляных капель получено, что изучаемое течение в выемке имеет традиционные характерные участки ее обтекания. Установлено также, что инерционные силы, воздействующие на возвратное течение, несколько смещают эпицентр СКВС от точки максимальной глубины выемки в сторону передней кромки.

Проанализировано распределение коэффициента давления по поверхности полости диффузорной выемки отрывного типа, в которой выемка увеличивает площадь поперечного сечения полости в ширину и в глубину в направлении возвратного течения.

В результате экспериментально получено, что при турбулентном обтекании воздухом исследованной модели одиночной диффузорной отрывной выемки в ее полости возникает отрывное возвратное течение с образованием непрерывной во времени самоорганизующейся крупномасштабной вихревой структуры.

Интенсивность самоорганизующейся вихревой структуры в диффузорной выемке более высокая по сравнению с дискретно возникающими СКВС в отрывной сферической выемке.

Можно полагать, что более интенсивный массообмен посредством СКВС между воздухом в пристенном слое и внешним потоком приведет к увеличению теплоотдачи как в выемке, так и на исходно гладкой, сопряженной с выемками, поверхности.

В докладе приведена простая и технологичная схема пристенного интенсификатора теплообмена. Сделанные выводы позволяют рассчитывать на возможность конструирования эффективных теплообменных поверхностей на основе матриц отрывных диффузорных выемок.

Список литературы:

1. Вихревые технологии для энергетики / А.И. Леонтьев, С.В. Алексеенко, Э.П. Волчков и др.; Под общей редакцией академика А.И. Леонтьева. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. 35с.
2. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках: Монография колл. авторов; Под редакцией В.И. Терехова. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2016. 247 с. (серия «Монографии НГТУ»).
3. Терехов В.И., Калинина С.В., Мшвидобадзе Ю.М. Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // Сибирский физико-технический журнал. 1992. Вып. 1. С.77-85.
4. Кикнадзе Г.И., Гачечиладзе И.А., Алексеев В.В. Самоорганизация смерчеобразных струй в потоках вязких сплошных сред и интенсификация теплообмена, сопровождающая это явление. – М.: Издательство МЭИ, 2005. - 84 с.

УДК 536.46:629.782

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ ТЕРМОЭМИССИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ТЕЛА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

Зимин В.П.¹, Ефимов К.Н.², Овчинников В.А.²,
Якимов А.С.², Гаар С.А.², Рулева Е.В.², Усенко О.В.²

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

² Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

При создании гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от аэродинамического нагрева. Температура некоторых участков тела при полете может достигать 2500 – 3000 К [1, 2]. Известны много различных методов пассивной, активной и комбинированной тепловой защиты [1–9].

Отметим одно из перспективных направлений способов активной тепловой защиты, основанной на термоэмиссионном методе [8, 9]. Данный метод позволяет преобразовать тепловую энергию, полученную при нагреве оболочки ГЛА, непосредственно в электрическую. При этом испарение тепловых электронов с эмиттера сопровождается понижением температуры последнего [10]. В системе тепловой защиты, основанной на термоэмиссионном методе, протекают множество взаимосвязанных процессов [10, 11]: эмиссионных, электрических, плазменных, тепловых, адсорбционных и др. Экспериментальные исследования термоэмиссионных установок довольно сложны и дорогостоящи [12, 13], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [11–19]. В данной работе представлена и исследована модель активной термоэмиссионной тепловой защиты.

Показано, что выбором параметров защиты возможно существенно уменьшить температуру её конструкций. Разработана математическая модель активной термоэмиссионной тепловой защиты при конвективном нагреве многослойной оболочки. Обнаружено понижение температуры поверхности оболочки и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности катода. Получено качественное согласование результатов расчета с известными данными.

Список литературы:

1. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
2. Никитин П.В. Тепловая защита. М.: МАИ, 2006. 512 с.
3. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. 358 с.
4. Горский В.В. Теоретические основы расчета абляционной тепловой защиты. М.: Научный мир, 2015. 688 с.
5. Якимов А.С. Математическое моделирование тепловой защиты и некоторых задач тепломассообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2015. 197 с.
6. Степанова Е.В., Якимов А.С. Математическое моделирование процесса тепломассо-обмена в теплозащитном покрытии при пульсациях газового потока // ТВТ. 2015. Т. 53. № 2. С. 236.
7. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Расчет характеристик сопряженного тепло-массообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 81.
8. Керножицкий В.А., Колычев А.В., Охочинский Д.М. Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве. А.С. № 2009140802/11 РФ // Б.И. 2010. № 32. 7 с.
9. Керножицкий В.А., Колычев А.В., Макаренко А.В. Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Электронный журнал «Труды МАИ». Вып. № 75. С. 1.
10. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А., Марциновский А.М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
11. Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. 288 с.
12. Синявский В.В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М.: Энергоатомиздат, 2000. 375 с.
13. Квасников Л.А., Кайбышев В.З., Каландаришвили А.Г. Рабочие процессы в термоэмиссионных преобразователях ядерных энергетических установках. М.: МАИ, 2001. 208 с. Теплообмен и гидродинамика в каналах сложной формы / Ю.И. Давыдов, Б.В. Дзюбенко, Г.А. Дрейцер и др.; Под ред. В.М. Иевлева. М.: Машиностроение, 1986. 200 с.
14. Бровальский Ю.А., Рожкова Н.М., Синявский В.В. и др. Обобщенный расчет вольт-амперных характеристик и полей температуры термоэмиссионных преобразователей на основе данных испытаний изотермического ТЭП // Термоэмиссионные преобразователи энергии.- М.: ВНИИТ. 1969. С. 281.
15. Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И. Эмпирический метод расчета вольтамперных характеристик разрядного режима ТЭП // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 2. С. 314.
16. Бабушкин Ю.В., Зимин В.П. Методы расчета вольтамперных характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Известия Томского политехнического университета. 2006. Т. 309. № 2. С. 135.
17. Бабушкин Ю.В., Ю.В., Зимин В.П., Хомяков Е.А. Программное обеспечение и результаты моделирования термоэмиссионных систем // Известия Томского политехнического университета. 2006. Т. 309. № 3. С. 53.
18. Сергеев Д.Н., Титков А.С. Адсорбирующие электроды. М.: Энергоиздат, 1982. 128 с.
19. Лидоренко Н.С., Лошкарев А.И. Динамические характеристики плазменного диода в режиме низковольтного дугового разряда. 1. Теория динамических характеристик // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 5. С. 989.

УДК 532.5.032

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Иващенко В.А.^{1,2}, Муляджанов Р.И.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Турбулентные потоки включают в себя много различных масштабов движения, которые взаимодействуют нелинейно, что создает трудности для описания системы. Определённые математические идеализации, такие как однородность и изотропность характеристик потока, позволяют получить уравнение Кармана-Ховарта [1] для двухточечных корреляций

$$B_{ij}(\mathbf{r}) = \overline{u_i(\mathbf{x})u_j(\mathbf{x}+\mathbf{r})},$$

где \mathbf{x} и $(\mathbf{x}+\mathbf{r})$ - две разные точки в физическом пространстве, u_i и u_j - соответствующие компоненты пульсаций скорости, а символом $\overline{\dots}$ обозначается осреднение по ансамблю. Позже Колмогоровым было получено уравнение, названное в его честь, описывающее эволюцию структурных функций

$$D_{ij}(\mathbf{r}) = \overline{[u_i(\mathbf{x}+\mathbf{r}) - u_i(\mathbf{x})][u_j(\mathbf{x}+\mathbf{r}) - u_j(\mathbf{x})]},$$

с помощью которых можно определить такие характеристики как направление передачи энергии по спектру масштабов [2]. Было проведено дальнейшее обобщение уравнения Колмогорова для случая анизотропной однородной турбулентности [3], однако, лишь в 2002 году Хилл в работе [4] привел полный вид уравнения эволюции структурных функций для случая неоднородной анизотропной турбулентности.

Во всех вышеупомянутых работах использовалась предположения о турбулентности в несжимаемой жидкости, движение которой описывается уравнением неразрывности и уравнением Навье-Стокса при постоянной плотности среды, однако, в широком спектре приложений встречаются физические явления, в которых поле плотности зависит от координаты и времени. Это привносит новые физические механизмы, которые сильно влияют на характеристики потока. В работе [5] был проведен эксперимент по измерению баланса турбулентной кинетической энергии для случая переменной плотности в струйном течении. Было обнаружено, что в этом случае имеются отрицательные значения производства турбулентной кинетической энергии вблизи оси симметрии струи для случая истечения тяжелого газа (фторида серы SF_6) в пространство, заполненное воздухом.

Физически отрицательные значения производства соответствуют переносу энергии из пульсационного движения в средние поля. Для более детального анализа влияния переменной плотности на это явление необходимо исследование транспортных уравнений, описывающих структурные функции. Это позволит установить направление передачи энергии в пред-

ставлении каскадного механизма между различными масштабами движения и объяснить дополнительный «источник» турбулентной кинетической энергии в одноточечных уравнениях баланса.

В нашей работе мы анализируем уравнения баланса турбулентной кинетической энергии и эволюции структурных функций в случае анизотропной неоднородной турбулентности, используя данные, полученные при помощи прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса для турбулентных струй с переменной плотностью. Изменение плотности обеспечивается путём смешения различных газов (воздух, углекислый газ, гелий). Для дискретизации уравнений используется метод спектральных элементов на сетке с более чем 120 миллионами вычислительных узлов. Геометрия расчета состоит из основной вычислительной области (Рис. 1.), в которую в качестве входных граничных условий подается полностью развитый турбулентный профиль из вспомогательного расчета периодической трубы. Мы анализируем результаты расчетов, которые позволяют по-новому взглянуть на классическую каскадную картинку переноса энергии, а также учесть влияние эффектов анизотропии и переменной плотности на различные слагаемые уравнений.

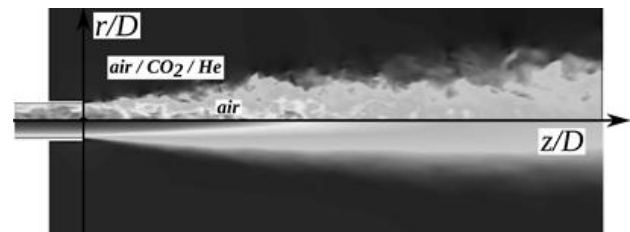


Рис. 1. Пример мгновенного (сверху) и осредненного по времени (снизу) поля скорости в круглой струе.

Список литературы:

1. On the statistical theory of isotropic turbulence / von Karman T., Howarth L., Proc. R. Soc. Lond. – 1938. – A 164 (917), 192-215
2. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса / Колмогоров А. Н., Докл. АН СССР –1941 – 30, 299-303
3. Статистическая гидромеханика: механика турбулентности / Монин А. С., Яглом А. М., – 1967 – Издательство «Наука»
4. Exact second-order structure-function relationships / Hill R. J., Journal of Fluid Mechanics. – 2002. – Т. 468. – С. 317-326.
5. Variable-density mixing in turbulent jets with coflow / Charonko J. J., Prestridge K., Journal of Fluid Mechanics. – 2017. – Т. 825. – С. 887-921.

Работа поддержана РФФ
(грант No. 14-19-01685.)

ЭФФЕКТ ДОЗВУКОВОГО ЗАПИРАНИЯ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЫ

Кабардин И.К.^{1,2}, Правдина М.Х.¹, Полякова В.И.¹, Яворский Н.И.^{1,2}, Гордиенко М.Р.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Приводятся экспериментальные данные по коэффициенту скорости в щелях направляющего аппарата в классической вихревой камере с щелевым направляющим аппаратом на входе и центральным диафрагмированным выходом [1]. Эксперименты проведены на камере, описанной в [2-3]. В качестве входа воздуха служат одна или две щели направляющего аппарата, а в качестве выхода – саморегулирующаяся кольцевая область между кромкой отверстия в торцевой диафрагме и циркуляционной зоной в центральной части камеры. Отношение радиуса циркуляционной зоны к радиусу отверстия в торцевой крышке в сжимаемом течении однозначно связано с двумя параметрами [2]:- числом $\Lambda = G / (\pi \rho_0 \Gamma R)$, которое в пределе несжимаемой жидкости имеет смысл геометрического параметра форсунки, и перепадом давления на входе в камеру. Здесь G – расход газа, Γ – циркуляция скорости на радиусе выходного отверстия R , ρ_0 – плотность газа на входе в камеру R_0 . Поскольку сечение выхода формируется самим течением, теоретически вихревая камера, рассматриваемая как сопло, может запираться на выходе.

Исследование выполнено на камере с внутренним радиусом направляющего аппарата $R_0=67$ мм, высотой 24 мм, радиусом выходного отверстия в торцевой крышке $R = (15...30$ мм). Перепад давления на входе варьировался от 0,05 до 0,3 МПа.

Расход воздуха измерялся с помощью тарированных сужающих устройств. Скорости в щелях измерены трубкой полного напора (P_0). Дренажное отверстие находилось в торцевой крышке для отбора статического давления (P) на выходе из щели. Скорость в щели вычислялась по формулам для изэнтропического течения невязкого совершенного газа с учетом температуры потока на входе T_0 :

$$V_{щ} = \sqrt{2c_p T_0 \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (1)$$

Альтернативный способ определения скорости в щели состоял в решении системы уравнений для измеренного расхода, входящего через щели площади S , адиабаты Пуассона и интеграла Бернулли для сжимаемого газа. Коэффициент λ , в приближении постоянства скорости по сечению щели, находится из

$$\lambda = \frac{G}{S \rho_0 a_*} \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (2)$$

Результаты по двум подходам различались не более, чем на 2.5%.

Массовый расход растет с давлением практически линейно. Коэффициент скорости в щели направляющего аппарата $\lambda = V_{щ} / a_*$, где a_* - критическая скорость входящего потока, при определенном значении перепада давления резко замедляет рост и стремится к некоторому пределу, меньшему единицы.

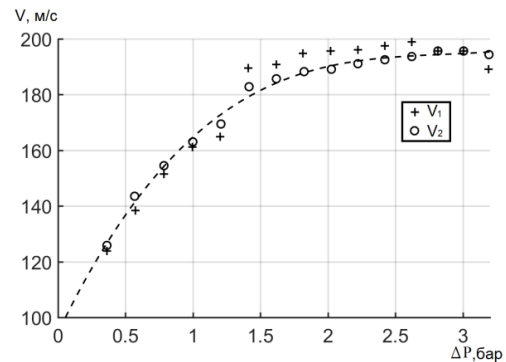


Рис. 1. Значения скорости в щели v_1 и v_2 , рассчитанные по формулам (1) и (2). $R_0=67$ мм, $R=15$ мм.

Аналогичные измерения проведены в цилиндрической вихревой трубе Ранка, имеющей диаметр 34 мм, описанной в [4]. Воздух в трубу поступал через вихревую камеру с двухщелевым направляющим аппаратом и двумя торцевыми выходами диаметром 34 и 10 мм. Внутренний диаметр направляющего аппарата составлял 67 мм. К выходу в 34 мм подсоединялся рабочий канал трубы Ранка с устройством вывода горячего потока. Трубка вывода холодного потока проходила через торцевой выход в 10 мм. Расчет коэффициента скорости в щелях проведен по измеренному расходу и входным параметрам газа по формуле (2). Избыточное давление на входе в трубу варьировалось от 0,1 до 0,7 МПа.

Поведение коэффициента входной скорости оказалось аналогичным тому, что наблюдалось в классической вихревой камере, т.е. при увеличении перепада давления наблюдалось наличие предельного значения коэффициента скорости, меньшего единицы, при линейном росте массового расхода.

Тем самым продемонстрирована возможность запираания вихревого устройства по коэффициенту скорости в дозвуковом потоке газа.

Список литературы:

1. Гольдштик М.А. Вихревые потоки.-Новосибирск: Наука. Сиб.отделение.-1981.-366с.
2. Гольдштик М.А., Лебедев А.В., Правдина М.Х. Принцип максимума расхода и аэродинамика вихревой камеры//Изв. АН СССР, Сер. МЖГ.-1989.-№3.-С.49-55.
3. Лебедев А.В., Правдина М.Х. Экспериментальное исследование давления в приосевой области вихревой камеры//Теплофизика и Аэромеханика.-1995.- Т.2, №1.-С. 21-27.
4. I. K. Kabardin, V. G. Meledin, N. I. Yavorsky, V. A. Pavlov, M. Kh. Pravdina, D. V. Kulikov, V. I. Polyakova. Comparing Ranque tubes of circular and square cross section // MATEC Web of Conferences 115, 02022 (2017).

В части исследования в классической вихревой камере работы выполнены за счет средств, полученных от ФАНО России, Проект III.22.7. Также Работа поддержана грантом РФФИ 16-08-01120а.

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС В КАНАЛЕ АЛМАЗОНОСНОГО МАНТИЙНОГО ПЛЮМА

Кирдяшкин А.Г.¹, Кирдяшкин А.А.^{1,2}, Дистанов В.Э.¹, Гладков И.Н.¹

¹ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Термохимический плюм формируется на границе ядро–мантия там, где локализована химическая добавка, понижающая температуру плавления до величины $T_{пх}$. При понижении температуры плавления мантийного вещества ниже температуры границы ядро–мантия T_1 происходит плавление в мантии и формирование плюма. Тепловым источником является внешнее жидкое ядро, имеющее в области локального поступления химической добавки большую температуру, чем температура плавления мантии. Источником химической добавки могут быть реакции железосодержащих минералов нижней мантии с водородом и/или метаном, выделяющимися на границе ядро–мантия. Мантийные плюмы проявляют себя как локализованные каналы передачи тепла от границы ядро–мантия до поверхности Земли, представляющие собой каналы магматического расплава, окруженные массивом мантии. Процессы передачи тепла в таком плюме происходят в условиях свободной конвекции в расплаве канала плюма.

Используется относительная тепловая мощность плюма $Ka = N/N_1$, где N – тепловая мощность, передаваемая от подошвы плюма в его канал, N_1 – тепловая мощность, передаваемая каналом плюма окружающему массиву мантии в режиме стационарной теплопроводности. Рассматриваются *термохимические мантийные плюмы промежуточной тепловой мощности* ($1.15 < Ka < 1.9$). Они способны прорываться на поверхность континентов. На основе лабораторного моделирования и теоретического анализа представлена тепловая и гидродинамическая структура канала плюма. При выплавлении образуется цилиндрический канал плюма, диаметр которого $d = 2R$ (R – радиус) незначительно изменяется по высоте. В процессе выплавления наблюдается режим пограничного слоя. В вертикальном сечении канал представляет собой систему конвективных ячеек, разделенных областями сужения радиусами $R_c = R/2$. В областях сужения на границах ячеек восходящий конвективный поток переходит противоположную сторону канала, как и нисходящий. Граница канала изменяется во времени. Вдоль области восходящего потока происходит плавление, вдоль нисходящего потока – кристаллизация на границе канала. Поверхность канала плюма представляет собой “бегущую волну”, между каналом и массивом происходит нестационарный кондуктивный теплообмен.

Расплав плюма прорывается на поверхность континента по каналу излияния высотой $x_{кр}$, называемому *трубкой взрыва*. Давление в расплаве под кровлей выплавляющегося плюма превышает литостатическое давление пород над кровлей плюма на величину $\Delta P = \rho_0 \beta g (H - x_{кр})(T_p - T_0)(R_c/R)^2$, где ρ_0 – средняя

плотность окружающей мантии, β – коэффициент теплового объемного расширения, g – гравитационное ускорение, H – расстояние от границы ядро–мантия до поверхности, T_p – средняя температура расплава в канале плюма, T_0 – средняя температура окружающей мантии. Трубка взрыва создается в массиве земной коры над кровлей выплавляющегося плюма под действием силы сверхлитостатического давления $\Delta P(\pi d^2/4)$ на его кровлю. Для плюмов промежуточной тепловой мощности объем магматического расплава V , изливающегося на поверхность, $1.3 \cdot 10^4 \text{ км}^3 - 5 \cdot 10^4 \text{ км}^3$. Зная величины V и d , можно определить глубину Δx , с которой расплав выносится из канала плюма на поверхность. На основании зависимости $\Delta x(d)$ и учитывая глубину $\Delta x = 150$ км, ниже которой устойчив алмаз, можно сделать вывод, что при $\Delta x > 150$ км расплав из канала плюма может доставлять алмазы на поверхность, т.е. плюм является *алмазоносным*.

Проведено лабораторное моделирование структуры течения в области сопряжения канала алмазоносного плюма и канала излияния (трубки взрыва) при отношении $d/d_k = 10.8$ (d_k – диаметр канала излияния). Из фотографий картин течения определены профили скорости в области сопряжения каналов. Обнаружена застойная зона в области сопряжения канала плюма с его кровлей. Размеры катетов застойной области $0.23d \times 0.4d$. Отношение динамического давления в канале излияния к таковому в канале модельного плюма $\Delta P_{d,к}/\Delta P_d = 14 \cdot 10^3$. Для реальных алмазоносных плюмов при отношении $d/d_k = 10 - 30$ ($d = 12 \cdot 10^3$ м, $d_k \approx 400 - 1200$ м), $\Delta P_{d,к}/\Delta P_d = 10^4 - 8.1 \cdot 10^5$. Результаты экспериментального моделирования и теоретического анализа показывают, что при исследовании процессов излияния расплава необходимо учитывать сверхлитостатическое давление на кровле плюма, равное сумме напора, расходуемого на преодоление трения расплава о стенки канала излияния ($\Delta P_{тр}$), и напора, расходуемого на увеличение динамического давления в нем ($\Delta P_{d,к}$).

Течение расплава по каналу излияния может быть рассмотрено как турбулентное течение в цилиндрическом канале эффективным диаметром d_k и длиной $x_{кр}$, происходящее под действием перепада давления ΔP . Получена зависимость скорости течения расплава в канале излияния u_k от перепада давления в нем. Скорость u_k возрастает с увеличением d_k и уменьшением v_k . Для $d_k = 400$ м и $v_k = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ скорость течения расплава $u_k = 220 - 440$ м/с.

Работа выполнена в рамках государственного задания, проект № 0330-2016-0016.

УДК 536.244

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕДАЧИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ИЗ ПОТОКА ВОЗДУХА МАССИВУ ТОНКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Козюлин Н.Н., Хребтов М.Ю., Бобров М.С., Юдин П.В., Борыняк К.И.

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

Идея преобразования низкопотенциального тепла в электрическую энергию, которую можно запастись для дальнейшего использования, очень актуальна как в промышленных масштабах (например, повышение эффективности тепловых станций), так и в локальных (повышение КПД отдельных устройств, сбор энергии окружающей среды).

В данной работе моделировался прототип преобразователя, использующего пьезоэлектрический эффект. С точки зрения термодинамики пьезоэлектрический цикл можно провести квазиравновесно, что позволяет использовать термодинамические циклы с относительно высоким КПД. С целью повысить удельную мощность устройства и значения напряженности электрического поля перспективно использовать тонкие пленки из пьезоэлектрического материала. В данной работе мы исследовали проникновение пульсаций температуры из турбулентного потока газа в массив тонких пластин из твердого материала с параметрами типичного сегнетоэлектрика (BaTiO_3).

Интенсивность теплообмена между потоком газа и массивом пластин увеличивается при использовании более тонких пластин, и меньших расстояний между ними. Однако, чем меньше толщина воздушного канала, тем сильнее вязкие эффекты подавляют возникновение турбулентных пульсаций. Полученные в ходе предыдущих работ [1,2] оценки для характерных параметров системы показали, что для тонких (100-200 нм) пленок толщина канала должна быть порядка 1 мм, чтобы большая часть тепла из воздуха успевала передаваться в пластину, при этом основное количество теплоты поглощается на расстоянии порядка 1 см.

В данной работе были проведены расчеты для системы состоящей из пластины пьезоэлектрика, находящейся за горячей преградой, в двумерной постановке. Преграда в виде твердого тела обтекается потоком газа, создавая за собой турбулентный вихревой след. Такой след аналогичен дорожке Кармана, и имеет характерную частоту схода вихрей $Sh=0.2$. вихревые структуры заключают в себе наибольшую температуру и существенно влияют на ее перенос. Таким образом, колебания скорости вихревых структур связаны с колебаниями температуры потока.

Исходя из этого выбирались параметры пьезоэлектрика обеспечивающие оптимальную выработку электроэнергии на данных частотах и максимальную удельную мощность. Исследуемая конструкция до-

вольно просто реализуема в системах с потоками жидкости или газа.

Рассматриваемая конфигурация отличается от ранее проведенных нами исследований природой температурных пульсаций. В работе [2] пульсации температуры задавались путем генерации анизотропной синтетической турбулентности без дивергенции в потоке, в основе которого лежит метод турбулентных флуктуации создавались за счет обтекания горячего тела потоком газа.

Расчетной областью является канал размерами 1 x 10 см. Стенка нагревателя задавалась изотермической с температурой 100 °С. Нагреватель представлял собой параллелепипед геометрическими размерами 5 x 0.4 см. Размер пьезоэлектрической пластины был выбран исходя из исследований, проведенных ранее. Поток воздуха со скоростью 5 м/с и температурой 0 °С набегаем на твердый нагреватель с фиксированной температурой, находящейся вблизи входной области. Также была проведена серия расчетов для конфигурации с нагревателем клинообразной формы. В результате теплообмена в том и другом случаях за нагревателем возникают пульсации температуры и встречаются с пластиной из пьезоэлектрического материала. Показано, что данный эффект может быть использован для генерации пьезотока. Также для рассмотренных конфигураций была проведена теоретическая оценка генерируемой мощности устройства, на анализе полей температур в пластине пьезоэлектрика была выявлена какая из двух предложенных конфигураций наиболее эффективна для пьезообразования. Была проведена серия расчетов для различных расстояний между нагревателем и пластиной пьезоэлектрика, вариация данного параметра может существенно влиять на передачу создаваемых температурных пульсаций, эффективность теплообмена.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант №16-19-00119.

Список литературы:

1. Maheux E., Hrebtov M. Yu., Kozyulin N. N., Bobrov M. S., Yudin P. V. Etc., "A strategy for high specific power pyroelectric energy harvesting from a fluid source", DOI: 10.1063/15003705
2. N. N. Kozyulin, M. S. Bobrov, and M. Yu. Hrebtov, "Numerical simulation of the turbulence effect on heat transfer between fluid and thin plates of a solid material", DOI: 10.1051/mateconf/20171150202 3.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В СВЕРХТЕКУЧЕМ ТУРБУЛЕНТНОМ ГЕЛИИ

Кондаурова Л.П.

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

Теория сверхтекучей турбулентности играет важную роль во многих прикладных задачах, касающихся квантовых жидкостей. В качестве характерных примеров можно указать охлаждение сверхпроводящих магнитов в современной индустрии (ускорительная техника, мощные ЯМР томографы, сквид-магнетометры, сканирующие туннельные микроскопы и т.д.). При конструировании подобных систем для обеспечения безаварийной их работы понимание закономерностей теплообмена в сверхтекучем гелии является чрезвычайно важным. Необходимо знать динамические характеристики, которые определяют скорость перехода к аварийному режиму, которая в свою очередь во многом определяется характером развития квантовой турбулентности. В настоящее время в этом направлении проводятся как экспериментальные, так и теоретические исследования.

Режимы теплопередачи. Изучение процессов парообразования в многочисленных экспериментах производилось в основном по индикации начала образования паровой пленки при импульсном тепловыделении визуальными методами, по генерации шума при парообразовании, по изменению температуры нагревателя при резком уменьшении теплопередачи от нагревателя в жидкость. Для технического приложения переноса тепла от нагретого тела в жидкий гелий все эти методы вполне адекватно описывают процесс передачи тепла, однако в самом жидком гелии существует несколько процессов, которые определяют перенос тепла в сверхтекучей жидкости, изменение тепловых режимов вблизи нагревателя в гелии, уменьшения критических мощностей закипания гелия. Именно изменение физических свойств сверхтекучего гелия при тепловыделении представляют интерес для понимания природы сверхтекучести и процессов ее нарушения. Кроме того, в сверхтекучем гелии имеются квантовые вихри, концентрация которых может существенно увеличиваться при противотоке нормальной и сверхтекучей компонент.

Процесс теплооттока от нагревателя в сверхтекучем гелии имеет несколько режимов.

1. При значениях плотности теплового потока $q < 10 \text{ мВт/см}^2$ – это режим сопротивления Капицы. В этом режиме противоток является ламинарным. Сопротивление Капицы определяет разницу температур между нагревателем и жидкостью. Плотность квантовых вихрей не растет, а затухание второго звука очень мало.

2. При увеличении тепловых потоков ($20 \text{ мВт/см}^2 < q < 1 \text{ Вт/см}^2$) плотность вихревых линий растет – это режим Гортера-Меллинка. В этом случае устанавливается стационарный градиент температуры, и вихревая система препятствует противотоку нормальной и сверхтекучей компонентам. При увеличении q на порядок, плотность вихревых нитей при этом возрастает на два порядка. Таким образом, при не слишком

больших нагревах наличие развитой вихревой системы не приводит к резкому росту температуры и закипанию гелия.

3. При дальнейшем увеличении плотности теплового потока ($q > 1 - 3 \text{ Вт/см}^2$) наблюдается нестационарное развитие вихревой системы, что приводит к резкому увеличению сопротивления противотоку нормальной и сверхтекучей компонент. В результате возникают большие градиенты температуры, жидкость вблизи нагревателя резко перегревается, появляются пузыри или пленка. При одной и той же температуре, гелий может находиться в совершенно разных состояниях, которые и будут определять динамику перегрева жидкости. А). При давлении насыщенного пара, процесс фазового перехода происходит непосредственно от He II в газовую фазу. Закипание гелия определяется глубиной погружения нагревателя. Б). При повышенных давлениях гелий переохлажден, и образование пара произойдет при перегреве жидкости до кривой фазового равновесия. При этом принципиальным условием вскипания гелия на нагревателе будет достижения температуры на нем температуры лямбда точки. Действительно, при переходе через λ -точку гелий II переходит в гелий I, который уже является обычной жидкостью, в которой работает обычный механизм теплопроводности – менее эффективный в сравнении с волновым механизмом передачи тепла в гелии II. Для достижения температуры кипения, нужно пройти метастабильную область. С). Другой сценарий перегрева гелия найден при давлениях больших критического давления, когда разделения между жидкой и газовой фазами не существует, и кипение невозможно. В этих условиях любой перегрев сверхтекучего гелия приводит к образованию волн разрежения или сжатия в зависимости от знака производной плотности жидкости по температуре.

Проведено численное исследование процессов нестационарной теплопередачи при сравнительно небольших, но закритических (приводящих к вскипанию) потоках тепла, при ступенчатом тепловыделении, при различных температурах гелия. Проанализированы три уравнения динамики плотности вихревых линий. Показано, что уравнение Вайнена дает значения времени развития вихревого клубка в случае постоянного противотока более корректно, чем другие альтернативные уравнения. Исследовано влияние роста концентрации вихрей, которые приводят к замедлению оттока тепла от нагревателя, и определены время закипания гелия. Численное исследование проведено в рамках гидродинамики сверхтекучей турбулентности. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментом и расчетами.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект №18-08-00576).

ВИХРЕОБРАЗОВАНИЕ И ТЕПЛООБМЕН СИСТЕМЫ МОДЕЛЕЙ ЗДАНИЙ В ТУРБУЛЕНТНОМ ОТРЫВНОМ ПОТОКЕ

Коробков С.В.¹, Гныря А.И.¹, Дёгин А.Г.¹, Сокол М.Н.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

Интерференция ветровых потоков и влияние её на теплообмен системы зданий при различном их расположении остаётся малоизученной. В работах [1–4] показано, что формирование отрывных течений при обтекании трёхмерных препятствий, которыми являются здания и сооружения различной формы и высоты, является одним из наиболее сложных случаев, не поддающихся в настоящее время достаточно точному численному решению. Целью настоящей работы является экспериментальное изучение интегрального теплообмена при обтекании воздушным потоком системы из трех зданий при вариации их расположения, числа Рейнольдса и углов атаки. Изучался интегральный теплообмен для группы из трёх зданий высотой $H/a=3$ и 5, а также их характерные особенности при вариации их местоположения относительно друг друга (поперечное смещение $L1/a=1, 2, 3$; продольное смещение $L2/a=2; 4; 6; 8; 10$) и угла атаки воздушного потока $\varphi = 0$ и 45 градусов. Скорость воздушного потока составляла 9,4; 18,8 и 28,4 м/с, число Рейнольдса, рассчитанное по размеру грани призмы $Re = U_0 \cdot a/\nu = 1,87 \div 5,65 \times 10^4$. Серии экспериментов проводились на аэродинамическом стенде в лаборатории кафедры ТСП ТГАСУ, общий вид которого и методика проведения исследований представлены в [5].

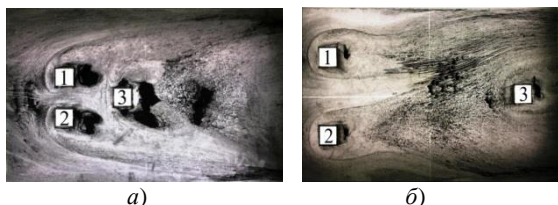


Рис. 1. Визуализация течения воздушного потока вблизи системы из трех моделей зданий: а) – $L1/a = 1$ и $L2/a = 2$; б) – $L1/a = 3$ и $L2/a = 10$

На первом этапе были получены данные по визуализации структуры отрывных потоков при обтекании системы моделей зданий с помощью нанесения сажемазляной смеси на нижнюю стенку канала (см. рис. 1). Видны характерные особенности формирования несимметричных отрывных потоков в зависимости от расстояния между моделями.

Были проведены комплексные экспериментальные исследования внешнего теплообмена для системы из трёх моделей зданий, моделирующих реальные микрорайоны. Модели располагались относительно друг друга: две модели (препятствия) располагались выше по потоку и создавали турбулентные отрывные течения, которые оказывали влияние на аэродинамическую структуру у третьей исследуемой модели, расположенной в их следе (см. рис. 1). Теплообмен измерял-

ся на позади стоящей модели «3» (тепловая модель), а впереди стоящие модели «1» и «2» не нагревались.

На рис. 2 представлены распределения интегрального числа Нуссельта по граням модели «3» здания в виде квадратной призмы с относительной высотой $H/a = 3$ при расстоянии $L1/a = 3,0$ между моделями «1» и их смещении на $L2/a = 2; 4; 6; 8; 10$.

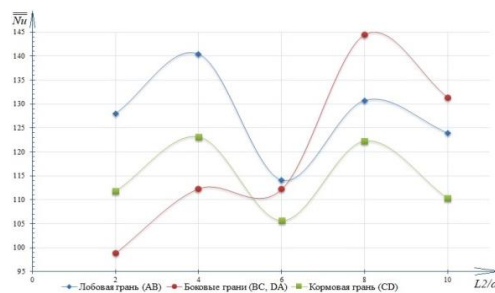


Рис. 2. График распределения интегрального теплообмена по граням модели «3» с относительной высотой $H/a = 3$ при фиксированном калибре $L1/a=3$ и вариации калибра $L2/a = 2; 4; 6; 8; 10$ ($Re = 3,75 \times 10^4$, $\varphi = 0^\circ$)

Видно, что наименьший интегральный теплообмен на поверхности модели «3» наблюдается у боковых граней при $L1/a = 3$ и $L2/a=2-4$; средняя теплоотдача наблюдается на кормовой грани, а лобовая грань имеет самый высокий коэффициент теплообмена. При калибре $L1/a=3$ и $L2/a=6$, происходит изменение распределений интегрального теплообмена на гранях. Максимальный интегральный теплообмен наблюдается при $L1/a=3$ и $L2/a=8$ на боковых гранях и с увеличением расстояния до $L2/a=10$ происходит снижение теплообмена модели «3». При этом картина обтекания позади стоящей модели «3» приближается к отдельно стоящей призме.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант 18-19-00161.

Список литературы:

1. Meinders E.R., Hanjalic K. Experimental study of the convective heat transfer from in-line and staggered configuration of two wall-mounted cubes // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2002. No. 45. Pp. 465–482.
2. Aliaga D.A., Lamb J.P., Klein D.E. Convective heat transfer distributions over plates with square ribs from infrared thermography measurements // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1994. No. 37(3). Pp. 363–374.
3. Martinuzzi R.J., Havel B. Turbulent flow around two interfering surface-mounted cubic obstacles in tandem arrangement // J. Fluids Engineering. 2000. Vol. 122. Pp. 24–31.
4. Popovac M., Hanjalic K. Vortical structure and heat transfer on a jet-impinged wall-mounted cube in a cross-flow // Turbulence, Heat and Mass Transfer. 2006. No. 5. Pp. 1–11.
5. Гныря А.И., Коробков С.В., Дёгин А.Г., Сокол М.Н., Кошин А.А., Терехов В.И. Результаты исследования течения потоков воздуха вокруг группы из трех моделей зданий в условиях интерференции // Вестник ТГАСУ. 2011. № 4. С. 113–126.

УДК 532.517.3

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ СТРУИ НА РЕЖИМЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СТРУЙНОГО ИСТОЧНИКА

Леманов В.В.^{1,2}, Лукашов В.В.¹, Шаров К.А.¹, Абдрахманов Р.Х.^{1,3}

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

² Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,
630008, Россия, Новосибирск-8, ул. Ленинградская, 113

³ Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Неустойчивость газовых струй возникает при малых числах Рейнольдса ($Re=10-30$), однако переход к турбулентности происходит при числах $Re=500-2000$ [1] и в настоящее время слабо изучен. Особенностью истечения струи из длинной трубки является возможность появления больших пульсаций скорости и вихревых структур внутри трубы на режимах ламинарно-турбулентного перехода. Возникающие мощные пульсации в трубе могут существенно модифицировать струйное течение, что в свою очередь оказывает сильное влияние на процессы смещения и горения [2] в технических устройствах. Кроме того, взаимодействие двух разных типов неустойчивостей действующих в струе и трубе, и приводящих к ламинарно-турбулентному переходу, имеет самостоятельный научный интерес.

В экспериментах, использовались в качестве струйных источников круглые трубки из кварцевого стекла внутренним диаметром $d=3$ мм и 2 мм длиной $L=200d$. В качестве рабочего газа – фреон 22. Для визуализации применялся теневой метод с гильберт – оптикой, и помещённые в поток светорассеивающие частицы, подсвеченные лазерным ножом. Для регистрации “картинки” использовались цифровая видеокамера Canon 650D с частотой съёмки 50 кад/с, и камера Photronfastcam SA5 (4кГц, объём одной выборки 10900 кадров). Измерения динамических характеристик выполнены термоанемометром постоянной температуры DISA 55M.

Примеры визуализации струи фреона, полученные с использованием высокоскоростной съёмки, показаны на рис. 1. Цифры под каждым кадром означают номер кадра. Опыты проведены для струи истекающей в неподвижный воздух. Волны неустойчивости в слое смещения (как правило, несимметричная мода) наблюдались при $Re>200$. Числа Рейнольдса были подобраны таким образом, чтобы во внутреннем течении в трубке осуществлялся ламинарно-турбулентный переход. Наблюдения показали, что можно выделить два типа развития естественных возмущений в струе. Как правило, происходит развитие волн возмущения в слое смещения на всем протяжении ближнего поля струи, затем практически одномоментный рост амплитуды возмущения (рис. 1) при прохождении турбулентного пятна (т.п.).

Более редким событием является возникновение малоэнергетичных т.п., которые не разрушают полностью ламинарную часть струи, а создают локальное возмущение в ближнем поле. Полученные дан-

ные позволили определить характерные времена существования режимов неустойчивого течения.

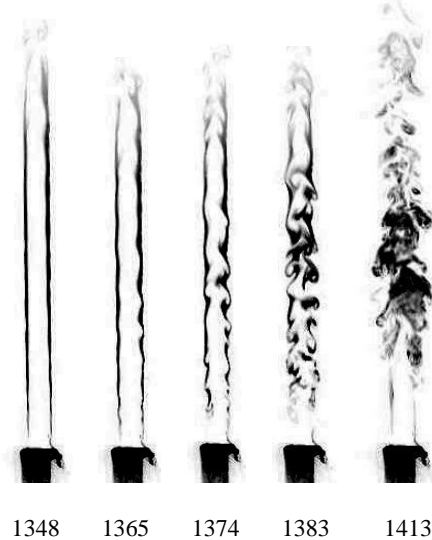


Рис. 1. Истечение струи фреона-22 снизу-вверх в неподвижный воздух ($Re=2230$, $d=3$ мм).

Если в качестве характерной взять величину среднемаховой скорости в трубке V , то оценка пространственного масштаба струйной неустойчивости в ближнем поле даёт значение $l/d=13.7$. Заметим, что эта величина близка к оценкам протяжённости турбулентного пятна внутри трубы. Также, в работе получены значения средней осевой скорости, осевых продольных пульсаций, и степени турбулентности на оси в начальном сечении струи фреона в широком диапазоне чисел Re . Получены сдвиговые интерферограммы струи фреона истекающего в воздух на режиме ламинарно-турбулентного перехода в трубке.

Список литературы:

1. Леманов В.В., Терехов В.И., Шаров К.А., Шумейко А.А. Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 9. С. 34–40.
2. Леманов В.В., Лукашов В.В., Абдрахманов Р. Х., Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н., Шаров К. А. Режимы неустойчивого истечения и диффузионного горения струи углеводородного горючего // ФГВ. 2018. Т.54. № 3. С. 21-27.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 17-08-00958), в части измерений термоанемометром работы выполнены за счет средств, полученных от ФАНО России.

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ГЕЛИЙ-КСЕНОНОВОЙ СМЕСИ В СКРУЧЕННЫХ ТРУБКАХ ТРЕУГОЛЬНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

Макаров М.С., Наумкин В.С.

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

Переход к компактным конструкциям теплообменников энергохимических аппаратов приводит к необходимости повышать скорость прокачки теплоносителя для обеспечения необходимой тепловой мощности. Высокая скорость прокачки при одновременном использовании в качестве теплоносителя пара или газовой смеси приводит к существенному росту влияния сжимаемости, числа Прандтля и ускорения потока на гидравлическое сопротивление теплообменника и интенсивность теплоотдачи. Повышения интенсивности теплоотдачи в трубчатых теплообменниках можно достичь за счёт изменения формы поперечного сечения, установки рёбер и круткой трубок вокруг своей оси. Это приводит к образованию вторичных вихревых течений в трубках, что интенсифицирует перемешивание теплоносителя.

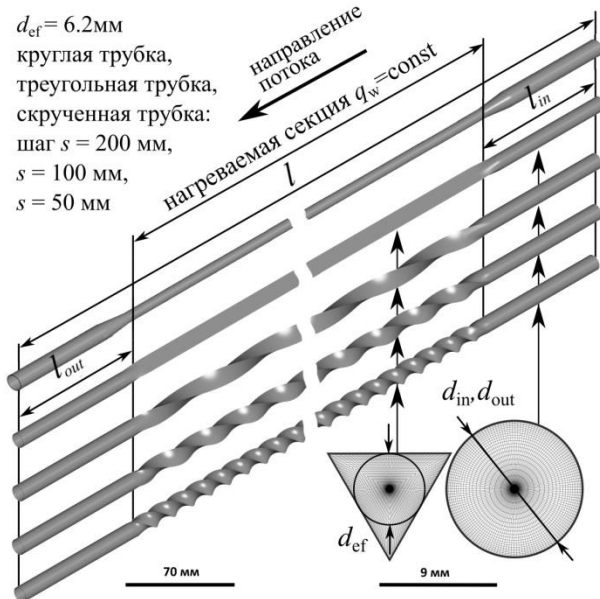


Рис. 1. Схема течения и геометрия расчётной сетки в прямых и скрученных трубках треугольного поперечного сечения

В данной работе численно исследовано влияние формы поперечного сечения и шага крутки тонкостенной трубки (толщина стенки 0.15 мм) на развитие вторичных течений и их влияние на теплообмен при прокачке через неё перспективного теплоносителя с малым числом Прандтля (гелий-ксеноновой смеси с массовым содержанием гелия 7.2%).

Моделировался сопряжённый теплообмен в никелевой трубке с гидравлическим диаметром 6.2 мм. На входе и выходе располагался адиабатный участок круглого поперечного сечения длиной 120 мм. Общая длина трубки 1030 мм, шаг крутки 50, 100 и 200 мм. Схема течения представлена на рис. 1. По всей длине скрученной части трубки к стенке подводилась

тепловая нагрузка 6000 Вт/м². Температура газа на входе в трубку принималась 300 К. Массовый расход теплоносителя варьировался от 0.001 до 0.02 кг/с. Давление газа на выходе принималось равным атмосферному.

Численное моделирование проведено с использованием CFD пакета ANSYS Fluent. Решения задачи получены методом SIMPLE в стационарной постановке. Для моделирования турбулентности использовалась модель Рейнольдсовых напряжений (RSM) с неравновесными пристеночными функциями.

В результате моделирования получены поля температур и скоростей, локальные значения коэффициентов теплоотдачи на стенках скрученных трубок. Показано, что во всём исследованном диапазоне чисел Рейнольдса при закрутке потока в углах треугольных каналов интенсивность вторичных продольных вихрей возрастает, что приводит к некоторой интенсификации теплообмена в областях стеснённого теплообмена.

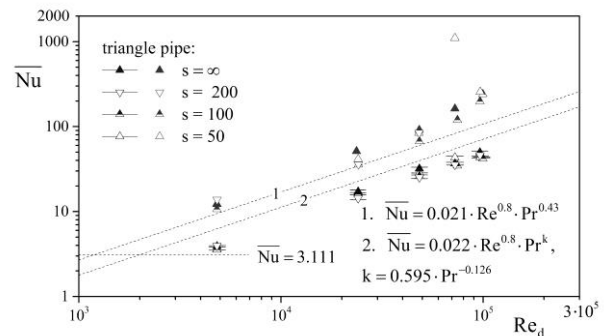


Рис. 2. Среднее число Нуссельта для прямых и скрученных трубок треугольного поперечного сечения

На рис. 2 представлена зависимость среднего числа Нуссельта от числа Рейнольдса. Данные приведены для двух подходов к выбору определяющей температуры при расчёте числа Нуссельта. Точки без линий – за определяющую принята среднемассовая температура восстановления $T_r = r\bar{T}^* + (1-r)\bar{T}$, где $r = 0.9Pr^{0.1}$. Точки с линиями – температура восстановления, полученная в результате моделирования течения в адиабатных условиях при тех же расходах. В последнем случае удаётся хорошо обобщить данные, но значения числа Нуссельта оказываются существенно ниже известных корреляций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда грант №14-19-00352.

Работа была выполнена с использованием ресурсов ЦКП Сибирский Суперкомпьютерный Центр ИВМиМГ СО РАН.

УДК 532.517.4

ФАЗОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЧЛЕНОВ УРАВНЕНИЯ СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОТОКА

Михеев Н.И., Саушин И.И., Гольцман А.Е.

ФИЦ КазНЦ РАН,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Задача о ламинарном пульсирующем изотропном несжимаемом течении ньютоновской жидкости имеет хорошо известное аналитическое решение, в то время как для турбулентного режима частное решение задачи получено лишь несколько лет назад с помощью DNS. Более доступные модели URANS позволяют уловить некоторые тенденции и закономерности пульсирующих потоков, но широко используемые для замыкания URANS изотропные модели турбулентности семейств k-ε и k-ω для таких течений являются малоприспособными по причине того, что существенная пространственная и временная анизотропность напряжений Рейнольдса не может быть адекватно отражена с помощью введения в моделях k-ε и k-ω изотропной по сути турбулентной вязкости по гипотезе Буссинеска.

Анизотропные модели турбулентности второго порядка (Reynolds Stress Models – RSM) основаны на решении дифференциального уравнения переноса энергии для каждой компоненты тензора напряжений Рейнольдса. Благодаря учету конвекции и диффузии модель RSM описывает предысторию потока, более того члены диссипации и диффузии указывают на наличие временных масштабов, не связанных со средними временными масштабами, что повышает реалистичность моделирования предыстории потока. Конвективный и генеративный члены уравнения переноса позволяют более четко прогнозировать эффекты, возникающие при обтекании тел, вращениях или стратификации сплошной среды. Анизотропная модель лучше прогнозирует течения с большим градиентом компонент тензора скорости деформации.

В уравнениях модели RSM присутствуют неизвестные переменные: компоненты тензора турбулентного диффузионного переноса D_{Tij} , тензора давление-скорость деформации Φ_{ij} и тензора диссипации ϵ_{ij} . Обычно на практике уравнение переноса используют лишь для ϵ_{ij} , а D_{Tij} и Φ_{ij} моделируют по аппроксимационным соотношениям (моделям), которые содержат эмпирические параметры, для оценки которых необходимы надежные экспериментальные данные. Такие данные крайне сложно получить даже для стационарных течений, поскольку для оценки диффузии и диссипации энергии турбулентности требуется недоступное для большинства методов измерений пространственное разрешение.

Недавно созданный оптический метод измерений динамики векторных полей скорости потока SIV к настоящему времени прошел широкую апробацию и достиг готовности для использования при изучении турбулентных течений с беспрецедентно хорошим для экспериментальных методов пространственным разрешением вплоть до колмогоровского масштаба [1]. С использованием этого метода в данном исследовании впервые предпринята попытка экспериментальной оценки изменения членов генерации, диффузии и диссипации в уравнении сохранения напряжений Рейнольдса по фазе вынужденных колебаний расхода (фазовый угол отсчитывается от момента достижения внешним потоком среднего значения скорости в фазе ускорения).

Как видно из полученных результатов (рис.1), упомянутые члены уравнения применительно к пограничному слою могут коренным образом изменяться под влиянием вынужденных колебаний внешнего потока. Учет этого влияния будет способствовать повышению достоверности прогнозирования нестационарных процессов переноса. Можно надеяться, что полученный результат будет интересен для теоретиков и создаст предпосылки для разработки новых научных направлений, связанных с созданием более обоснованных моделей для замыкания URANS.

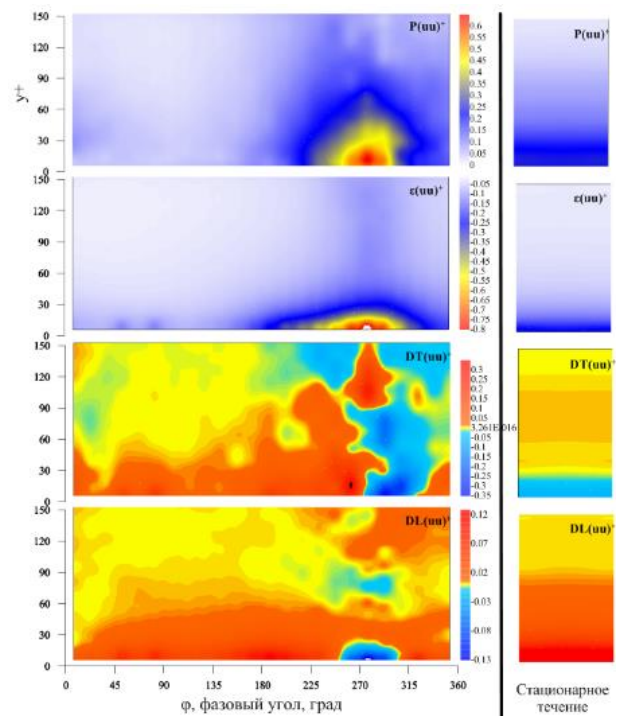


Рис. 1. Компоненты генерации (P^+), диссипации (ϵ^+), турбулентной (D_T^+) и молекулярной (D_L^+) диффузии энергии пульсаций и u' по фазовому углу периода колебаний для ультравысокочастотного режима $\omega^+ = 0.075$, $A = 0.3$; (слева: эволюция по фазе, справа: стационарное течение). ω^+ - безразмерная частота пульсаций, A - относительная амплитуда пульсаций.

Список литературы:

1. Mikheev N. I., Goltzman A. E., Saushin I. I., Dushina O. A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // Experiments in Fluids 58(8), 97 (2017).

УДК 532.517.6 + 536.2

ТЕПЛОТДАЧА ЗА ВЫСТУПОМ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ КАНАЛА ПРИ ПУЛЬСАЦИЯХ ПОТОКА

Михеев Н.И.¹, Газизов И.М.², Давлетшин И.А.^{1,2}

¹ Федеральный исследовательский центр «КазНЦ РАН», 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ, 420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Структура отрывного течения и теплообмен могут существенным образом зависеть от формы и положения препятствия, расположенного в потоке [1]. Дополнительное влияние на гидродинамические и тепловые процессы могут создать акустическое воздействие или вынужденные пульсации потока [2, 3], под воздействием которых могут образоваться периодические вихревые структуры за препятствиями.

В работе представлены результаты экспериментального исследования теплоотдачи за выступом в канале на пульсирующих режимах течения теплоносителя (воздуха). Рабочий участок экспериментальной установки представлял собой канал прямоугольного сечения $0,115 \times 0,15$ м² длиной 1,2 м с плавным входом (см. рис. 1). На одной из стенок на расстоянии 100 мм от входа был установлен выступ квадратного сечения из алюминия размером $30 \times 30 \times 150$ мм³. Часть этой же стенки представлял собой измерительный участок длиной 455 мм для тепловых опытов. Пульсации потока по закону близкому к гармоническому создавались вращающейся заслонкой пульсатора на выходе из канала. Частота пульсаций задавалась регулировкой частоты вращения вала двигателя пульсатора.

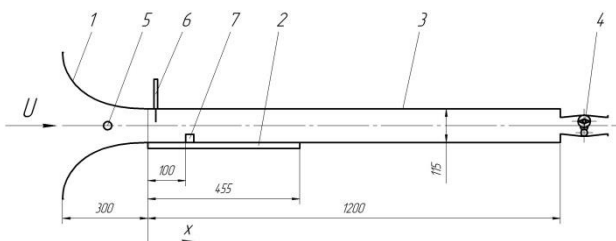


Рис. 1. Рабочий участок: 1 – плавный вход; 2 – теплообменная стенка; 3 – канал; 4 – пульсатор; 5 – термометр; 6 – термоанемометр; 7 – выступ.

Теплообмен между стенкой и потоком создавался путем нагрева измерительного участка стенки постоянным электрическим током. Для этой цели в качестве стенки использовалась печатная плата с медными дорожками. Одновременно эти дорожки являлись термометрами сопротивления, по которым определялись локальные значения температуры стенки. Далее по значениям тепловыделений и разности температур стенки и потока определялось распределение коэффициента теплоотдачи по длине канала.

Эксперименты проводились в следующих диапазонах режимных параметров: среднерасходная скорость потока $U=(1,7 - 4,9)$ м/с, число Рейнольдса $Re=Uh/\nu=(3,0 - 9,9) \times 10^3$ ($h=30$ мм – высота выступа),

частота пульсаций $f=(0 - 40)$ Гц, относительная амплитуда пульсаций скорости $\beta=A_U/U=0,3 - 0,8$.

Характерные распределения коэффициента теплоотдачи α на стационарном и пульсирующих режимах при $Re=7 \times 10^3$ и $\beta=0,8$ представлены на рисунке 2. Экспериментальные данные показали интенсификацию теплоотдачи на пульсирующих режимах особенно при больших амплитудах. С ростом частоты пульсаций максимум в распределениях коэффициента теплоотдачи перемещается в сторону выступа. При этом максимальный прирост теплоотдачи наблюдается в непосредственной близости от выступа – до двукратного размера. Данный факт согласуется с аналогичными данными за тонким ребром в канале [3]. Однако здесь на некоторых режимах по частоте наблюдается наличие двух максимумов в распределениях α по длине: первый в области стационарного максимума, второй ближе к выступу.

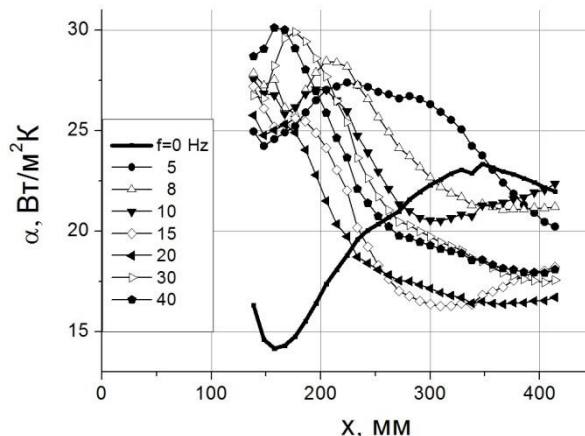


Рис. 2. Распределение коэффициента теплоотдачи за выступом.

Средние по площади стенки значения коэффициента теплоотдачи показали интенсификацию до 25% на низких частотах. С ростом частоты этот эффект снижался.

Список литературы:

1. Moon M. A., Park M. J., Kim K. Y. Evaluation of heat transfer performances of various rib shapes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Т. 71. – P. 275-284.
2. Cukurel B., Selcan C., Stratmann M. Convective heat transfer investigation of acoustically excited flow over an isolated rib obstacle //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2015. – Т. 91. – P. 848-860.
3. Davletshin I. A., Mikheev N. I. Flow structure and heat transfer during the separation of a pulsating flow //High Temperature. – 2012. Т. 50. №. 3. P. 412-419.

УДК 536.24

МОМЕНТЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ В БЛИЖНЕМ СЛЕДЕ КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА

Молочников В.М.^{1,2}, Михеев Н.И.¹, Михеев А.Н.¹

¹ ФИЦ Казанский научный центр РАН,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева - КАИ,
420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Поперечное обтекание кругового цилиндра является классическим примером глобального отрыва потока, а также весьма распространенной конфигурацией течения в различных технических приложениях. Исследованию течения в следе цилиндра посвящено огромное количество работ, включающих результаты экспериментальных и расчетных исследований. Несмотря на это, проблему численного моделирования поперечного обтекания кругового цилиндра нельзя считать решенной. Полную картину распределения турбулентных характеристик течения в следе цилиндра можно получить по результатам прямого численного моделирования (DNS), которое позволяет разрешить все пространственно-временные масштабы течения и теоретически полностью исключает эмпирическую информацию. Однако применение DNS ограничено течениями относительно простой геометрией с низкими числами Рейнольдса. Для практических расчетов турбулентных течений наибольшее распространение получил метод RANS – осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Замыкание этих уравнений требует использования различных соотношений, наиболее распространенными из которых являются модели для вторых моментов и модели на основе уравнений переноса рейнольдсовых напряжений. Однако поперечное обтекание цилиндра является одним из наиболее ярких примеров, в которых расчет с использованием RANS моделей дает чаще всего неудовлетворительные результаты.

Для решения проблемы замыкания уравнений RANS при решении задач моделирования течений с глобальными зонами отрыва потока и более глубокого понимания особенностей структуры таких течений и необходима экспериментальная информация о закономерностях пространственного распределения и эволюции компонент членов тензоров уравнения сохранения энергии турбулентных пульсаций.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования структуры течения в ближнем следе кругового цилиндра при числе Рейнольдса $Re = 3900$, поскольку именно на этом режиме в литературе имеется наибольшее количество результатов численных и экспериментальных исследований. Следует отметить, что не все даже экспериментальные результаты согласуются между собой, что свидетельствует об актуальности проблемы. Эксперименты проводились в рабочем участке установки, имеющем прямоугольное поперечное сечение шириной 150 и высотой 115 мм с плавным входом. Степень турбулентности потока перед цилиндром, полученная при помощи термоанемометрических измерений, состав-

ляла 1%. Участок имел длину 300 мм. Цилиндр диаметром 15 мм и длиной 150 мм устанавливался на расстоянии 60 мм от входа в рабочий участок. В ближнем следе цилиндра выполнялись измерения мгновенного векторного поля течения с использованием нового пологого метода SIV [1]. По результатам измерений получены профили продольной и поперечной компонент скорости потока u и v , их среднеквадратичные пульсации $\langle u'u' \rangle$ и $\langle v'v' \rangle$ и рейнольдсовы напряжения $\langle u'v' \rangle$. Проведено сопоставление результатов с приведенными в литературе [2 - 5] распределениями, полученными при помощи термоанемометрических и PIV измерений, так и методами DNS, LES, RANS и относительно новым методом DES (Detached-Eddy Simulations).

Метод SIV позволил оценить тройные корреляции пульсаций компонент скорости $\langle u'u'v' \rangle$, $\langle u'v'v' \rangle$, $\langle u'u'u' \rangle$ и $\langle v'v'v' \rangle$ (рис.1), которые играют определяющую роль в диффузионных членах уравнения баланса турбулентной энергии, с пространственным разрешением порядка двух колмогоровских масштабов.

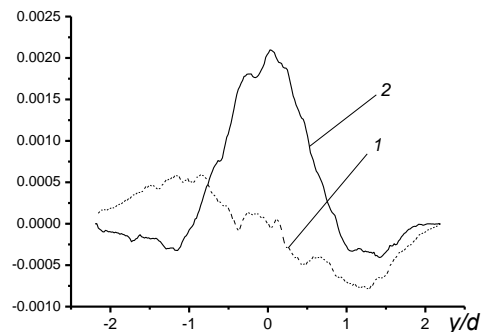


Рис.1. Корреляции $\langle u'u'v' \rangle$ (1) $\langle u'v'v' \rangle$ (2) в следе цилиндра при $x/d = 10$

Список литературы:

1. N. I. Mikheev and N. S. Dushin. A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Videos // Instr. and Exp. Techniques. 2016, Vol. 59, Issue 6, pp. 882–889
2. Kravchenko A. G., Moin P. Numerical studies of flow over a circular cylinder at $Re_D = 3900$ // Physics of Fluids. – 2000. – Т. 12. – №. 2. – С. 403-417.
3. Parnaudeau P. et al. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900 // Physics of Fluids. – 2008. – Т. 20. – №. 8. – С. 085101
4. Franke J., Frank W. Large eddy simulation of the flow past a circular cylinder at $Re_D = 3900$ // J. wind engin. and industrial aerodyne. – 2002. – Т. 90. – №. 10. – С. 1191-1206.
5. V. D'Alessandro, S. Montelpare, R. Ricc Detached-Eddy Simulations of the flow over a cylinder at $Re = 3900$ using OpenFOAM // Computers and Fluids (2016) Preprint.

УДК 536.24

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В МЕЖТРУБНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И ТЕПЛООБМЕН ПУЧКА ТРУБ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Молочников В.М.^{1,2}, Михеев А.Н.¹, Аслаев А.К.², Гольцман А.Е.¹, Паерелий А.А.¹

¹ ФИЦ Казанский научный центр РАН,
420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева - КАИ,
420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Кожухотрубные теплообменники длительное время используются в различных отраслях промышленности. Тем не менее, проблема увеличения их теплогидравлической эффективности остается весьма актуальной. Одним из аспектов этой проблемы является интенсификация теплоотдачи при внешнем обтекании труб в пучке. На сегодняшний день эта проблема решается, главным образом, за счет увеличения поверхности теплообмена при помощи оребрения, изменения формы поперечного сечения труб и т.д. Среди активных методов интенсификации теплоотдачи пучка труб чаще всего встречается использование вынужденных пульсаций потока, однако работ в этом направлении крайне мало [напр.1], хотя известно, что при обтекании единичного кругового цилиндра пульсирующим потоком возможно значительное, до 30% увеличение средней теплоотдачи [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований структуры течения в межтрубном пространстве пучка труб (цилиндров) и теплообмена труб в пучке в пульсирующем внешнем потоке. Рассматривались шахматное и коридорное расположение труб при одинаковом относительном шаге $t/d = 1,8$ между трубами. Число Рейнольдса, вычисленное по скорости потока в минимальном проходном сечении пучка и диаметру труб в пучке, составляло $Re_1 = 2800$. Частота вынужденных пульсаций потока в экспериментах составляла $f = 11$ Гц, что соответствовало значению числа Струхала $Sh = 0,418$.

Эксперименты проводились в рабочем участке установки, которой имел квадратное поперечное сечение $0,38 \times 0,38$ м и длину 2,73 м. Вынужденные периодические пульсации потока в рабочем участке создавались пульсатором, который позволял регулировать среднюю скорость потока и амплитуду пульсаций. Диаметр труб в пучке составлял $d = 38$ мм. Пучок включал пять рядов труб по направлению внешнего потока и пять – в каждом ряду. Изучение кинематической структуры течения выполнялось за третьим рядом труб. Центральная труба третьего ряда была выполнена сменной для обеспечения возможности измерений теплоотдачи.

Выполнялось измерение компонент скорости потока, их среднеквадратичных пульсаций и реинольдсовых напряжений в межтрубном пространстве с использованием метода SIV (Smoke Image Velocimetry) [3]. Кроме того, измерялся средний коэффициент теплоотдачи трубы в третьем ряду пучка. Коэффициент теплоотдачи с поверхности цилиндра определялся из уравнения теплового баланса по темпу охлаждения предварительно нагретого цилиндра.

Установлено, что вынужденные пульсации не оказывают заметного влияния на распределение продольной компоненты скорости потока как в коридорном, так и в шахматном пучках труб и на распределение поперечной компоненты – при шахматном расположении труб. Турбулентные пульсации продольной компоненты скорости u' при коридорном расположении труб в пучке под влиянием вынужденной нестационарности существенно возрастают (рис.1,а). Увеличение u' наблюдается и в шахматном пучке труб, но оно менее значительное (рис.1,б). Рейнольдсовы напряжения за третьим рядом труб коридорного пучка в пульсирующем потоке остаются такими же, как в случае стационарного внешнего течения, а при шахматном – снижаются.

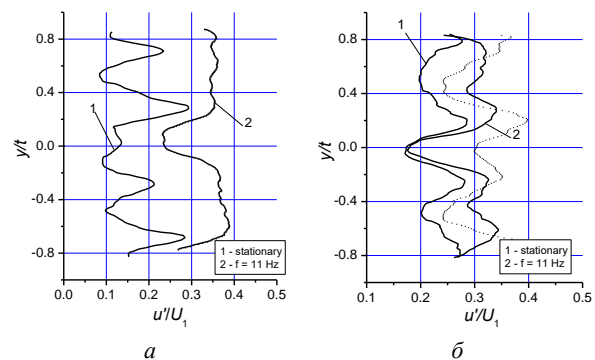


Рис.1. Профили поперечной компоненты скорости потока в межтрубном пространстве: а – коридорное, б – шахматное

Установлено, что вынужденные пульсации приводят к интенсификации теплоотдачи труб в пучке: прирост коэффициента теплоотдачи при коридорном расположении труб составил около 30%, а при шахматном – около 13%. Установлена связь интенсификации теплоотдачи с особенностями структуры течения в межтрубном пространстве.

Список литературы:

1. Konstantinidis E., Castiglia D., Balabani S. An experimental study of steady and pulsating cross-flow over a semi-staggered tube bundle // Proc. Inst. Mech. Eng., Part C: J. Mech. Eng. Sci. – 2005. – Т. 219. – №. 3. – С. 283-298.
2. N.I. Mikheev, V.M. Molochnikov, A.N. Mikheev, O.A. Dushina. Hydrodynamics and heat transfer of pulsating flow around a cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. Volume 109, June 2017, P. 254–265
3. N.I. Mikheev and N.S. Dushin. A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Videos // Instr. and Exp. Techniques. 2016, Vol. 59, Issue 6, pp. 882–889.

УДК 532.54

ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ ЯЧЕЙСТОЙ СТРУКТУРЫ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ НЕСМЕШИВАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТОМ ЦИЛИНДРЕ

Наумов И.В.¹, Главный В.Г.¹, Шарифуллин Б.Р.¹, Штерн В.Н.²

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

² Shtern Research and Consulting, Houston, Texas 77096, USA

Исследование закономерностей вихревого течения двухкомпонентной несмешиваемой жидкости, моделирующей вихревые биореакторы, имеет большой практический и фундаментальный интерес. В работе [1] экспериментально исследован закрученный поток подсолнечного масла и воды в цилиндрическом контейнере с вращающимся верхним диском. Были верифицированы численные расчеты, полученные для режимов вихревого течения в верхней жидкости-масле. Но эволюция развития ячейистой структуры в потоке нижней жидкости подтверждена не была, из-за сложности измерений под криволинейной границей раздела [1, 2].

В данной работе экспериментально выявлены закономерности развития ячейистой структуры вихревого течения двухкомпонентной жидкости в нижней жидкости, где вода была заменена, на 80% раствор глицерина и значительно был увеличен слой нижней жидкости. При этом из-за близкой по величине кинематической вязкости обеих жидкостей увеличилась устойчивость границы раздела при увеличении угловой скорости вращения диска.

Исследования проведены в вертикальном цилиндрическом контейнере ($R = 45$ мм, $h = 2,5R$) с верхним диском, вращающимся с угловой скоростью ω . Контейнер заполнен двумя несмешивающимися жидкостями: 80% раствором глицерина (g) ($h_g = 1,5R$) и подсолнечным маслом (o) ($h_o = 1R$). При температуре $22,6$ °C плотности и кинематические вязкости жидкостей составляли: $\rho_g = 1208$ кг/м³, $\rho_o = 920$ кг/м³, $\nu_g = 42,82$ мм²/с, и $\nu_o = 54,86$ мм²/с. Поверхностное натяжение на границе раздела жидкостей $\sigma = 0,0315$ Н/м. Интенсивность течения в такой системе характеризуется числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{\omega R^2}{\nu_g}.$$

Для изучения кинематических характеристик были использованы оптические методы бесконтактной диагностики, такие как визуализация потока и Particle Image Velocimetry (PIV).

На рисунке 1 представлены примеры визуализации и профили осевой компоненты скорости вдоль оси цилиндра при $Re = 150$ и 400 . Стрелки на рисунках визуализации указывают направление движения жидкости на оси. При вращении диска на масло, начинает действовать центробежная сила, которая прижимает ее к периферии. Поток масла вдоль границы раздела за счет вязкого трения приводит к движению глицерин по направлению к оси цилиндра. С другой стороны, поток масла переносит угловой момент от вращающейся крышки к границе раздела, который закручивает глицерин. Возникают две противоборствующие силы, влияющие на направление

движения глицерина к оси и к боковой стенке под границей раздела. При увеличении Re под границей раздела на глицерин все больше начинает действовать центробежная сила. Появляется новая ячейка с обратной циркуляцией, которая увеличивается по мере увеличения Re (см. рис. 1(а)) и, при $Re = 400$, достигает неподвижного дна (см. рис. 1(б)).

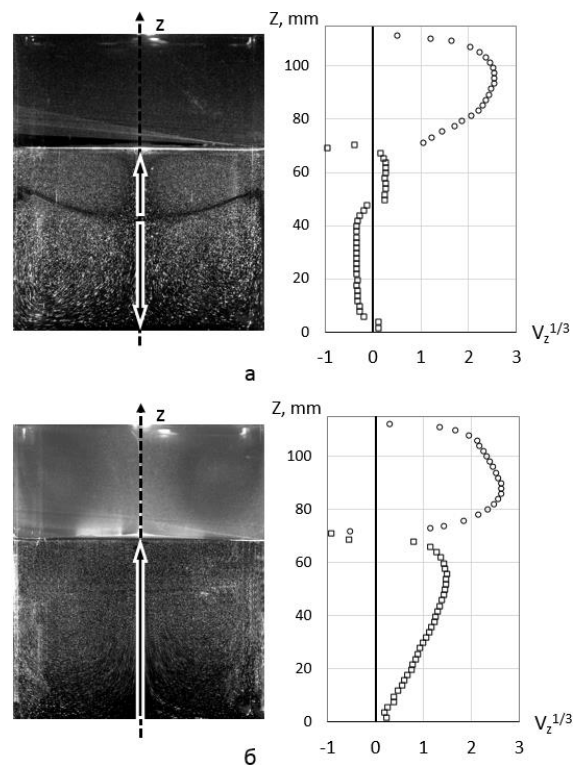


Рис. 1. Визуализация потока и профиль осевой компоненты скорости на оси цилиндра при $Re = 150$ (а) и 400 (б).

По полученным результатам был определен сценарий развития ячейистой структуры в двухкомпонентной жидкости. Показано, что при численном моделировании необходимо дополнительно учитывать проскальзывание радиальной компоненты скорости на границе раздела, происходящее из-за центробежной силы и разности плотностей используемых жидкостей.

Список литературы:

1. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Hysteretic growth and decay of a waterspout column // Phys. Rev. Fluids. 2018. V.3. 024701.
2. Carrión L., Herrada M.A., Shtern V.N. Topology changes in a water-oil swirling flow // Phys. Fluids. 2017. V. 29. 032109.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-08-00508.

УДК 532.52

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ СТРУИ

Перепелица Б.В.

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

Исследование микрогидродинамики в мини- и микроканалах на фоне общей миниатюризации технологических устройств играет определяющую роль при создании различных новых технологий. Появилась возможность использования мини и микроструй в, таких процессах как микроохлаждение электронных устройств, микрообработка и т.д. Одни из первых работ посвященных экспериментальному изучению устойчивости макро и микроструй при различных числах Re и влиянию акустики, являются работы [1-4]. Показаны особенности развития данных течений в зависимости от изменений начальных условий на срезе сопла и акустического воздействия. Цель акустического воздействия на струю дать основу для решения различных задач, включающих взаимодействие между различными вихревыми структурами для того, чтобы специфические механизмы такого взаимодействия могли быть исследованы в деталях. В центре внимания настоящей работы является изучение воздействия поперечного акустического поля на ламинарную мини- и микрострую и исследование образующихся при этом характерных вихревых структур. Развитие структуры струи визуализированной светорассеивающими частицами (дымом) снималось на фото-видеокамеру [5]. Истечение струи происходило из металлической трубки с внутренним диаметром 1,35 мм и стеклянного сопла диаметром 500 мкм. В ходе проведенных визуальных исследований были получены серии изображений распределения дыма в струе через 20 миллисекунд. Анализ отдельных фотографий картины течения показал наличие характерных крупно- и мелкомасштабных структур в струе под воздействием акустического поля. Действие акустики на струю при различных числах Рейнольдса приводит к образованию различных режимов течения и множества разнообразных вихревых структур. В тоже время можно выделить режимы, когда при течении струи образуются довольно простые разнообразные вихревые структуры (рис. 1). Например, на начальном этапе на некотором расстоянии от сопла образуется вихревая структура затем эта структура деформируется приобретая вид тонкого изогнутого листа и начинает сворачиваться в вихорь, увеличивающийся со временем в диаметре. Вихорь приобретает конусообразную форму. В другом случае на выходе из сопла струя колеблется, деформируется приобретая локально уплощенную форму. Дальнейшая эволюция струи и ее разрушение приобретает определенную закономерность. Происходят колебания струи с образованием вихревой структуры перед ее турбулизацией. Можно также наблюдать бифуркацию струи, ее разделение на два потока. Следует отметить, что наблюдаются заметные колебания струи в фронтальной плоскости. Колебания струи в

поперечном направлении практически отсутствуют.

По краям потока может образовываться ряд вихревых структур сложным образом связанных между собой как в одном ряду, так и между рядами. Ниже по потоку вихри разрушаются и происходит турбулизация струи. Возможны и другие варианты течения струи. На выходе из сопла возникает синусоидальная неустойчивость. Струя приобретает асимметричную форму, затем переплетается определенным образом и разветвляется. По бокам разветвленной струи образуются регулярные сложные вихревые структуры связанные между собой. При истечении струи из 500 микронного сопла получена пространственная картина формирования и распада ламинарной части струи и перехода к турбулентности. Установлено, что длина ламинарной зоны струи может достигать 100 калибров.

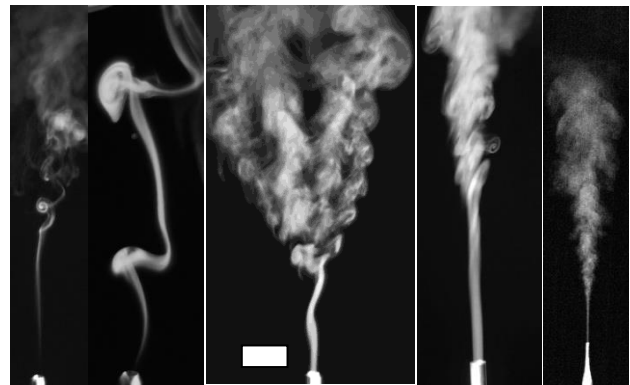


Рис. 1. Кадры фото-видеосъемки образовавшихся вихрей в ламинарной струе под воздействием акустического поля при различных числах Рейнольдса

Для более глубокого понимания обнаруженных явлений требуется детальное трехмерное качественное и количественное исследование.

Список литературы:

1. Reynolds A.J. Observations of a liquid-to-liquid jet // J. Fluid Mech. – 1962. – Vol. 14. – P. 552 – 556.
2. Chie Gau, Shen C. H., Wang Z. B. Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. №. 092001.P. 1–
3. Chie Gau, Shen C. H., Wang Z. B. Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21. №. 092001.P. 1–
4. Kozlov V. V., Grek G. R., Litvinenko Yu. A., Kozlov G. V., Litvinenko M. V. Round and plane jets in a transverse acoustic field // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. Vol. 20. №. 3. P. 1–18.
5. Perepelitsa B.V. Formation of vortices in a laminar jet under the action of acoustic field, Journal of Engineering Thermophysics, 2017 26(1), 91-95

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.
Тема Т22.7.1. Номер гос. рег. АААА-А17-117022850027-5

УДК 621.039

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В СИСТЕМАХ «МОКРОГО» И «СУХОГО» КОНТЕЙНЕРНОГО ХРАНЕНИЯ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА РЕАКТОРОВ ТИПА РБМК-1000

Плетнев А.А., Федорович Е.Д., Кузин В.А.

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

На российских АЭС с реакторами РБМК-1000 (Ленинградской, Смоленской и Курской) осуществляется хранение (длительная выдержка с целью снижения активности и мощности тепловыделений) отработавших тепловыделяющих сборок (ОТВС). После извлечения отработавших сборок из активной зоны реактора их помещают в приреакторный бассейн выдержки кассет (БВК), где они находятся приблизительно в течение одного года. Затем ОТВС переводятся на так называемое промежуточное хранение в находящееся на площадке АЭС хранилище «мокрого» типа (ХОЯТ), где они находятся в течение промежутка времени от десяти лет до нескольких десятков лет, после чего ОТВС извлекаются из отсеков водного бассейна ХОЯТ, разделяются на два пучка твэлов и загружаются в металлобетонные контейнеры (МБК) «сухого» хранения, заполненные инертным газом (азотом или аргоном). Каждый МБК рассчитан на размещение в нем 144 ампул с пучками твэлов. Поскольку количество контейнеров в «сухом» хранилище на площадке АЭС ограничено, то одновременно с выгрузкой ОТВС из бассейна ХОЯТ происходит отправка контейнеров, загруженных ОЯТ, к месту длительного хранения или переработки на Горно-химический комбинат г. Железногорск, Красноярский край.

На всех вышеупомянутых этапах обращения с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ), т.е. при его выдержке в БВК, хранении в ХОЯТ и в контейнерах, а также при их транспортировке должен быть обеспечен надежный отвод остаточных тепловыделений топлива – как в штатных режимах хранения, так и при возможных авариях. Печальный опыт на АЭС «Фукусима-1» (Япония) показал, что возможно прекращение циркуляции охлаждающей воды через бассейны выдержки и хранения ОТВС при потере электропитания циркуляционных насосов. В этой связи авторами настоящего доклада было проведено моделирование процессов тепломассообмена и выполнен анализ температурного режима ОТВС и охлаждающей их среды как в штатных, так и в аварийных условиях их хранения.

Поскольку и в условиях аварии ОТВС должны надежно охлаждаться, в докладе рассмотрены и рассчитаны способы пассивного, т.е. не требующего подвода электроэнергии, отвода теплоты от ХОЯТ, в частности, путем использования баков-аккумуляторов с запасом воды, подаваемой в бассейн при аварии.

В части проблем теплообмена, относящихся к контейнерному хранению ОЯТ и его транспортировке, в докладе рассмотрены температурные режимы хранения и транспортирования МБК при загрузке в

контейнер ОТВС с различными сроками предварительной выдержки в бассейне ХОЯТ. Показано, что имеется возможность реализации хранения и транспортирования ОЯТ без превышения допустимой температуры оболочек твэлов при частичной загрузке контейнера отработавшим ядерным топливом со сроком выдержки меньше десяти лет. Практическая реализация этой возможности означает сокращение сроков выгрузки ОТВС из ХОЯТ АЭС, что важно по условиям снижения уровня экологической безопасности ХОЯТ, как объекта, содержащего тысячи тонн высокорadioактивного материала.

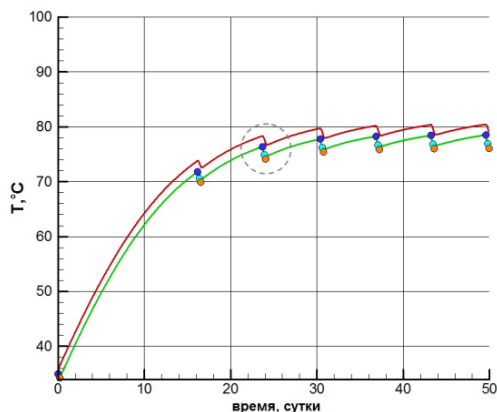


Рис.1. Зависимость температуры воды в отсеке бассейна ХОЯТ от времени при прекращении циркуляции охлаждающей воды и доливе воды из бака-аккумулятора, $Q_{\text{ОЯТ}} = 368 \text{ кВт/отсек}$, темп долива воды 2 кг/с .

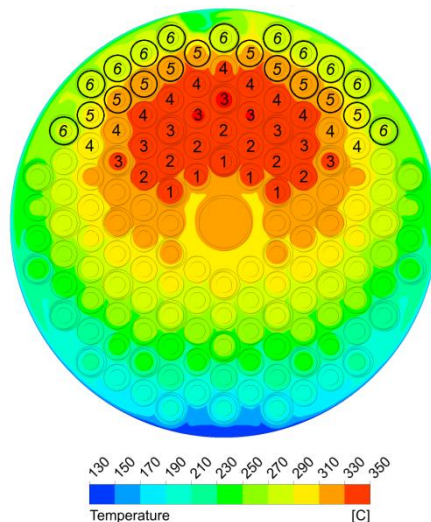


Рис.2. Поле температур в поперечном сечении МБК ТУК-109 в транспортном горизонтальном положении контейнера, $Q_{\text{ОЯТ}} = 7,8 \text{ кВт/контейнер}$

УДК 621.436

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ КАНАЛОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛОТДАЧИ ВО ВПУСКНОЙ СИСТЕМЕ ДВС

Плотников Л.В., Мисник М.О.

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
620002, Россия, Екатеринбург

Известно, что интенсивность теплообмена во впускной системе поршневых ДВС оказывает влияние на большое количество параметров двигателя [1-4]. Поэтому разработка способов управления интенсивностью теплообмена между потоком рабочего тела и элементами впускной системы ДВС является актуальной задачей развития двигателестроения. При этом поперечное сечение канала трубопровода оказывает существенное влияние на газодинамику и теплообмен потока газа [5]. В данной работе проводились исследования теплоотдачи в гидравлических системах с конфигурациями, характерными для впускных систем поршневых ДВС. В исследуемой системе часть впускного трубопровода заменялась профилированным участком с поперечным сечением в форме квадрата или равностороннего треугольника. Во всех профилированных участках эквивалентный гидравлический диаметр составлял 32 мм.

Для физико-математического моделирования теплообмена при течении газа во впускной системе с разными конфигурациями трубопроводов были разработаны математические модели в CFD-пакете. Задача решалась в стационарной постановке.

Экспериментальные исследования теплоотдачи во впускных системах ДВС также проводились в стационарном режиме течения воздуха. При этом впускной клапан поршневого двигателя фиксировался в открытом положении. В исследуемом трубопроводе были выбраны 3 контрольных сечения, в которых устанавливалось по два датчика термоанемометра. Для определения значений скорости потока воздуха w_x и коэффициента теплоотдачи α_x использовался термоанемометр постоянной температуры (подробней в [6]).

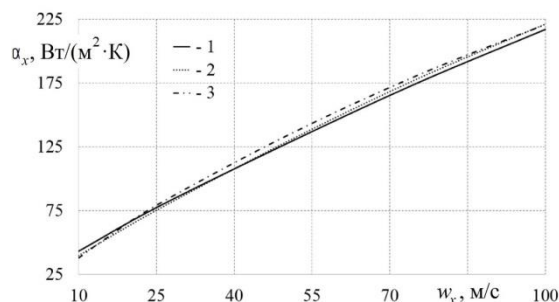


Рис. 1. Расчетная зависимость коэффициента теплоотдачи α от скорости потока воздуха w во впускном тракте с профилированными участками с разными поперечными сечениями: 1 – круг; 2 – квадрат; 3 – треугольник.

Из рис. 1 видно, что при использовании впускного трубопровода с профилированным участком при скоростях потока воздуха до 40 м/с наблюдается снижение интенсивности теплоотдачи, которое достигает от 8 до 14 % по сравнению с впускной системой постоянного круглого поперечного сечения. При увеличении скорости течения свыше 40 м/с, наоборот,

происходит рост интенсивности теплоотдачи на величину 2-5 % в зависимости от формы сечения.

Экспериментальные исследования подтвердили результаты численного моделирования на качественном уровне (рис. 2). Примечательно, что при экспериментальном исследовании локальной теплоотдачи пульсирующих потоков во впускной системе наблюдается снижение α_x на всех режимах двигателя [7].

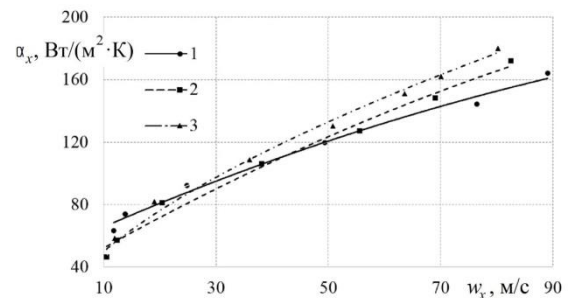


Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента теплоотдачи α от скорости потока воздуха w во впускном тракте с профилированными участками с поперечными сечениями: 1 – круг; 2 – квадрат; 3 – треугольник.

Таким образом, численное моделирование и экспериментальные исследования показали, что использование профилированных участков во впускной системе поршневого ДВС приводит к снижению интенсивности теплоотдачи при низких скоростях потока, что будет способствовать лучшему наполнению цилиндра на этих режимах. И наоборот, при скоростях потока (выше 40 м/с) использование профилированных участков приводит к незначительному росту интенсивности теплоотдачи, что улучшит испаряемость топлива и позволит получить более однородную рабочую смесь в камере сгорания поршневого ДВС.

Список литературы:

1. Heywood J. B. Internal combustion engine fundamentals. New York: McGraw-Hill, 1988. 458 p.
2. Вихерт М. М., Грудский Ю. Г. Конструирование впускных систем быстроходных дизелей. Москва: Машиностроение, 1982. 151 с.
3. Кавтарадзе Р. З. Теория поршневых двигателей. Специальные главы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. 720 с.
4. Совершенствование процессов в газоздушных трактах поршневых двигателей внутреннего сгорания: монография / Б. П. Жилкин [и др.]; под общ. ред. Ю. М. Бродова. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2015. 228 с.
5. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
6. Plotnikov L. V., Zhilkin B. P. The gas-dynamic unsteadiness effects on heat transfer in the intake and exhaust systems of piston internal combustion engines. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, Vol. 115. Pp. 1182-1191.
7. Brodov Y. M., Zhilkin B. P., Plotnikov L. V. Influence of Intake/exhaust Channel Lateral Profiling on Thermomechanics of Pulsating Flows. Technical Physics, 2018, Vol. 63, No. 3, pp. 319-324.

УДК 532.5.032

ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИИ ПОДВОДЯЩЕГО КАНАЛА НА БАЛАНС ТУРБУЛЕНТНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В БЛИЖНЕЙ ОБЛАСТИ КОЛЬЦЕВОЙ СТРУИ

Рыженьков В.О.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В случае закрученных струйных потоков при увеличении параметра крутки выше критического реализуется явление разрушения вихря и формирование рециркуляционной области около кромки сопла, которая активно используется для стабилизации пламени в случае реагирующих течений [1, 2, 3]. При наличии центрального тела обтекания в кольцевых струях также присутствует зона рециркуляции даже в отсутствие закрутки.

Цель данной работы заключается в исследовании характеристик турбулентных кольцевых струйных потоков в зависимости от отношения внутреннего и внешнего диаметра $D/d = 0.3, 0.5, 0.7$, где D — внешний, а d — внутренний диаметр сопла. Используется прямое численное моделирование уравнений Навье-Стокса (Direct numerical simulations, DNS) с пространственной дискретизацией на основе метода спектральных элементов для изучения полностью развитой турбулентной кольцевой незакрученной струи при числе Рейнольдса $Re = 8900$. Проводится анализ осредненных по времени характеристик турбулентности, а также члены уравнения переноса турбулентной кинетической энергии.

Список литературы:

1. H. J. Sheen et. al. Recirculation Zones of Unconfined and // AIAA J. 1996. Vol. 34. № 3. pp. 572-579.
2. Oberleithner et al. Formation of Turbulent Vortex Breakdown// AIAA J. 2012. Vol. 50. № 7. pp. 1437-1452.
3. Oberleithner et al. Three-dimensional coherent structures// J. Fluid Mech. 2011. Vol. 679. pp. 383-414.

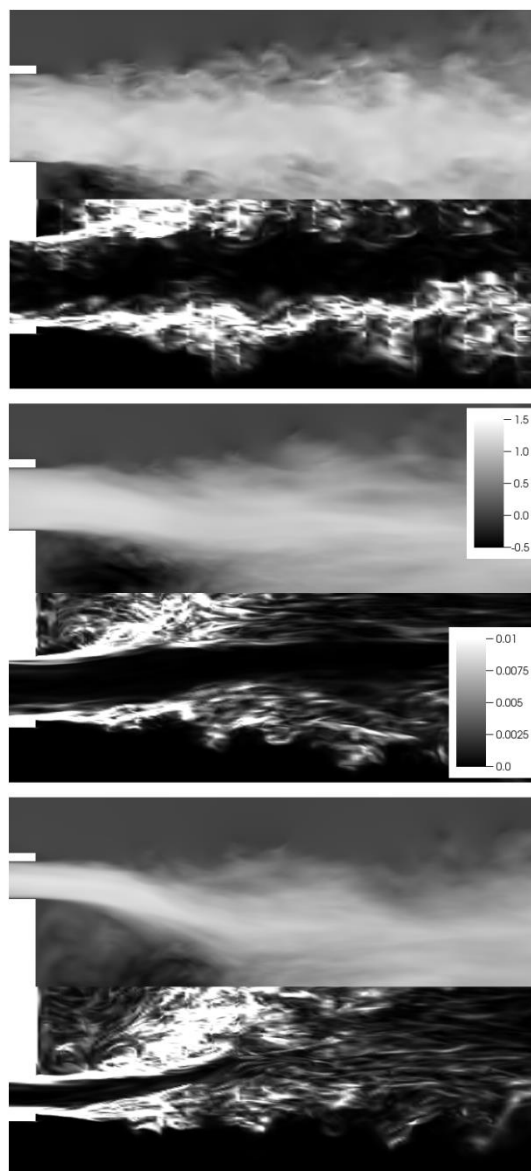


Рис. 1. Поля продольной скорости (сверху) и диссипации (снизу) для трех рассматриваемых случаев.

УДК 532.525

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ВЫХОДА СОПЛА СО СТУПЕНЧАТЫМ ДИФFUЗОРОМ НА КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ

Саушин И.И., Михеев Н.И., Гольцман А.Е., Кратиров Д.В.

ФИЦ КазНЦ РАН,

420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Свойство независимости от давления объемного расхода газа через звуковое сопло при перепаде давления выше критического широко используется в метрологии. Диффузор звукового сопла служит для повышения давления газа при его движении от горла сопла к выходному сечению, что позволяет выполнять надежные измерения расхода в широком диапазоне давлений. В стандарте ISO 9300 [ISO 9300] прописаны достаточно жесткие параметры для диффузорного участка сопла: на образующей поверхности конуса неровности, разрывы, величина концентричности не должны превышать 1% от местного диаметра, что вызывает существенные технологические трудности при изготовлении звуковых сопел с диаметром горла порядка 1 мм и менее.

В данной работе рассмотрено звуковое сопло, отличающиеся от стандарта ISO 9300 упрощенной формой выходного диффузорного участка (см. рис. 1). Обеспечиваемый звуковыми соплами максимальный расход определяется параметрами заторможенного потока перед входом в сопло и площадью минимального сечения, поэтому замена конической части сопла ISO 9300 на более простой в изготовлении ступенчатый диффузор не должно повлиять на расходные характеристики сопла, но ввиду увеличения потерь полного давления при торможении потока в ступенчатом диффузоре по сравнению с коническим возрастет величина минимального перепада давления, соответствующего выходу на критический режим истечения. Тем не менее, если такое упрощенное звуковое сопло будет обеспечивать стабильный расход, осознанное повышение потребного перепада давления может быть вполне приемлемым ввиду снижения стоимости на изготовление.

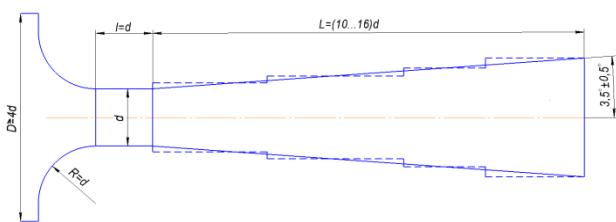


Рис. 1. Схема сопла ISO 9300 с коническим и ступенчатым диффузором.

Прогнозирование условий выхода на критический режим работы сопел со ступенчатым диффузором осложнено наличием отрывных областей после вне-

запного расширения на участке стыка цилиндрических секций сопла. Необходимый перепад статического давления для выхода сопла на критический режим работы можно оценить с помощью аналитического решения системы уравнений количества движения, неразрывности, сохранения энергии и состояния идеального вязкого газа. Система этих уравнений решалась для каждого из участков стыка цилиндрических секций сопла. В уравнении движения принималось допущение о постоянстве давления по сечению в области ступенчатого изменения площади, обычно хорошо выполняющееся для дозвуковых течений при малом искривлении линий тока. Однако допущения об одномерности поля скорости и отсутствии трения на стенке сопла заведомо приводят к заниженной расчетной оценке потребного перепада давления для выхода сопла на критический режим. В данной работе предпринята попытка оценки расходной характеристики звукового сопла со ступенчатым диффузором с помощью аналитического подхода и метода численного моделирования. Результаты сопоставлены с характеристиками сопла ISO 9300 с коническим диффузором.

При численном моделировании задача решалась в стационарной осесимметричной постановке при допущении об отсутствии теплообмена с внешней средой, решались уравнения сохранения массы, энергии и осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса с замыканием моделью турбулентности k-ε RNG с учетом сжимаемости среды. Решение находилось алгоритмом расщепления (решатель Density Based) с неявной схемой.

Сопоставление результатов двух методов решения задачи показало расхождение кривых расхода до выхода сопла на критический режим, что наглядно отражает влияние сделанных при постановке аналитической модели допущений, главными из которых является отсутствие учета гидравлического сопротивления и неоднородности профиля скорости в поперечном сечении. Однако оба решения показали совпадение расчетной оценки выхода сопла со ступенчатым диффузором на критический режим.

Список литературы:

1. International Standards Organization, Measurement of Gas Flow by Means of Critical Flow Venturi Nozzles, ISO 9300, 1st edition, 1990, 2nd edition, 2005.

УДК 532.5

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВДУВА ГЕЛИЯ В УСКОРЕННЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК КСЕНОНА

Сахнов А.Ю.

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

Гелий-ксеноновые смеси находят широкое применение благодаря своим высокоэффективным теплообменным свойствам [1]. При этом смешение гелия с ксеноном может происходить в различных условиях. В настоящей работе рассмотрен вдув гелия в ускоренное турбулентное пристенное течение ксенона (рис.1). В качестве исходных параметров задавались параметр ускорения $K = (\mu_e / \rho_e U_e^2) dU_e / dx$, интенсивность вдува через стенку $\bar{j}_w = \rho_w V_w / \rho_e U_e$ и массовая концентрация гелия во вдуваемой гелий-ксеноновой смеси $C_w(He)$.

Рассматриваемое течение хорошо описывается параболизированными двумерными уравнениями движения, неразрывности и диффузии для случая стационарного турбулентного сжимаемого пограничного слоя. Для расчёта турбулентной вязкости была применена $k-\omega-\gamma$ модель турбулентности [2].

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента трения от числа Рейнольдса в ускоренном пограничном слое на непроницаемой стенке ($\bar{j}_w = 0$), с однородным вдувом ($C_w(He) = 0$) и при четырёх значениях массовой концентрации гелия во вдуваемой смеси: 0.05, 0.11, 0.115 и 0.5. Увеличение концентрации гелия снижает коэффициент трения. При этом происходит ламинаризация течения. Так при $C_w(He) = 0.115$ и $Re_x = 2 \times 10^6 - 10^7$ коэффициент трения совпадает с линией 3, рассчитанной без модели турбулентности в тех же условиях. Кейс показал [3], что ускорение однородного течения на непроницаемой поверхности происходит при $K \geq 3.5 \times 10^{-6}$. Таким образом, инородный вдув лёгкого газа существенно снижает эту границу, способствуя ламинаризации течения. При меньшей концентрации $C_w(He) = 0.11$ и $Re_x = 6 \times 10^6$ начинается повторный переход к турбулентному течению.

На рис. 2 представлены профили кинетической энергии турбулентности при $C_w(He) = 0.11$ и различных числах Рейнольдса. При $Re_x = 5 \times 10^5 - 2 \times 10^6$ значения кинетической энергии турбулентности снижены. При $Re_x = 5 \times 10^6$ кинетическая энергия турбулентности превышает максимальное значение в ускоренном турбулентном пограничном слое на непроницаемой поверхности при $Re_x = 2.5 \times 10^5$. При $Re_x = 10^7$ профиль кинетической энергии турбулентности лишь незначительно превышает профиль при $Re_x = 5 \times 10^6$. Таким образом, восстанавливается турбулентный пограничный слой.

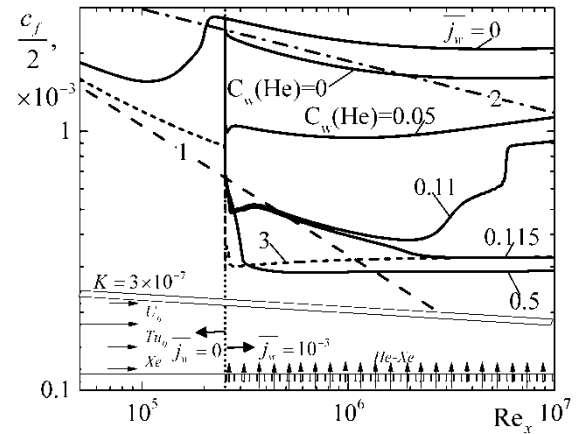


Рис. 1. Влияние концентрации вдуваемого гелия на коэффициент трения в турбулентном потоке ксенона. 1 – закон Блазиуса, 2 – турбулентный режим в стандартных условиях, 3 – расчёт течения без учёта турбулентности.

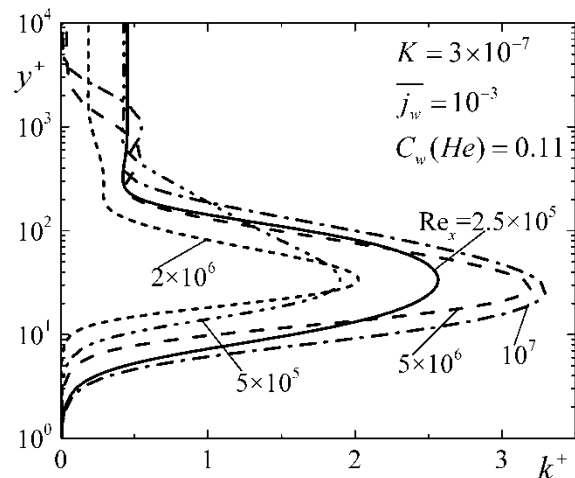


Рис. 2. Профили кинетической энергии турбулентности при вдуве гелия в турбулентное течение ксенона.

Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского Научного Фонда, грант № 14-19-00352.

Список литературы:

1. M.S. El-Genk, J.-M. Tournier On the use of noble gases and binary mixtures as reactor coolants and CBC working fluids // Energy Conversion and Management. 2008. № 49. P.1881-1891.
2. X. Ge, S. Arolla, P. Durbin A Bypass Transition Based on the Intermittency Function // Flow Turbulence Combust. 2014. V. 93. P. 37-61.
3. W.M. Kays, Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York, 1966.

УДК 536.2

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В УЗКИХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Стариков Е.В., Климова В.А., Щеклеин С.Е.

ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Известно, что естественная конвекция в стесненных условиях, например, в узких вертикальных трубах различного теплотехнического оборудования, влияет на его теплотехнические параметры. В частности, в термосифонах (тепловых трубах) при снижении естественной конвекции возникает снарядный режим кипения, что уменьшает теплопередачу и снижает эффективность работы термосифона [1–2]. Вследствие этого возникает необходимость выявления зависимости интенсивности естественной конвекции от внутреннего диаметра труб и способа подвода теплоты.

Согласно [3], естественная конвекция оказывает влияние на теплообмен в вертикальных трубах при $Ra = Gr \cdot Pr > 10^3$. Выбор линейного размера для вычисления числа Грасгофа, а также определение разницы температур в данном случае вызывает затруднения: в зависимости от диаметра канала меняется соотношение между радиальной и осевой составляющей теплопереноса. Отсутствие естественной конвекции в узких вертикальных каналах экспериментально подтверждено авторами [4] и [5].

Для исследования процесса возникновения естественной конвекции в узком вертикальном канале было проведено численное моделирование на базе пакета Solidworks и его приложения FlowSimulation. Компьютерная модель представляла собой трубку, заполненную жидкостью (см. рис. 1). В нижнем участке длиной 180 мм осуществлялся постоянный подвод теплоты. В верхней части трубки, длина которой 360 мм, осуществлялся отвод теплоты к окружающей среде. При моделировании учитывалась гравитационная составляющая и нестационарность.

При моделировании диаметр канала варьировался в диапазоне от 7 до 50 мм, количество подведенной теплоты и разница температур стенок верхней и нижней части трубки. Линейка внутренних диаметров узких вертикальных каналов, при которой существует снарядный режим кипения, выбрана исходя из экспериментальных данных, приведенных в [6].

Анализ результатов численного моделирования показал, что естественная конвекция в вертикальных обогреваемых каналах с внутренним диаметром до

24 мм, заполненных жидкостью, является неразвитой и чем меньше внутренний диаметр обогреваемого вертикального канала, тем меньше развита естественная конвекция.

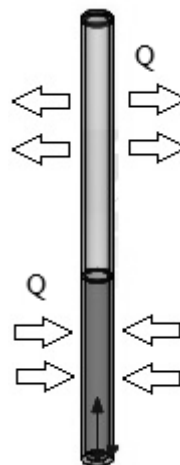


Рис. 1. Компьютерная модель (пропорции не соблюдены)

Список литературы:

1. Безродный М.К., Пиоро И.Л., Костюк Т.О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах. Теория и практика. Киев: Факт, 2005. 704 с.
2. Покусаев Б.Г., Прибатурин Н.А., Месаркишвили З.С., Щетинский О.Ю. Теплообмен при конденсации одиночного парового снаряда // Известия Сибирского отделения АН СССР. Серия техн. наук. 1989. Вып. 6. С. 3–11.
3. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
4. Щеклеин С.Е., Костомаров В.М. О механизме образования парового снаряда в узком канале без принудительной циркуляции. // Теплофизика высоких температур, 1982. № 6, Т. 20. С. 1203–1205.
5. Буров А.В., Пахалуев В.М., Стариков Е.В., Щеклеин С.Е. Использование низкопотенциальных источников теплоты для питания автономных накопителей энергии // Промышленная энергетика. 2009. № 6. С. 33–35.
6. Пахалуев В.М., Стариков Е.В., Щеклеин С.Е. Возможность термомеханического преобразования солнечной энергии // Международный научный журнал "Альтернативная энергетика и экология". 2008. № 11. С. 67–71.

УДК 536.24

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛООБМЕНА В КОЛЬЦЕВЫХ И КРУГЛЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ИМПАКТНЫХ СТРУЯХ

Терехов В.В.

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

Импактные струи имеют широкое применение в различных областях техники. Конструктивно относительно простые системы струйного охлаждения позволяют получать высокие коэффициенты теплоотдачи. Поэтому к настоящему времени вопросы теплоотдачи при взаимодействии струи с поверхностью исследованы достаточно подробно [1-2], показано, что одним из способов управления теплообменом в такой конфигурации является изменение формы сопла, из которого истекает струя. В этой связи, большой интерес представляет исследование кольцевых импактных струй, обладающих довольно необычной газодинамикой и распределением турбулентных пульсаций [3-4]. В работе [5] проведены измерения структуры течения и теплообмена на поверхности для круглой импактной струи и кольцевой при одинаковом расходе. В диапазоне чисел Рейнольдса 12000-36000 показано, что использование кольцевого сопла приводит к интенсификации теплообмена, величина которой зависит от размеров кольцевого зазора.

В настоящей работе представлен сравнительный анализ результатов численного моделирования течения и теплообмена в круглых и кольцевых струях различных конфигураций. Моделирование проводилось на базе комплекса программного обеспечения, реализующего методы крупных вихрей (LES) и осредненных уравнений Навье-Стокса (RANS), разработанным автором.

Первый этап исследований заключался в верификации и обосновании выбора моделей турбулентности, что является одним из определяющих моментов при использовании RANS. Сопоставление с данными [2, 5] показало, что в целом указанный подход дает умеренно хорошее соответствие экспериментальным данным при использовании v^2 -f модели. Моделирование на основе метода крупных вихрей оказалось более консервативно к выбору подсеточной модели,

в дальнейших исследованиях использовалась модель WALE.

Второй этап исследований заключался в изучении особенностей структуры течения и теплообмена в кольцевых струях с использованием верифицированных на первом этапе подходов. Отмеченные в [4, 5] рециркуляционная зона за кольцевым соплом, дополнительный слой смешения за ней и, соответственно, повышенный уровень турбулентных пульсаций, воспроизведены и в настоящей работе с использованием и RANS и LES подходов.

Важным отличие настоящего анализа от [5] представляется сопоставление различных условий в кольцевой и круглой струях. Рассмотрены условия не только одинаковых расходов, но и одинаковых площадей поперечного сечения сопла. Также рассмотрен случай одинакового сопротивления круглого и кольцевого канала (в приближении полностью развитого течения), который, по-видимому, наиболее интересен с точки зрения практических приложений.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России (гос.рег. № 01201350445) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 18-08-00986).

1. Дыбан Е.П., Мазур А.И. Конвективный теплообмен при струйном охлаждении тел. Киев. «Наукова думка». 1982. 304с.
2. Jambunathan J., Lai E., Moss M.A. Button B.L. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. Int. J. Heat and Fluid Flow. 1992. Vol. 13, No. 2, pp. 106-115.
3. Kalinina S.V., Terekhov V.I., Sharov K.A. Special features of flow in an annular jet impinging on a barrier. Fluid Dynamics. 2015. T. 50. № 5. С. 665-671.
4. Z. Travnicek, V. Tesar, Hysteresis in annular impinging jets. Exp. Therm. Fluid Sci. 44 (2013) 565–570.
5. V.I. Terekhov, S.V. Kalinina, K.A. Sharov. An experimental investigation of flow structure and heat transfer in an impinging annular jet. International Communications in Heat and Mass Transfer 79 (2016) 89–97.

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАССИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНОМ В ТУРБУЛЕНТНОМ ОТРЫВНОМ ТЕЧЕНИИ

Терехов В.В., Терехов В.И.

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

Разработка эффективных методов управления теплопереносом в турбулентных потоках представляет собой одну из фундаментальных проблем современной теплофизики. Особое внимание, вызванное практическими приложениями, в настоящее время уделяется пассивным методам интенсификации - подавления теплообмена, в виду их простоты, универсальности и надежности.

Управление теплообменом путем создания отрыва потока, в частности в одной из простейших конфигураций – за обращенным против потока уступом, достаточно хорошо изучено [1,2]. В тоже время, дополнительные интенсифицирующие элементы (поперечные ребра, зубцы, табы, вихрегенераторы и др.), несмотря на существенно меньшие размеры по сравнению с основным отрывным потоком, могут приводить к значительной перестройке течения [3]. Проблема интерференции разномасштабных отрывных течений к настоящему времени практически не изучена, в имеющихся немногочисленных работах получены результаты преимущественно по интегральным аэродинамическим параметрам [4-6].

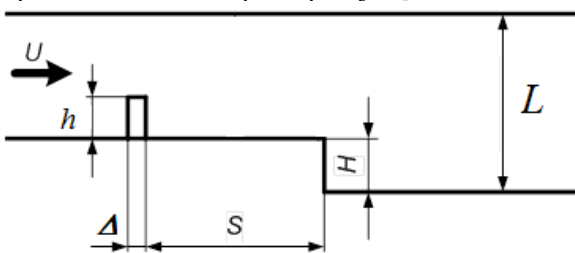


Рис. 1. Схема течения за обращенным против потока уступом с установленным перед ним мини-ребром.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования течения и теплообмена за обратным уступом при наличии ребра, установленного на стенке канала на некотором расстоянии выше по потоку от уступа (рис. 1) в соответствии с экспериментальной конфигурацией [7]. Моделирование проводилось на базе комплекса программного обеспечения, реализующего методы крупных вихрей (LES) и осредненных уравнений Навье-Стокса (RANS), разработанного авторами. Первый метод был использован для детального анализа взаимодействия двух отрывных потоков, тогда как второй, в силу существенно меньших вычислительных затрат, был использован для параметрического исследования влияния расположения и размера мини-ребра (соотношения величин S , h , H , L и Δ) на тепловые и гидравлические характеристики.

Результаты моделирования показывают, что установка преграды перед уступом может существенно изменять картину течения, как увеличивая длину

большой рециркуляционной зоны, так и сокращая ее в зависимости от местоположения и относительной высоты мини-турбулизатора. Наблюдается перераспределение в профилях пульсаций продольной компоненты скорости, наиболее ярко проявляющееся в слоях смешения за ребром и уступом. Подтверждаются выводы экспериментов [7] о том, что установка мини-турбулизатора перед основной отрывной зоной повышает теплоперенос в ней, причем положение максимума теплоотдачи зависит от удаленности ребра от уступа, а также масштабов взаимодействующих отрывных потоков (рис. 2). Проведенное исследование зависимости тепло-гидравлической эффективности (при фиксированном числе Рейнольдса $Re=5000$) позволило оценить геометрические параметры соответствующие наиболее оптимальным конфигурациям.

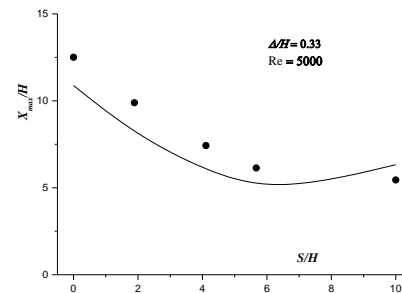


Рис. 2. Зависимость положения точки максимума теплоотдачи за уступом от расположения мини-ребра. Точки [7], линия – результаты настоящей работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-19-00161).

Список литературы:

- Gad-el-Hak M. Modern developments in flow control. Appl. Mech. Rev. 1996. V. 49. Is. 7. P. 365-379.
- Терехов В.И. Проблемы теплообмена в отрывных течениях. Труды 4-й РНКТ. 2006. Т. 1. С. 103-111.
- Park H., Jeon W.-P., Choi H., Yoo J.Y. Mixing enhancement behind a backward-facing step using tabs. Physics of Fluids 2007. V. 19. 105103.
- Miau J.J., Lee K.C., Chen M.H., Chou J.H. Control of separated flow by a two-dimensional oscillating fence. AIAA J. 1991 V. 29 P. 1140-1148.
- Neumann J. On time-dependent behavior of controlled turbulent flow with separation and reattachment. Proc. Appl. Math. Mech. 2003. №3. P. 44-47.
- Терехов В.И., Смутьский Я.И., Шаров К.А. Интерференция отрывных потоков за обратным уступом при наличии пассивного управления. Письма в ЖТФ 2012. №3. С.46 - 53
- Терехов В.И., Смутьский Я.И. Экспериментальное исследование теплообмена при взаимодействии двух отрывных потоков разного масштаба. ПМТФ. 2015. Т. 56, № 5.

УДК 536.24

УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИМИ И ТЕПЛОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА УСТУПОМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Терехов В.И., Дьяченко А.Ю., Смутьский Я.И.

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

Управлению глобальным отрывом в канале за обратным уступом, с помощью установленного возмущения в виде ребра без дополнительного наложенного продольного градиента давления перед ним, посвящены работы [1, 2]. В работе [1] показано, что при установке ребра до уступа область глобального отрыва изменяет размер, ее протяженность уменьшается и достигает минимума, когда присоединение отрывного слоя, индуцированного ребром происходит до уступа. Экспериментальное исследование теплообмена за обратным уступом при наличии пассивного управления с помощью минитурбулизатора перед ним в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 5000 - 15000$ проводилось в работе [2]. Изучено влияние процесса интерференции отрывных потоков с различными масштабами на теплообмен за обратным уступом. Было выявлено, что при одинаковой высоте преграды максимальная локальная теплоотдача больше в тех случаях, когда поток, оторвавшийся перед преградой, не присоединяется до уступа. Повышение высоты преграды также приводит к повышению максимальной теплоотдачи. Найдены размеры зон эффективного теплообмена и величины степени его интенсификации. В работе [3] содержатся результаты экспериментального исследования отрывного течения за обращенным назад уступом в плоском канале при ускорении и замедлении потока. Данная работа является развитием этих исследований для отрывного потока в поле положительного градиента давления.

Эксперименты проводились в рабочем канале прямоугольного сечения 20×150 мм, длиной 1 м. На расстоянии 600 мм от входа в канал находился обратный уступ с постоянной высотой $H = 10$ мм. Число Рейнольдса, рассчитанное по высоте уступа H и среднерасходной скорости $Re = 4000 - 12000$. На расстоянии 25 калибров от входа течение было стабилизированным с профилем скорости, близким к степенному с показателем степени $n \sim 1/7$.

Для исследования теплообмена за уступом размещался тепловой участок длиной 400 мм. Положительный градиент давления создавался за счет отклонения верхней крышки на углы $\varphi = 1,43; 2,86$ и 4° .

В качестве минипреграды использовалось поперечное ребро высотой $\Delta = 3; 6$ мм. Расстояние от ребра до обратного уступа изменялось в широких пределах $S/H = 0.1 \div 8$.

Распределение локального числа Нуссельта по длине канала для угла раскрытия диффузора $\varphi = 4^\circ$ показаны на рис. 1. Установка ребра перед обратным уступом приводит к перестройке потока за уступом и изменению коэффициента теплоотдачи. Видно, что при наличии ребра максимум коэффициента теплоотдачи больше, чем в случае гладкого уступа. По мере приближения ребра к кромке уступа ($S/H \rightarrow 0$)

максимум коэффициента теплообмена увеличивается. Однако его положение зависит от двух параметров: Δ и S . Как видно из рис. 1, координаты локальных максимумов теплоотдачи зависят от положения и высоты ребра. Часть из них находятся вблизи точки присоединения потока, другие расположены ближе к уступу. Первой группе максимумов соответствуют случаи, когда оторвавшийся за ребром поток присоединяется перед кромкой уступа, а также случаи отсутствия ребра. Во второй группе опытов оторвавшийся поток присоединяется за уступом, что приводит к турбулизации течения в слое смешения.

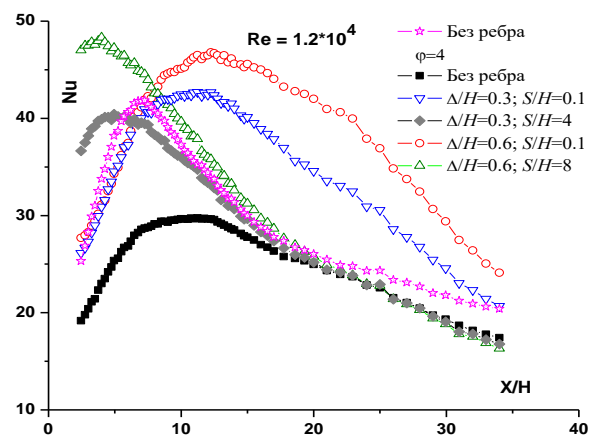


Рис. 1. Профили локального числа Nu за уступом

Полученные данные позволили определить локальные максимумы теплоотдачи и оценить масштаб области эффективного охлаждения.

В работе получены значения локальных профилей числа Nu для различных углов φ . Изучено влияние процесса интерференции отрывных потоков с различными масштабами на теплообмен и распределение давления за обратным уступом. Данные по давлению помогут оптимизировать параметр интенсификации теплообмена.

Работа выполнена при поддержке РФФ 18-19-00161.

Список литературы:

1. Терехов В.И., Смутьский Я.И., Шаров К.А. Интерференция отрывных потоков за обратным уступом при наличии пассивного управления // ПМТФ 2016 №3. С.46 - 53.
2. Терехов В.И., Смутьский Я.И. Экспериментальное исследование теплообмена при взаимодействии двух отрывных потоков различного масштаба // ПМТФ. 2015. №. 5. С. 156-164.
3. Bogatko T., Dyachenko A.Y., Smulsky Y.I., Terkhov V.I. Heat transfer behind the backward-facing step under the influence of longitudinal pressure gradient // MATEC Web of Conferences. - 2017. - Vol. 92 : Thermophysical Basis of Energy Technologies (ТВЕТ-2016). - Art. 01030 (5 p.).

УДК 621.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕЧЕНИЯ РЕКИ НА АТМОСФЕРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ В СЛУЧАЕ УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Хребтов М.Ю., Бобров М.С., Баженов А.Ю., Борьяняк К.И., Козюлин Н.Н.

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

Устойчивая температурная стратификация, характерная для ночного пограничного слоя атмосферы, известна своим влиянием на турбулентные течения в воздухе. Одним из эффектов стратификации является переход от изотропной турбулентности, к сильно анизотропной, с выделенным вертикальным направлением, амплитуда турбулентных пульсаций вдоль которого подавляется за счет отрицательной плавучести. В результате такого подавления течения в данных условиях часто приобретают слоистую структуру, с образованием струй на определенных высотах.

Помимо этого, эффект стратификации может приводить к распаду течения в горизонтальной плоскости на зоны с сильно различной интенсивностью турбулентности [1], и к возрастанию перемежаемости в потоке.

Также за счет эффектов плавучести в стратифицированной атмосфере могут развиваться внутренние волны, движущиеся в горизонтальном направлении, и оказывающие существенное влияние на длинноволновую часть спектра [2].

Анизотропия и наличие выделенного направления в стратифицированной среде может приводить к генерации квази-двумерных течений, при наличии источника энергии, например среднего сдвига в горизонтальной плоскости. При этом можно ожидать проявления эффектов обратного спектрального переноса энергии и возникновения растущих вихревых образований.

Таким источником сдвига может стать течение быстрой реки, при этом, несмотря на малую скорость течения, итоговое воздействие на атмосферный пограничный слой может быть заметным за счет аккумуляции энергии в крупных вихрях, влияющих на теплоперенос, за продолжительное время.

Для проверки данной гипотезы в текущей работе путем численного моделирования была исследована идеализированная ситуация с прямой рекой, текущей по плоской поверхности на фоне устойчивой стратификации в окружающей атмосфере.

Расчетная область составляла $1000 \times 1000 \times 100$ м, с сеткой 136 млн. узлов. При этом ширина реки составляла 50 м. На боковых границах расчетной области задавались периодические условия, на верхней границе условие непротекания. Градиент температуры в вертикальном направлении составлял -20 °С/км, данное значения является реально достижимым в приземных инверсиях в атмосфере в ночное время. На поверхности реки задавалось поле скорости, со средним значением 3 м/с, и профилем, заранее рассчитанным с помощью решения осредненных по глубине уравнений Навье-Стокса, со средней глубиной реки 5м.

В качестве расчетного метода использовался метод крупных вихрей, с подсеточной моделью учитывающей масштаб стратификации.

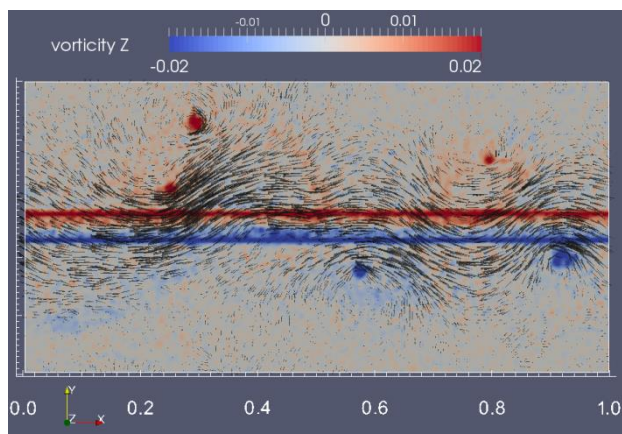


Рис. 1. Распределение вертикальной компоненты завихренности (цвет) и поле скорости (вектора) в горизонтальной плоскости на высоте 5м над землей.

Результаты расчета показали, что в узком слое, высотой около 10 м, над рекой и окружающей поверхностью формируется течение со скоростями порядка 1 м, в направлении движения реки. При этом видно, что над берегами, вследствие развития неустойчивостей возникают уединенные вертикальные вихри, которые затем объединяются между собой, в каскадном процессе, напоминающем каскад двумерной турбулентности, с увеличением среднего масштаба вихрей. Образующийся таким образом ряд вихрей влияет на центральное струйное течение деформируя его, и приводя к возникновению колебаний, распространяющихся в атмосфере вдоль направления движения реки.

В работе показано, что бегущая река способна оказывать влияние на ночной атмосферный пограничный слой, и перенос примеси. При этом, за счет возникновения крупномасштабных вертикальных вихрей, аккумулирующих энергию в узком горизонтальном слое на малых высотах, влияние реки расширяется на область порядка 10 расстояний между берегами.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант №17-77-10116.

Список литературы:

1. Flores O., Riley J. J. Analysis of turbulence collapse in the stably stratified surface layer using direct numerical simulation //Boundary-Layer Meteorology. – 2011. – Т. 139. – №. 2. – С. 241-259.
2. Riley J. J., Lindborg E. Stratified turbulence: A possible interpretation of some geophysical turbulence measurements //Journal of the Atmospheric Sciences. – 2008. – Т. 65. – №. 7. – С. 2416-2424.

**ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ PIV ИЗМЕРЕНИЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ
КВАЗИДВУМЕРНОГО СЛЕДА ЗА ЦИЛИНДРОМ**

Шестаков М.В., Маркович Д.М.

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

Ограниченные квазидвумерные сдвиговые течения широко представлены в природных и технологических процессах. В работе [1] было показано, что в квазидвумерных сдвиговых потоках формируются продольные вихревые структуры, которые влияют на процессы переноса. Процессы формирования продольных вихревых структур и их роль в процессах переноса изучены недостаточно. Для понимания процессов зарождения развития продольных вихревых структур необходимо анализировать последовательные пространственные распределения мгновенной скорости. Единственным хорошо развитым и апробированным методом, позволяющим измерять мгновенные 3D распределения скорости в объеме потока, является метод Tomographic Particle Image Velocimetry (Томо-PIV).

В работе при помощи метода Томо-PIV [2] исследуется трехмерная структура течения в квазидвумерном следе за цилиндром. Измерения проводились в плоскопараллельном канале глубиной $h = 4$ мм, в котором был установлен цилиндр диаметром $D = 10$ мм (см. рис. 1). Измерительный объем, размером $2.8 D \times 3.1 D \times 0.4 D$, располагался непосредственно за цилиндром.

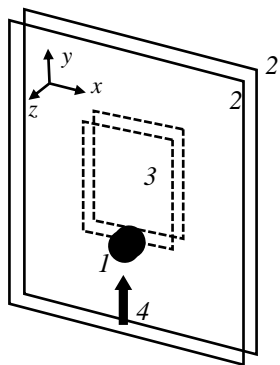


Рис. 1. Схема рабочего участка.

Цилиндр – 1, стенки канала – 2, измерительный объем – 3, направление потока – 4.

Измерительная система «ПОЛИС», использовалась для регистрации распределений частиц в потоке. Четыре цифровые камеры располагались последовательно на сегменте окружности с центром, расположенным в центре цилиндра. Число $Re_h = 1500$.

Обработка результатов и расчет 3D распределений скорости проводились в программе «ActualFlow». Повышение точности модели камер достигалось при помощи самокалибровки [3]. Реконструкция объемных распределений частиц проводилась SMART алгоритмом [4]. Расчет скорости проводился итерационным алгоритмом с непрерывным смещением измерительного окна.

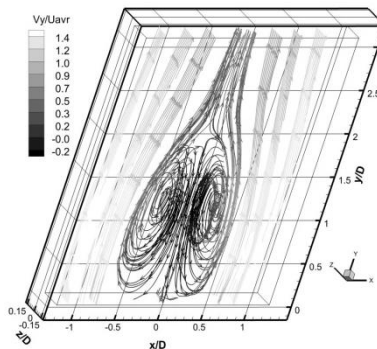


Рис. 2. Линии тока осредненного течения в квазидвумерном следе за цилиндром.

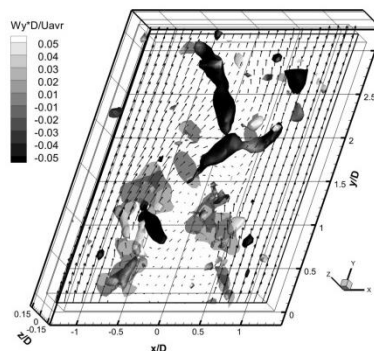


Рис. 3. Мгновенное распределение Q-критерия в квазидвумерном следе за цилиндром.

В работе рассчитаны 3D-3C распределения скорости в объеме потока (см. рис. 2). Полученные данные позволили проанализировать трехмерную вихревую структуру течения. Анализ мгновенных распределений Q – критерия (см. рис. 3) показал, что в квазидвумерном следе формируются продольные вихревые структуры. Продольные вихревые структуры приводят к образованию системы стационарных вторичных течений, которые изменяют распределение средней скорости в следе за цилиндром.

Список литературы:

1. Meyer L. From discovery to recognition of periodic large scale vortices in rod bundles as source of natural mixing between sub-channels—A review Nucl. Eng. Des. 2010. 240. P. 1575-1588
2. Scarano F. Tomographic PIV: principles and practice // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24, P. 012001.
3. Wieneke B. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // Exp. in Fluids. 2008. V. 45, P. 549-456.
4. Bilsky A.V. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry // Meas. Sci. Technol. 2013. V. 24. P. 045301.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-19-01685)



СЕКЦИЯ 2

Тепломассообмен при химических превращениях,
включая горение

УДК 536.7

ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛАМЕНИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕРМОГРАФИИ

Агафонцев М.В.¹, Климентьев А.С.¹, Лобода Е.Л.¹, Рейно В.В.²

¹ Томский государственный университет,
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

² Институт оптики атмосферы СО РАН,
634021, Россия, г. Томск, пл. Акад. Зюева, 1

Известно [1], что при диффузионном горении наблюдаются многократные изменения температуры во времени. Это связано с турбулентным режимом течения в пламени, переносом газообразных продуктов разложения и горения. Применение методов термографии позволяет производить измерения и контроль без внесения возмущений в исследуемую среду. Согласно [1], в спектре пульсаций температуры в пламени присутствуют характерные частоты, обусловленные режимом течения, переносом и размером микрообъемов, в которых происходит горение. В [2] представлена модель пламени, где предполагается, что в результате турбулентности фронт пламени искривляется и превращается в комбинацию ламинарных фронтов, разделяющих зоны несгоревшей и полностью сгоревшей смеси. Движение этих зон сопровождается интенсивными пульсациями температуры и концентрации горючих компонентов. При достаточной интенсивности турбулентности возникает дробление фронта пламени [3], в результате чего горение происходит в отдельных микрообъемах. Согласно гипотезе Сполдинга [4] в турбулентном пламени горение происходит в отдельных вихрях. В [4] также рассматривается дробление этих вихрей вследствие процессов диссипации на меньшие объемы, поверхности раздела которых с горячими газами достаточны для поддержания реакции.

В [5] говорится о наличии обратной связи, которая определяет воздействие колебаний давления на зону горения и наличии фазового сдвига между колебаниями давления и скоростью горения. Кроме того, для потери устойчивости необходимо, чтобы работа зоны горения при изменении давления была положительной, т.е. выполнялся критерий Рэлея, т.е. выделение теплоты было согласовано с колебаниями давления [5]. Учитывая [4], выделение теплоты происходит в отдельных микрообъемах и соответственно размеры этих микрообъемов должны быть согласованы с колебаниями давления. Следует отметить, что в [5] утверждается, что взаимодействие акустических колебаний с когерентными вихревыми структурами при возникновении и развитии турбулентности в сдвиговых слоях оказывает заметное воздействие на процесс горения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований поля температуры пламени при воздействиях на него пульсациями давления малой амплитуды с частотами пульсации до 10 Гц.

Оценка масштабов турбулентности в пламени с применением термографии для разных видов топлив подробно изложена в [1]. Этиловый спирт, масса ко-

торого варьировалась от 10 до 30 г, диффузионно сжигался в емкости диаметром 0.15 м. В качестве регистрирующего оборудования применялся тепловизор JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм. Выбор фильтра произведен на основе анализа спектра излучения пламени [6]. Генератором пульсаций давления служил низкочастотный динамик 25-ГД-26 с мягким подвесом на который подавался синусоидальный сигнал, сформированный генератором сигналов специальной формы Г6-28, предварительно усиленный при помощи усилителя LV 103. Расстояние от источника колебаний до пламени составляло 0,3 м.

Установлено, что при появлении внешнего воздействия в виде пульсаций давления малой амплитуды снижалась высота факела пламени и появлялись изменения в спектре изменения температуры. Очевидно изменение амплитуды колебаний температуры на характерных частотах, которые хорошо видны при отсутствии внешних воздействий. При этом в результате воздействия колебаний внешнего давления изменяется спектр пульсации температуры в пламени. Следует отметить, что воздействие с частотой более 5 Гц вызывают появление локальных амплитудных максимумов в спектре изменения температуры с частотой воздействия.

Очевидно, что изменения в спектре температуры в пламени являются следствием изменений в режиме течения в самом пламени. Представляет интерес дальнейшее исследование данного явления как возможный способ повышения полноты сгорания топлива.

Список литературы:

1. E.L. Loboda, O.V. Matvienko, V.P. Vavilov, V.V. Reyno Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared Physics&Technology*, 72 (2015), 1-7 p. doi: 10.1016/j.infrared.2015.07.001
2. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen // *Zs. Elektrochem.* 1940. V. 46. P. 601.
3. P. Libby and F. A. Williams, *Turbulent Reacting Flows*. Academic Press Inc., 1994. pp. 1–43.
4. Spalding, D. B., *Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames* // *Thirteenth Symposium (International) on Combustion*, pp. 649-657, 1971.
5. В.В. Афанасьев, Н.И. Кидин *Диагностика и управление устойчивостью горения в камерах энергетических установок*. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.
6. Е.Л. Лобода, В.В. Рейно, М.В. Агафонцев Выбор спектрально-го интервала для измерения полей температуры в пламени и регистрации экранированных пламенем высокотемпературных объектов с применением методов ИК – диагностики // *Известия высших учебных заведений. Физика*, 2015. Т. 58, No 2. С. 124 – 128. DOI: 10.1007/s11182 - 015 - 0493 – x.

УДК 62-643; 544.332.3; 662.613

ИК-ТЕРМОГРАФИЯ ФАКЕЛА ПРИ СЖИГАНИИ НЕКОНДИЦИОННЫХ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В СТРУЕ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА

Ануфриев И.С.¹, Агафонцев М.В.², Лобода Е.Л.²

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

² Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Горение некондиционного жидкого углеводородного топлива обладает принципиальными отличиями от горения природного газа, широко используемого в теплоэнергетике. В обычных условиях оно хуже воспламеняется, в процессе горения образуется большое количество сажи, выделяются токсичные продукты, поступающие в атмосферу. Для сжигания необходимы специальные конструкции горелочных устройств, обеспечивающих эффективное диспергирование, стабильное воспламенение и высокую полноту сгорания топлива с соблюдением установленных нормативов по концентрации вредных выбросов в окружающую среду.

В данной работе исследуется перспективное горелочное устройство, в котором распыление жидкого топлива обеспечивается в результате взаимодействия с высокоскоростной струей перегретого водяного пара. Данный способ диспергирования [1] имеет существенные технологические преимущества при использовании некондиционного жидкого топлива, связанные с предотвращением коксования форсунки и засорения каналов подачи топлива, что улучшает эксплуатационные характеристики и надёжность горелочного устройства.

С использованием ИК-термографии (по аналогии с [2]) проведены исследования тепловых характеристик факела жидкотопливного горелочного устройства при различных режимных параметрах перегретого водяного пара (расход и температура). В качестве топлива использовалось стандартное дизельное топливо и отработанное трансмиссионное автомобильное масло.

В экспериментах использовалась тепловизионная камера фирмы FLIR специальной серии JADE J530SB. Данный прибор имеет высокое временное разрешение: частота кадров до 177 Гц при максимальном разрешении 320x240 пикселей и до 18 кГц при разрешении 320x4 пикселей. Минимальное вре-

мя экспозиции кадра 6 мкс. Рабочий диапазон тепловизора находится в среднем ИК-диапазоне 2.5-5.0 мкм. Диапазон измерения температур тепловизора определяется калибровками и составляет 583-1773 К (для выбранного узкополосного дисперсионного оптического фильтра F0616 с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм).

Исследования выполнялись на огневом стенде, оснащённом горелочным устройством (до 10 кВт), электрическим парогенератором (средняя потребляемая мощность 1.5 кВт), плунжерным дозирующим насосом (расход до 1.6 л/ч), автоматизированной системой управления парогенератором, системой подачи топлива, электронными весами – для контроля расхода воды и топлива, а также необходимыми контрольно-измерительными приборами. Измерения проводились в широком диапазоне изменения режимных параметров: расход пара 0.18-1.0 кг/ч, температура перегретого водяного пара 150-550 °С, расход топлива 0.6-1.0 кг/ч. Установлена зависимость эффективного коэффициента излучения пламени от расхода подаваемого пара. Выявлено влияние параметров пара на температуру во внешнем факеле горелочного устройства.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Патент РФ на изобретение № 2647172, Горелочное устройство. Опубликовано 14.03.2018, приоритет от 29.05.2017, патенто-обладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С., Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю.
2. Anufriev I.S., Arsentyev S.S., Agafontsev M.V., Kopyev E.P., Loboda E.L., Shadrin E., Sharypov O.V. Thermography of flame during diesel fuel combustion with steam gasification // Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – Vol. 925. – Article No. 012014. – 6 p.

РАЗВИТИЕ И ВАЛИДАЦИЯ ГИБРИДНОГО КОДА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ТЕЧЕНИЙ

Борисов С.П.¹, Шершнёв А.А.¹, Кудрявцев А.Н.^{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

Современные исследования показывают, что для наиболее полного и правильного описания явления детонации необходимо использовать детальные механизмы химической кинетики, включающие реакции, скорость которых зависит от давления [1]. Также важно высокое пространственное разрешение расчетной сетки, требуемое для точного определения параметров ячейки структуры детонации, в том числе размера детонационной ячейки — важной величины, измеряемой в реальных экспериментах и позволяющей напрямую сравнивать результаты.

Все это существенно повышает требования к вычислительным ресурсам и приводит к увеличению времени расчета. Одним из наиболее прогрессивных направлений развития современной вычислительной техники является использование поточных векторных сопроцессоров, таких как графические процессорные устройства (ГПУ) и сопроцессоры Intel Xeon Phi. Применение поточных сопроцессоров позволяют повысить эффективность вычислений, существенно сокращая время счета и потребление энергии.

Настоящая работа посвящена развитию вычислительного кода, предназначенного для моделирования многомерных детонационных течений на современных суперкомпьютерах с гибридной архитектурой, состоящих из центральных процессоров и графических процессорных устройствах.

В основе расчетной программы лежат нестационарные трехмерные уравнения Эйлера для многокомпонентной смеси химически реагирующих газов. Пространственная аппроксимация выполняется TVD схемами сквозного счета высокого порядка точности, интегрирование по времени осуществляется явными и полуявными схемами. Полуявная схема позволяет неявно интегрировать жесткие члены, описыва-

ющие протекание быстрых химических реакций, характерных для детонационных течений. В то же время для нежестких членов могут быть использованы более эффективные явные методы. Это позволяет существенно ускорить расчет без уменьшения точности.

Программа реализована на языке C++ с использованием программного интерфейса CUDA для работы с ГПУ, открытого стандарта OpenMP для многопоточных приложений на многопроцессорных системах с общей памятью, а также протокола MPI для обмена данными. Также были созданы модули для вывода полей течения в популярных форматах программ визуализации - Tecplot и Paraview.

Была проведена верификация и валидация разработанной программы на ряде тестовых задач, включая задачу о распаде разрыва, взрыв в постоянном объеме, распространение детонационной волны в канале и моделирование многофронтной детонации. В процессе верификации было проведено сравнение химических моделей между собой, результаты расчетов сравнивались с аналитическими решениями и данными других авторов по таким параметрам, как времена задержки воспламенения, длина зоны индукции, количество и размер детонационных ячеек в плоском канале.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 18-33-00740, 18-08-01442, 16-57-48007.

Список литературы:

1. Shimizu, H., Tsuboi, N., Hayashi A.K. Study of detailed chemical reaction model on hydrogen-air detonation // 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, AIAA paper 2001-

ЗАЖИГАНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННОГО УГЛЯ В УСЛОВИЯХ ЛОКАЛЬНОГО КОНДУКТИВНОГО НАГРЕВА

Глушков Д.О.

Национальный исследовательский томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Широкое применение угля, характеризующегося относительно высокими показателями взрывопожароопасности, в теплоэнергетике и химической промышленности объясняет актуальность данного исследования, целью которого является экспериментальное изучение закономерностей и характеристик зажигания слоя измельченного бурого угля разогреваемыми до высоких температур металлическими частицами, а также разработка прогностической математической модели взаимосвязанных физико-химических процессов при газофазном зажигании угля.

Исследования выполнены для бурого угля марки 2Б Канско-Ачинского бассейна (разрез Бородинский, Красноярский край). Основные характеристики угля: $W^a=28\%$, $A^d=12,3\%$, $V^{daf}=51,54\%$, $Q_s^r=14,82$ МДж/кг, $C^{daf}=73,27\%$, $H^{daf}=4,63\%$, $N^{daf}=0,88\%$, $S^{daf}=0,93\%$, $O^{daf}=20,3\%$. В качестве источников зажигания использовались стальные частицы в форме: сферы ($d_p=10$ мм), диска ($d_p=z_p=10$ мм), параллелепипеда ($a_p=b_p=c_p=10$ мм). Начальная температура частиц варьировалась в диапазоне 1100–1400 К.

Для установления значений времен задержки зажигания проводились серии из 7–10 экспериментов при идентичных начальных условиях. Размеры образцов топлива – диаметр 40 мм и высота 10 мм. Разработанная математическая модель процесса представлена системой нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных (энергии, диффузии) с соответствующими начальными и граничными условиями, которая решалась методом конечных разностей.

Анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований позволил сделать вывод о границах (условиях) применения на практике разработанной математической модели:

- тип угля – бурый;
- дисперсность угля от 0,2 до 1 мм;
- конфигурация локального источника энергии – сфера, диск, параллелепипед;
- характерный размер горячей частицы – без ограничения;
- материал горячей частицы – неметалл, металл (начальная температура не должна превышать температуру плавления);
- взаимное расположение горячей частицы и слоя угля – частица расположена на поверхности угля, внедрение горячей частицы в приповерхностный слой допускается (при модификации математической модели).

В результате экспериментального исследования условно выделены три режима зажигания (рис. 1), характеризующихся взаимосвязанными параметрами локального источника энергии (начальная температура) и процесса зажигания (время задержки, распо-

ложение зоны инициирования горения в окрестности горячей частицы).

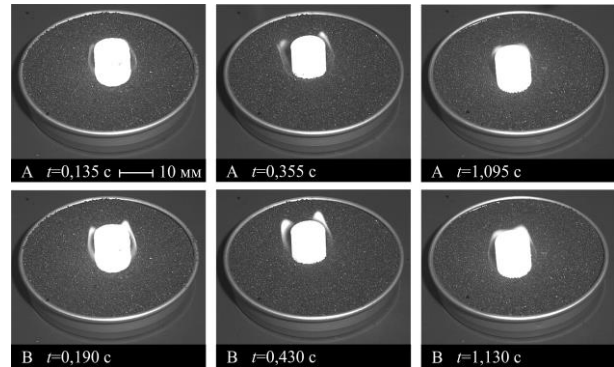


Рис. 1. Кадры видеogramмы зажигания угля (дисперсность 0,25–0,5 мм) стальной частицей в форме диска $d_p=z_p=10$ мм. Расположение зоны зажигания зависит от начальной температуры стальной частицы: а – в окрестности поверхности угля при $T_p=1373$ К; б – в окрестности боковой поверхности стальной частицы при $T_p=1273$ К; в – над стальной частицей при $T_p=1173$ К.

При первом режиме $T_p > 1300$ К, $t_d < 0,2$ с зона зажигания расположена у основания горячей частицы (рис. 1а). При $T_p=1200$ –1300 К, $t_d=0,3$ –0,6 с зона инициирования горения находится около боковой грани локального источника энергии (рис. 1б). При третьем режиме $T_p < 1200$ К, $t_d > 1$ с зона зажигания расположена над частицей (рис. 1в).

Также установлено хорошее соответствие результатов численного моделирования с экспериментальными данными (рис. 2). Отличие соответствующих значений t_d не превышает погрешности измерений.

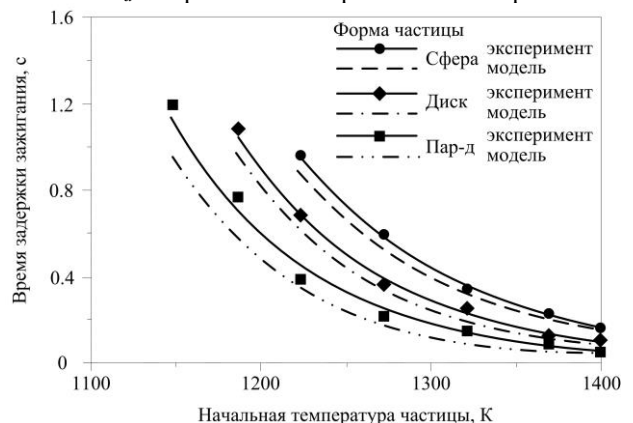


Рис. 2. Зависимости времени задержки зажигания от начальной температуры стальной частицы размером 10 мм при дисперсности угля 0,25–0,5 мм.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-2454.2018.3).

УДК 536.46

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ПРОБООТБОРНОГО ЗОНДА В ПЛАМЕНИ

Дмитриев А.М.^{1,2}, Лобода Е.Л.³, Князьков Д.А.^{1,2}

¹ Институт химической кинетики и горения им. В.В. Воеводского СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 3

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³ Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Для исследований химической структуры пламён широко применяются зондовые методы отбора газовых проб. Пробоотборник (зонд), находясь во фронте пламени, неизбежно вносит тепловые и газодинамические возмущения. В результате происходит искажение истинных профилей температуры и концентрации соединений во фронте пламени (структуры пламени). Таким образом, зондовые возмущения вносят систематическую ошибку измерений, которую невозможно исключить, а потому требуют точной оценки. Несмотря на ряд попыток [1-2] численного расчёта течения вблизи кончика зонда, до сих пор полного моделирования зондовых возмущений при различных давлениях с учётом химических превращений не проведено.

Распределение температуры по поверхности зонда в пламени является важной информацией, которая поможет упростить и уточнить расчёты. В связи с этим целью данной работы стало экспериментальное определение температуры поверхности кварцевого зонда установки с молекулярно-пучковой системой отбора пробы в лаборатории кинетики процессов горения ИХКГ СО РАН.

Исследуемый зонд представлял собой кварцевый конус высотой 15,2 мм с отверстием в вершине. Диаметр отверстия составлял 120 мкм, толщина стенок у кончика 140 мкм и 300 мкм у основания. Внутренний растров конуса составлял 40°. Зонд крепился к охлаждаемому водой фланцу, температура воды поддерживалась равной 18-20 °С.

Температура поверхности зонда измерялась в предварительно перемешанных пламёнах, стабилизированных на плоской горелке. Измерения проводились в бедном ($\varphi=0,8$) метановом пламени при атмосферном давлении и стехиометрическом ($\varphi=1,0$) метановом пламени при давлениях 1, 3 и 5 атм.

Измерения проводились оптическим методом при помощи тепловизора JADE J530SB с разрешением матрицы 320×240 пикселей в диапазоне длин волн 2,5-2,7 мкм. Тепловизор калибровался на модели абсолютно черного тела АЧТ 45/100/1100. Так как при работе с высокими давлениями пламя оказывалось экранированным смотровым окном камеры, внутри которой располагалась горелка, была проведена отдельная калибровка на АЧТ, экранированным стеклом камеры сгорания. Для сравнения и учёта экранирования поверхности зонда пламенем, проводились термодпарные измерения. Использовались тонкие Pt/Pt-Rh(10%) термодпары, покрытые слоем SiO₂. Толщина проволоки составляла 30 мкм, общая толщина термодпар с покрытием составляла 60±15 мкм. Для измерений температуры стенки пробоотборника

термодпара натягивалась на зонд, обхватывая его по внешней поверхности. Таким образом, достигался хороший тепловой контакт между поверхностью и термодпарой по всей длине плеч термодпары. Положение термодпары и горелки относительно зонда контролировалось при помощи катетометра с точностью ±20 мкм. Измерение в каждой точке проводилось не менее двух раз.

В результате получены численные данные по распределению температуры на поверхности зонда в зависимости от расстояния между горелкой и зондом h для разных пламён и давлений (рис.1). Анализ температурных профилей в каждой точке вдоль поверхности зонда (вдоль линии 1) показал, что при атмосферном давлении профиль температуры на поверхности подобен профилю температуры в пламени. При давлениях же 3 и 5 атм профиль температуры на поверхности соответствует распределению температуры в зоне продуктов горения, и температура каждой точки поверхности незначительно меняется от h . Это указывает на то, что зона пламени в данных условиях очень узкая, и при любом h зонд находится в конечной зоне пламени. Полученные результаты будут использованы для развития и проверки модели зондовых возмущений, предложенной в работе [1].

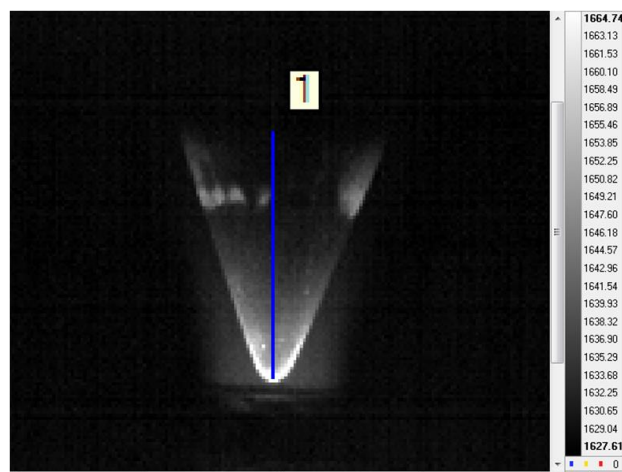


Рис. 1. Тепловизионная фотография зонда в пламени при 3 атм, $h=0,1$ мм.

Список литературы:

1. Deng L., Kempf A., Hasemann O., Korobeinichev O. P., Wlokas I. Investigation of the sampling nozzle effect on laminar flat flames // Combust. Flame 2015. Т. 162. № 5. С. 1737–1747.
2. Skovorodko P.A., Tereshchenko A.G., Korobeinichev O.P., Knyazkov D.A., Shmakov A.G. Experimental and numerical study of probe-induced perturbations of the flame structure // Combust. Theory Model. – 2013. – Т. 17 – № 1 – 1–24с.

УДК 614.841.41

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПОЖАРНОЙ ОПАСНОСТИ НЕКОТОРЫХ ВИДОВ ДРЕВЕСНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ИК-ДИАГНОСТИКИ

Касымов Д.П., Агафонцев М.В., Перминов В.В.

Томский государственный университет,
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Для противопожарной защиты различных построек необходимы научные разработки, основанные на теоретико-экспериментальных исследованиях для определения закономерностей воспламенения и горения при воздействии на них тепловых потоков от модельных природных пожаров.

В литературе имеется большое количество экспериментальных работ по исследованию пожарной опасности древесины, которые свидетельствуют о влиянии различных факторов на ее пожароопасные показатели (порода и разновидность древесины, условия и продолжительность эксплуатации, влажность, интенсивность пожара и т. д.). Можно выделить работы [1–7]. В них исследованы особенности пиролиза и термоокислительного разложения древесины, определены теплофизические характеристики, получены значения скоростей обугливания при различных температурных режимах. На основе этих данных в настоящее время можно судить о показателях огнестойкости деревянных конструкций, однако большинство методов, используемых для оценки пожарной опасности древесины, относятся к классу контактных методов (микротермопарная техника, метод молекулярно-пучковой зондовой масс-спектрометрии, методы термического анализа и т. д.).

Следует учесть тот факт, что до сих пор имеется достаточно мало сведений по результатам применения бесконтактных методов при огневых испытаниях фрагментов зданий и строительных конструкций [8]. Также традиционными методами измерения температуры при проведении пожарно-технических испытаний строительных конструкций остаются контактные методы.

Таким образом, целью работы является исследование в лабораторных условиях показателей пожарной опасности (задержки зажигания, скорость обугливания, вероятность воспламенения) древесных строительных материалов, а также оценка влияния огнезащитных составов с применением метода ИК-диагностики.

За основу была взята модель низового лесного пожара, как наиболее распространенного в природных условиях, моделирования которого в лабораторных условиях не требовало существенных технических затрат.

В качестве метода, используемого для регистрации температуры, использовалась ИК термография. Съемка тепловизором JADE J530SB проводилась с целью определения температуры на поверхности деревянных образцов при воздействии очага горения,

детектировании очагов пламенного горения и теплонапряженных участков.

В качестве исследуемых образцов строительных материалов были использованы: ДВП, ДСП, стеновая панель МДФ, древесный массив из хвойных пород.

Методика проведения эксперимента, характеристики огнезащитных составов, используемых в эксперименте, а также предварительные результаты представлены в работе [9].

Основные выводы. Экспериментально проанализировано влияние модельного низового лесного пожара на исследуемые образцы строительных материалов, а также произведена оценка задержки зажигания, скорости обугливания и вероятности воспламенения. Получена зависимость показателей пожарной опасности строительных материалов от условий применения, способа пропитки и типа огнезащитного состава.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ № МК – 3885.2018.8

Список литературы:

1. Bartlett, A. I. Analysis of cross-laminated timber charring rates upon exposure to nonstandard heating conditions / A. I. Bartlett, R. M. Hadden, L. A. Bisby, A. Law // 14th International Conference and Exhibition, Proceedings. – Fire and Materials, 2015. – Pp. 667–681.
2. Reszka, P. In-depth temperature measurements in wood exposed to intense radiant energy / P. Reszka, J. L. Torero // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2008. – Vol. 32(7). – Pp. 1405–1411. doi:10.1016/j.expthermflusci.2007.11.014.
3. Experimental analysis of cross-laminated timber panels in fire / A. Frangi [and other] // Fire Safety Journal. – 2009. – Vol. 44(8). – Pp. 1078–1087. doi:10.1016/j.firesaf.2009.07.007.
4. Babrauskas, V. Charring rate of wood as a tool for fire investigations / V. Babrauskas // Fire Safety Journal. – 2005. – Vol. 40(6). – Pp. 528–554. doi:10.1016/j.firesaf.2005.05.006.
5. A field experiment on grass fire effects on wooden constructions and peat layer ignition / A. M. Grishin [and other] // International Journal of Wildland Fire. – 2014. – Vol. 23(3). – Pp. 445–449. doi:10.1071/WF12069.
6. Kuznetsov, V. T. Ignition of various wood species by radiant energy / V. T. Kuznetsov, A. I. Fil'kov // Combustion, Explosion and Shock Waves. – 2011. – Vol. 47(1). – Pp. 65–69. doi:10.1134/S0010508211010096.
7. Сивенков, А. Б. Горение древесины и ее пожароопасные свойства / А. Б. Сивенков, Р. М. Асеева, Б. Б. Серков. – Монография. – М.: Академия ГПС МЧС России. – 2010. – 262 с.
8. Термографирование при огневых испытаниях фрагментов зданий и строительных конструкций / В. С. Мельников [и др.] // Пожарная безопасность. – 2015. – № 3. – С. 83–90.
9. Kasymov D. Investigation of the Fire Hazard Characteristics of Wood Using Infrared Thermography / D. Kasymov, M. Agafontsev // Proceedings of the 8th European Combustion Meeting. – Dubrovnik, Croatia, 2017. – Pp. 1484–1488. URL: <http://www.adriacombustioninstitute.org/ecm2017/> (дата обращения: 29.09.2017).

УДК 532.525.2

ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ МИКРОСТРУИ ВОДОРОДА ПРИ ДО И СВЕРХЗВУКОВОМ ИСТЕЧЕНИИ ИЗ СОПЛА (ЯВЛЕНИЕ ЗАПИРАНИЯ)

Козлов В. В.¹, Грек Г. Р.¹, Литвиненко Ю. А.¹, Шмаков А. Г.²

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

² Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН
630090, Россия, ул. Институтская, 3.

Представлены результаты экспериментальных исследований [1-4] явления закипания микросопла при диффузионном горении микроструи водорода на больших скоростях её истечения в ситуации поджигания водорода вблизи среза сопла. Обнаружено, что причиной закипания микросопла является нагрев стенок сопла от “области перетяжки пламени”, сохраняющейся вплоть до трансзвуковых скоростей и не позволяющей соплу охладиться и перейти на сверхзвуковую скорость истечения струи водорода. Показано, что поджигание водорода вдали от среза сопла при развитом сверхзвуковом истечении водорода в затопленное пространство приводит к исчезновению области перетяжки пламени, отрыву пламени от среза сопла и, соответственно, прекращению нагревания сопла и возможности выхода микроструи на сверхзвуковую скорость истечения струи водорода. Установлено, что область перетяжки пламени является стабилизирующим фактором дозвукового горения микроструи водорода вплоть до трансзвуковых скоростей, а наличие сверхзвуковых ячеек, во втором случае, стабилизирует сверхзвуковое диффузионное горение микроструи водорода. Впервые представлено четыре сценария диффузионного горения плоской микроструи водорода, включая сверхзвуковое горе-

ние при наличии сверхзвуковых ячеек как по воздуху, так и по водороду.

Обнаружен гистерезис процесса диффузионного горения плоской микроструи водорода в зависимости от способа поджигания микроструи (вблизи или вдали от среза сопла) и направления изменения скорости её истечения (роста или уменьшения).

Работа поддержана Грантом РФФ 16-19-10330

Список литературы

1. Козлов В. В., Шмаков А. Г., Грек Г. Р., Козлов Г. В., Литвиненко Ю. А. Явление закипания микросопла при диффузионном горении водорода – ДАН, 2018, том 480, № 1, с. 1–6.
2. Kozlov V.V., Grek G.R., Korobeinichev O.P., Litvinenko Yu.A., Shmakov A.G. Features of diffusion combustion of hydrogen in the round and plane high-speed microjets (part II) – International Journal of hydrogen energy 41 (2016) pp. 20240–20249.
3. Shmakov A.G., Grek G.R., Kozlov V.V., Litvinenko Yu.A, Influence of initial and boundary conditions at the nozzle exit upon diffusion combustion of a hydrogen microjet – International Journal of hydrogen energy 42 (2017) pp. 15913–15924.
4. Kozlov V.V., Grek G.R., Kozlov G.V., Litvinenko Yu.A., Shmakov A.G. Experimental study on diffusion combustion of high-speed hydrogen round microjets – International Journal of hydrogen energy xxx (2018) pp. 1–12.

ГОРЕНИЕ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА В УСЛОВИЯХ ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИИ

Копьев Е.П.¹, Алексеенко С.В.¹, Ануфриев И.С.^{1,3}, Арсентьев С.С.^{1,2}, Шарыпов О.В.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ Новосибирский государственный технический университет,
630073, Новосибирск, пр-т К.Маркса, 20

В ИТ СО РАН предложен новый способ сжигания жидкого углеводородного топлива в потоке перегретого водяного пара, при котором происходит газификация углеродосодержащих частиц неполного сгорания жидких углеводородов. На горелочных устройствах испарительного типа было показано [1, 2], что подача перегретого водяного пара в зону горения жидких углеводородов резко интенсифицирует горение. При этом обеспечивается устойчивое воспламенение, высокая полнота сгорания топлива и низкое содержание токсичных компонентов в продуктах сгорания. Этот способ сжигания является перспективным для экологически безопасной утилизации низкокачественных жидких углеводородных топлив и горючих производственных отходов с получением тепловой энергии.

В развитие предыдущих исследований, в данной работе на примере дизельного топлива экспериментально изучается процесс горения диспергированного жидкого углеводородного топлива в горелочном устройстве с принудительной регулируемой подачей пара (см. рис. 1).

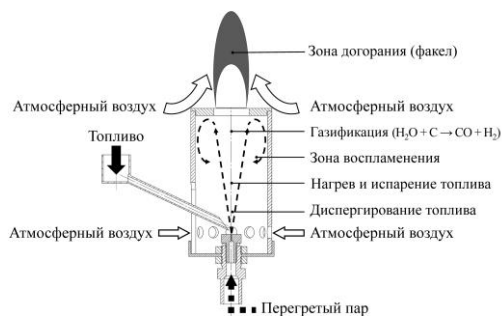


Рис. 1. Схема работы горелочного устройства.

Распыление жидкого топлива обеспечивается в результате взаимодействия с высокоскоростной струей перегретого водяного пара. Данный способ диспергирования имеет существенные технологические преимущества при использовании некондиционного жидкого топлива, связанные с предотвращением коксования форсунки и засорения каналов подачи топлива, что улучшает эксплуатационные характеристики и надёжность горелочного устройства.

Целью работы является получение экспериментальных данных в различных режимах сжигания для обоснования закономерностей влияния параметров водяного пара на основные характеристики процесса горения жидких углеводородов (состав продуктов сгорания и удельная мощность тепловыделения).

Проведены исследования состава продуктов сгорания и удельной мощности тепловыделения в широком диапазоне изменения режимных параметров работы горелочного устройства (расход и температура пара, расход топлива) с диспергированием жидкого топлива струей перегретого водяного пара. Измерение тепловой мощности при сжигании дизельного топлива в исследуемых режимах осуществлялось с помощью проточного калориметра [2]. Факел горелочного устройства вводился во внутренний канал калориметра после установления постоянной разности температуры воды на входе и на выходе. Температура теплоносителя (воды) измерялась на входе и на выходе калориметра при установившемся стационарном тепловом режиме с помощью хромель-алюмелевых термопар. Объемный расход воды регулировался краном и регистрировался с использованием расходомера (пределы относительной погрешности 2%). Объемный расход и температура газов, выходящих из калориметра, определялись с помощью термоанемометра Testo 4251, (погрешность измерения скорости $\pm(0.03 \text{ м/с} + 5\%$ от измеренного значения), температуры $\pm 0.5^\circ\text{C}$) и электронного термометра (погрешность 0.05°C). Температура газового потока на выходе из калориметра близка к температуре окружающей среды. Для контроля состава газообразных продуктов горения использовался газоанализатор TESTO 350, позволяющий измерять следующие компоненты: O_2 , CO , NO , NO_2 , SO_2 , CO_2 с погрешностью в пределах 5%. Забор проб продуктов реакции производился на выходе калориметра.

В результате проведения исследований были найдены режимы, при которых обеспечивается высокая полнота сгорания топлива при одновременно низком содержании вредных выбросов (CO и NO_x) в газообразных продуктах реакции.

Исследования выполнены при финансовой поддержке государства в лице Министерства образования и науки РФ, RFMEFI60417X0185

Список литературы:

1. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52. № 3. С. 37-44
2. Anufriev I., Arsentyev S., Vigrayanov M., Kopyev E., Sharypov O. Burning of substandard liquid hydrocarbons with steam gasification // MATEC Web of Conferences. – 2017. – Vol. 115. – Article No. 03013. – 4 p.

УДК 536.46

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ И АГЛОМЕРАЦИИ ВЭМ, СОДЕРЖАЩИХ ПОРОШКИ БИМЕТАЛЛОВ

Коротких А.Г.^{1,2}, Архипов В.А.², Глотов О.Г.³, Сорокин И.В.¹, Селихова Е.А.¹

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

²Национальный исследовательский Томский государственный университет 634050, Россия, Томск, пр. Ленина 36

³Институт химической кинетики и горения СО РАН 63090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 3

Основными характеристиками горения высокоэнергетических материалов (ВЭМ) применительно к энергосиловым установкам, являются зависимость линейной скорости горения от давления, единичный импульс, равный приросту величины тяги, реализуемому при сгорании единицы массы топлива, а также состав и характеристики конденсированных продуктов сгорания (КПС).

В работе представлены методика измерения скорости горения ВЭМ и отбора КПС в проточной бомбе с целью определения закона скорости горения, гранулометрического, химического и фазового составов продуктов сгорания твердотопливных композиций на основе ПХА, бутадиенового каучука СКДМ-80, содержащих 15.7 мас. % порошки алюминия (АСД-4 и Alex), Alex/Fe и Alex/B.

Скорость горения исследуемых составов ВЭМ определяли по известной длине образца и времени его горения, измеряемому по сигналу от датчика давления в проточной бомбе. При горении ВЭМ оттекающие продукты сгорания смешивались со спутным потоком инертного газа продувающего бомбу, происходило гашение конденсированных частиц. Затем газообразные и конденсированные продукты сгорания проходили через пакет металлических ситовых сеток и аналитический аэрозольный фильтр. Отобранные частицы КПС отсеивали на оксидные частицы (диаметром менее 55 мкм) и частицы-агломераты, которые затем отдельно анализировали.

Получены экспериментальные данные скорости горения ВЭМ (рис. 1а) при давлении 2–8 МПа. Установлено, что скорость горения ВЭМ, содержащего порошок алюминия АСД-4, в 1.4–2.0 раза меньше, чем ВЭМ с УДП алюминия Alex. Скорость горения ВЭМ, содержащего УДП Alex и Alex/B, совпадает в пределах экспериментальной погрешности. Применение УДП Alex/Fe в составе ВЭМ приводит к увеличению скорости горения в 1.3–1.4 раза, по сравнению с ВЭМ содержащего Alex, при этом степенной показатель закона скорости горения практически не изменяется и равен 0.45.

Анализ отобранных КПС показал, что при горении УДП Alex/Fe в составе ВЭМ, средний диаметр частиц-агломератов и массовое содержание агломератов в составе КПС (рис. 1б) увеличивается до 1.2 и

1.4 раза, соответственно, по сравнению с горением ВЭМ с Alex. При этом содержание и средний диаметр оксидных частиц в составе КПС незначительно уменьшаются (в ~1.15 раза).

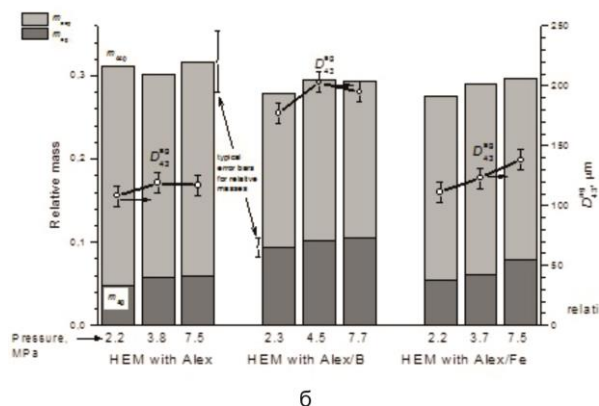
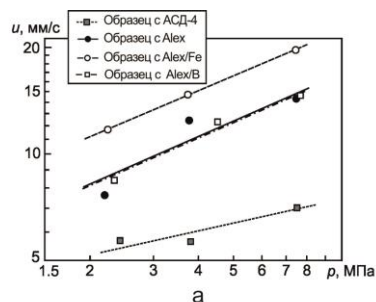


Рис. 1. Скорость горения ВЭМ в зависимости от давления: АСД-4 – $u = 4.60p^{0.20}$; Alex – $u = 6.00p^{0.45}$; Alex/Fe – $u = 8.29p^{0.43}$; Alex/B – $u = 5.99p^{0.45}$ (а) Средний диаметр и относительная масса агломератов в составе КПС при различных давлениях (б).

При горении УДП Alex/B составе ВЭМ агломерация усиливается за счет увеличения содержания частиц-агломератов в составе КПС в 1.8–2.2 раза и увеличении среднего диаметра частиц-агломератов в 1.6–1.7 раза. При этом содержание и средний диаметр оксидных частиц в составе КПС уменьшаются в 1.2–1.3 и 1.3–1.4 раза, соответственно.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-03-00630 а.

УДК 536.46

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ КЕРОСИНА В
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ГАЗЕ**

Крайнов Д.А.^{1,2}, Крайнов А.Ю.¹

¹Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

²Томский политехнический университет, 634050, Россия, Томск, пр. Ленина 30.

Работа посвящена математическому моделированию испарения капли керосина в высокотемпературной среде. Для интенсификации процесса испарения капель в керосин добавляют наноразмерный порошок алюминия в небольших количествах [1].

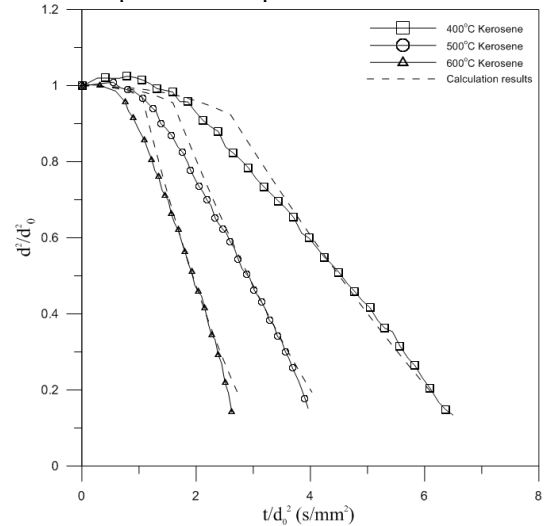
Математическая модель строится при следующих предположениях: капля керосина находится в инертной среде с высокой температурой при атмосферном давлении. Капля нагревается и испаряется. Распределение температуры в капле однородное. Температура окружающей среды предполагается не изменной. Теплообмен капли с окружающей средой происходит конвективным и лучистым механизмами. Конвективный теплообмен капли с окружающим газом описывается законом Ньютона для теплообмена с коэффициентом теплообмена, учитывающим стефановский поток паров керосина от поверхности капли [2]. Лучистый теплообмен описывается законом Стефана-Больцмана. Теплота, подводимая к капле от окружающей среды тратится на нагрев керосина от начальной температуры до температуры кипения и на частичное испарение. После достижения температуры кипения все тепло, подводимое к капле, тратится на ее испарение. Предполагается, что при добавлении в керосин некоторого количества наноразмерного порошка алюминия изменяется степень черноты капли.

Система уравнений математической модели состоит из уравнения сохранения массы и энергии капли. Система записанных обыкновенных дифференциальных уравнений решалась методом Эйлера. Расчеты проводились при теплофизических характеристиках керосина. Температура окружающей среды варьировалась в интервале 400 ÷ 600 °C, диаметр капли принят равным $d = 1.0 \text{ мм}$. В расчетах варьировалась величина степени черноты капли керосина, ε , для согласования времени испарения капли чистого керосина и с добавлением наноразмерного порошка алюминия.

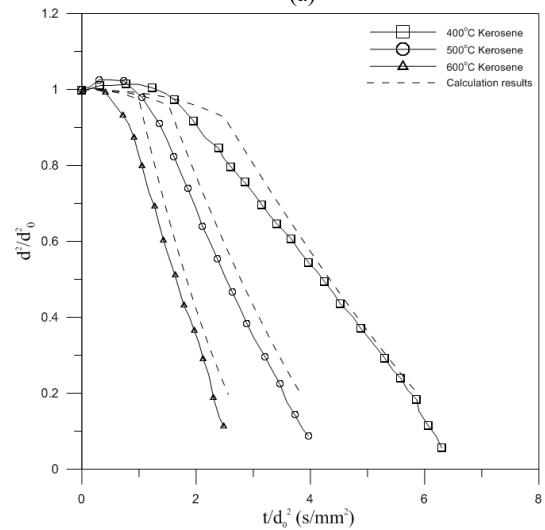
На рис. 1а представлены результаты сравнения расчета динамики испарения капли чистого керосина во времени с экспериментальными измерениями. Результаты представлены в виде зависимости $\frac{d^2}{d_0^2} \left(\frac{t}{d_0^2} \right)$

как в [1]. Видно, что время достижения момента времени, когда 90% массы капли керосина испарилось, хорошо согласуется с результатами экспериментальных замеров при $\varepsilon = 0.88$. На рис. 1б представлены результаты экспериментальных данных и расчета динамики испарения капли керосина с добавлением 1% (по массе) наноразмерного порошка алюминия. Расчет проведен при $\varepsilon = 0.95$. Также получено удовлетворительное согласие времени испарения 90% первоначальной массы капли керосина. Присутствие

наноразмерного порошка алюминия в капле керосина увеличивает поглощательную способность капли, что уменьшает время ее испарения.



(а)



(б)

Рис. 1. Зависимость изменения во времени диаметра капли чистого керосина (а) и капли керосина с добавлением 1% наноразмерного порошка алюминия (б)

Список литературы:

1. Irfan Javed, Seung Wook Baek, Khalid Waheed, Ghafar Ali, Sung Oh Cho, Evaporation characteristics of kerosene droplets with dilute concentrations of ligand-protected aluminum nanoparticles at elevated temperatures // Combustion and Flame, 2013, V. 160, n. 12, с. 2955-2963.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука, 1987. 464 с.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20011).

УДК 620.9, 665.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА ПРИ ВДУВЕ СТРУИ ВОДЯНОГО ПАРА В ПЕРСПЕКТИВНОЙ ГОРЕЛКЕ

Красинский Д.В., Шарыпов О.В.

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

Развитие научных основ новых технологий энергоэффективной и экологически безопасной утилизации некондиционных жидких углеводородных топлив и отходов является актуальной научной задачей. В связи с этим, разработка малогабаритных горелок, работающих на некондиционных жидких углеводородных топливах и отходах, представляет большой научно-практический интерес. Известно, что специально организованный подвод водяного пара в зону горения позволяет существенно повысить экологические характеристики и эффективность процесса сжигания тяжелых углеводородных топлив. На основе этого принципа в ИТ СО РАН ранее были разработаны лабораторные образцы перспективного горелочного устройства [1–2] мощностью от 5 до 20 кВт (Патент РФ № 2219435), в которых реализован автономный самоподдерживающийся режим подачи (вдува) струи перегретого водяного пара в насыщенную сажей зону горения продуктов термического разложения жидкого углеводородного топлива.

В такой горелке мощностью ~10 кВт, исследуемой путем численного моделирования в настоящей работе, конструктивно реализована раздельная подача дизельного топлива, воздуха и водяного пара. При этом перегретый пар генерируется в парогенераторе (где имеется бачок воды объемом 0.3 л) горелочного устройства за счет тепла, выделяемого при горении, и вдувается через центральную форсунку ($\varnothing 0.5$ мм) в виде струи, «пронизывающей» основной канал горелки. Атмосферный воздух поступает в горелку за счет эжекции через отверстия, расположенные по окружности в нижней части корпуса горелки. В экспериментальных исследованиях [2] продемонстрировано, что в установившемся режиме (при достижении давления пара более 3 атм, контролируемого по манометру пароперегревателя) происходит резкая интенсификация горения, формируется выходящий из горелки яркий короткий вторичный факел, почти не содержащий сажи. Поэтому необходимо комплексное изучение всех факторов и процессов, обуславливающих достижение такого режима сжигания с низкими уровнями выбросов сажи, CO, NOx.

Физико-математическая модель, применяемая в работе для численного исследования реагирующего течения в экспериментальной горелке, основана на эйлеровом описании многокомпонентной сплошной среды. Течение полагается стационарным, дозвуковым, турбулентным, осесимметричным. Аэродинамика такого течения определяется осредненными по Фавру уравнениями неразрывности и количества движения, для замыкания которых выбрана «реализуемая» модификация $k-\varepsilon$ модели турбулентности. Для детального описания термохимического состояния газовой смеси применяется приближение Шваба-

Зельдовича с подмоделью вторичного консервативного скаляра ξ_2 (паровая струя как дополнительный поток). Для расчета химического реагирования привлекается полуэмпирическая модель химического квазиравновесия Р.Билжера, позволяющая учитывать десятки реагентов и промежуточных радикалов в смеси. Указанные методы позволяют выделить задачу определения термохимического состояния смеси из газодинамической задачи: построена термохимическая таблица размерностью $40 \times 25 \times 128$ в пространстве двух консервативных скаляров смешения и энтальпии (ξ_1, ξ_2, H) для 32 компонент смеси. Дизельное топливо во входном сечении полагалось испаренным при температуре 600 К и представлялось смесью углеводородов ($CH_4, C_2H_2, C_2H_4, C_6H_5, C_6H_6, C_8H_2$). При моделировании лучистого теплообмена в рамках P_1 приближения метода сферических гармоник для серой среды дополнительно учитывается вклад сажи в величину коэффициента поглощения. Для описания процессов образования и поглощения сажи применяется модель Мосса-Брукса-Халла, основанная на решении двух уравнений переноса для концентраций зародышей сажи и ее массовой доли. Для численного исследования рассматривался типичный рабочий режим лабораторной горелки с расходом топлива 1 л/ч и расходом воды 0.3 л/ч. Расчеты выполнены с использованием CFD-пакета FLUENT.

Анализ результатов расчетов позволил определить аэротермохимическую структуру реагирующего потока (в т.ч. выявлена трехслойная коаксиальная структура потока внутри основного канала горелки), и подтвердить предположение о том, что за счет воздействия паровой струи происходит газификация топлива, в результате которой в основном канале горелки образуется смесь синтез-газа с инертными продуктами, что приводит к наблюдаемой в экспериментах интенсификации горения во внешнем факеле. Результаты численного моделирования показывают качественное согласие с экспериментальными данными [2]. Также в расчетах для исследуемой горелки получены значения концентрации NOx 12 мг/м^3 (в то время как при замене пара струей воздуха эмиссия NOx повышается до 150 мг/м^3).

Список литературы:

1. Алексеенко С.В., Пашенко С.Э., Саломатов В.В. Нанокластерное инициирование горения некондиционных углеводородных топлив // ИФЖ. – 2010. – Т. 83, № 4. – С. 682–693.
2. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // ФГВ. – 2016. – Т. 52, № 3. – С. 37–44.

*Работа выполнена за счет средств, полученных от
ФАНО России*

УДК 620.91

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ NO_x В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ КОТЛА МАЛОЙ МОЩНОСТИ ПРИ СЖИГАНИИ ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Кузнецов В.А.^{1,2}, Мальцев Л.И.², Дектерев А.А.^{1,2}, Чернецкий М.Ю.²

¹ ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет,
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 20

Совершенствование технологий применения различных видов топлива для развития энергетической отрасли в настоящее время является важной задачей. В связи с этим угольная энергетика на данном этапе требует применения инновационных технологий – энергоэффективных, ресурсосберегающих и экологически чистых. Одним из путей обеспечения масштабного вовлечения угля, по крайней мере, в малой энергетике, может быть использование технологии капельно-факельного сжигания угля в виде водоугольной суспензии (водоугольного топлива, ВУТ) [1–4]. Технология сжигания угля в виде ВУТ является одной из самых экологически чистых, экономически выгодных и перспективных. Она позволяет использовать для приготовления ВУТ низкокалорийные и тощие угли и отходы углеобогащения, а также создавать на их основе композиционные водо-торфоугольные, водо-нефте-угольные и другие топливные составы.

Целью работы является численное исследование влияния режимных параметров на образование оксидов азота при капельно-факельном сжигании водоугольного топлива в перспективном котле малой мощности.

В качестве объекта исследования был выбран водогрейный котел оригинальной конструкции с номинальной мощностью 1 МВт для факельного сжигания ВУТ. Топливо в топку подается пневматической форсункой, имеющей хорошие показатели эффективности и надежности в работе. В топке имеются два окна для вдува дутьевого воздуха, которые обеспечивают вихревое движение потока смеси топливо-окислитель и позволяют интенсифицировать тепло-массообменные процессы горения.

Для расчетов была выбрана математическая модель, которая включала в себя: описание движение несущей фазы на основе RANS подхода с двухпараметрической моделью турбулентности k-ε, перенос излучения на основе дискретно-ординатного метода, движение частиц/частиц на основе подхода Лагранжа, горение в газовой фазе на основе гибридной модели eddy-dissipation concept. ВУТ представляется дискретным набором частиц, которые состоят из комплекса вода+уголь [5]. Под водой подразумевается внешняя влага, которая добавляется при изготовлении ВУТ. Внутренняя влага, определяемая при техническом анализе топлива, входит в состав топлива. Процесс воспламенения и горения частицы происходит стадийно. Вначале испаряется внешняя влага. При испарении влаги используется модель испарения капель. После испарения влаги происходит

распад частицы. Образовавшиеся после распада частицы выгорают по модели воспламенения и горения частицы угля. По данной модели происходит прогрев частицы, выход внутренней влаги и летучих компонент топлива, горение кокосового остатка. Летучие компоненты выгорают в газовой фазе. В процессе выгорания угольной частицы происходит уменьшение ее массы и диаметра, плотность частицы остается постоянной.

Образование NO_x при сжигании угля происходит по трем механизмам: термические NO_x, быстрые NO_x и топливные NO_x. Топливные NO_x дают основной вклад в общее количество оксидов азота, образующихся при факельном сжигании ВУТ. Для расчета топливных NO_x в математической модели реализована модифицированная модель de Soete [6].

Исследования проведены с использованием универсального CFD пакета программ «SigmaFlow».

На основе методов вычислительной гидродинамики выполнены численные исследования перспективной топочной камеры водогрейного котла малой мощности. Проведена оценка влияния режимных параметров на образование оксидов азота, а также получены данные по интегральным и локальным распределениям в топке котла. Сравнительный анализ показал, что результаты численного эксперимента хорошо согласуются с данными натурного эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Соглашению о субсидии № 14.607.21.0150 (Уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI60716X0150).

Список литературы:

1. Мальцев Л.И., Кравченко И.В., Лазарев С.И., Лапин Д.А., Сжигание каменного угля в виде водоугольной суспензии в котлах малой мощности. Теплоэнергетика. 2014. № 7. С. 25.
2. Ходаков Г.С. Водоугольные суспензии в энергетике, Теплоэнергетика. 2007. № 1. С. 35–45.
3. K. Aiuchi, R. Moriyama, S. Takeda, S. Kitada, M. Onozaki, Y. Katayama. A preheating vaporization technology of coal-water slurry for the gasification process, Fuel Processing Technology. 2007. V. 88. № 4. P. 325–331.
4. Д.О. Глушков, П.А. Стрижак, М.Ю. Чернецкий, Органоводоугольное топливо: проблемы и достижения (обзор). Теплоэнергетика, 2016, № 10, с. 31–41.
5. M. Chernetskiy, K. Vershinina, P. Strizhak Computational modeling of the combustion of coal water slurries containing petrochemicals. Fuel 220 (2018) 109–119
6. De Soete G.G., (1975), «Overall Reaction Rates of NO and N₂ Formation from Fuel Nitrogen», In 15th Symp. (Int'l.) on Combustion, page 1093. The Combustion Institute.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ ВОДОМАСЛЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ И ОРГАНОВОДОУГОЛЬНЫХ СУСПЕНЗИЙ

Курганкина М.А., Няшина Г.С., Стрижак П.А., Вершинина К.Ю.

Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Стремление многих развивающихся государств утилизировать многочисленные промышленные отходы (например, отработанные промышленные масла, горюче-смазочные материалы, нефтешламы, отходы обогащения углей и др.) при их совместном сжигании для получения тепловой и электрической энергии приводит к необходимости разработки универсальных камер сгорания и систем впрыска водомасляных эмульсий (ВМЭ), органоводоугольных (ОВУТ) топлив. Для этого необходимы достоверные экспериментальные данные об основных характеристиках зажигания и горения перспективных ВМЭ, ОВУТ и ВУТ. В настоящей работе экспериментально изучались характеристики зажигания и горения капель топливных эмульсий и суспензий, приготовленных на основе отработанного турбинного масла, воды и отхода углеобогащения (фильтр-кека) газового каменного угля.

Для определения параметров зажигания и горения капель ВМЭ и ОВУТ применялся подход, описанный в [1,2]. В качестве камеры сгорания использовалась трубчатая муфельная печь. Процессы нагрева, зажигания и горения капли суспензии регистрировались высокоскоростной видеокамерой. Подробное описание методики, средств измерения, оценки погрешностей и свойств компонентов дано в [1,2].

Режимы зажигания и горения для капель ВМЭ и ОВУТ отличаются. В частности, для капель ВМЭ характерно взрывное дробление с последующим газофазным воспламенением и горением. При этом прослеживался рост времени задержки зажигания (τ_d) при увеличении концентрации воды в топливной эмульсии. Для капель ОВУТ механизм зажигания включал стадии: инертный прогрев, испарение воды и жидкого горючего компонента, термическое разложение твердого горючего компонента, формирование горючей смеси из паров и летучих, газофазное зажигание и горение данной смеси, гетерогенное зажигание последнего и его гетерогенное горение. Чем выше концентрация жидкого горючего компонента и содержание летучих в твердом горючем компоненте ОВУТ, тем ближе механизм зажигания и горения к ВМЭ.

Горение капель ОВУТ сопровождалось появлением многократных локальных выбросов горючих масс и взрывным дроблением, особенно у составов с высокой долей твердого горючего компонента (40% фильтр-кек, 30% отработанное турбинное масло, 30% вода) и жидкого нефтепродукта (10% фильтр-кек, 45% отработанное турбинное масло, 45% вода). На рис. 1 приведены зависимости времени газофазного зажигания капель топлив в зависимости от температуры окислителя.

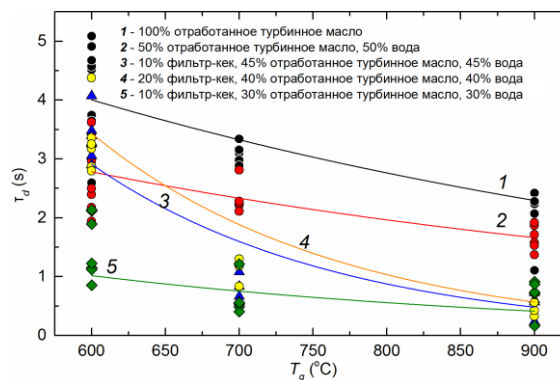


Рис. 1. Времена задержки газофазного зажигания капель топлив в зависимости от температуры в камере сгорания (при $Ra \approx 1.25$ мм).

Наибольшей инерционностью характеризовались процессы зажигания однородного жидкого горючего компонента без добавления воды или угля. Этот результат обусловлен реализацией только газофазного зажигания масла. При добавлении воды интенсифицировались эффекты вскипания и распада капли эмульсии, приводящие к ускорению процесса зажигания (на рис. 1 видно существенное снижение времени задержки зажигания эмульсий). При добавлении в эмульсию измельченного угольного компонента (кека) процесс зажигания реализовывался еще быстрее (рис. 1) за счет эффектов микровзрывов и образования факела с мелкодисперсными горящими угольными частицами.

По результатам измерений экологических параметров сжигания ВМЭ и ОВУТ вычислялись коэффициенты использования новых топлив относительно угля [1]. Концентрации основных антропогенных выбросов (оксидов серы и азота) при сжигании ВМЭ выше в 5–6 раз, чем у ОВУТ. Рассчитываемые коэффициенты [1] учитывали теплоту сгорания, антропогенные выбросы и стоимость топлив относительно аналогичных параметров угля. Установлено, что технико-экономические и экологические показатели для суспензий ОВУТ в 35–90 раз выше, чем для водомасляных эмульсий и в 6–16 раз выше, чем для пылеугольного топлива.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 15-19-10003).

Список литературы:

1. Dmitrienko M.A., Nyashina G.S., Strizhak P.A. Environmental indicators of the combustion of prospective coal water slurry containing petrochemicals // Journal of Hazardous Materials. 2017. V. 338. P. 148–159.
2. Glushkov D.O., Lyrshchikov S.Y., Shevryev S.A., Strizhak P.A. Burning Properties of Slurry Based on Coal and Oil Processing Waste // Energy and Fuels. 2016. V. 30. No. 4. P. 3441–3450.

УДК 636.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛЕСНОГО ПОЖАРА НА СЛОЙ ПОЧВЫ

Максимов В.И., Разва А.С., Захаревич А.С., Барановский Н.В.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Лесные пожары оказывают влияние на биогеоценозы лесных массивов [1]. Эти влияния могут быть разного характера. Важное значение имеет информация о распределении температуры в приповерхностном слое, поскольку в нем находятся корневые ответвления деревьев. Возможна разработка нового поколения систем геомониторинга с использованием математических моделей теплопереноса в приповерхностном слое почвы [2]. Однако, такие математические модели должны быть верифицированы с использованием результатов эксперимента. Поэтому необходимо физическое моделирование процессов теплопереноса в слое почвы при высокотемпературном воздействии лесного пожара.

Необходимо исследовать вертикальное и горизонтальное распределение температуры при воздействии источника высокой температуры. Предлагается моделировать воздействие лесного пожара тремя способами. Первый вариант предполагает использовать модельный нагреватель, чтобы имитировать инертный прогрев слоя почвы. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.а. Во втором варианте воздействия лесного пожара моделируется путем контакта почвы с пламенем горелки. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.б. И третий вариант предполагает воздействие модельного очага низового лесного пожара. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.с. На рисунке 1 цифрами обозначены следующие компоненты: 1 — металлический бокс, наполненный грунтом 2, который нагревается инертно нагревателем 3 (вариант а), газовой горелкой (вариант б) или в результате воздействия модельного очага низового лесного пожара (вариант с). Температуры нагревателя и по глубине слоя грунта измеряются с помощью набора термопар 4, которые через аналого-цифровой преобразователь 5 подключены шлейфом 6 к персональному компьютеру 7.

Отработка методики эксперимента для всех вариантов проведена с использованием заводской грунтовой композиции. В случае вариант модельного очага низового лесного пожара использовался опад сосны и травяная ветошь, которые являются типичными лесными горючими материалами для территории Восточной Сибири. Была разработана методика обработки исходных экспериментальных данных. Для каждой термопары рассчитывался массив усредненных значений, полученных в различные моменты времени. Для каждого усредненного значения температуры были посчитаны доверительные интервалы с доверительной вероятностью $P=0.95$. Эти значения рассчитывались в предположении нормального распределения случайной величины и с использованием критерия Стьюдента.

Таким образом, в настоящей работе представлено описание экспериментального стенда для физического моделирования воздействия лесного пожара на слой почвы. Установка выполнена в трех вариантах. Предполагается использование этой установки для физического моделирования процессов высокотемпературного воздействия низового лесного пожара на образцы реальных почв. Пробы почвы будут отображены на типичных участках лесных массивов в окрестности озера Байкал (Республика Бурятия).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Грант № 17-29-05093.

Список литературы:

1. N.V. Baranovskiy, G.V. Kuznetsov Forest fire occurrences and ecological impact prediction: monograph. Novosibirsk: Publishing House of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, 2017. 259 P.
2. Барановский Н.В., Ни А.Э. Численное исследование теплопереноса в слое почвы при воздействии локального очага возгорания в двумерной постановке // ИФЖ. 2014. Том 87. № 6. С. 1380-1386.

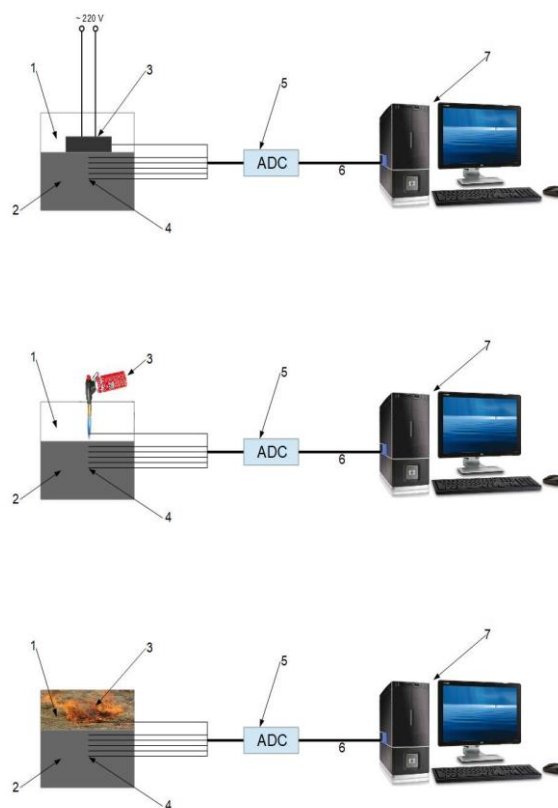


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: инертный нагреватель (а), горелка (б), модельный низовой пожар (с)

УДК 536.46

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОЧАГОВОГО ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ АЭРОВЗВЕСИ ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ

Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

В настоящей работе выполнено численное исследование задачи очагового зажигания и распространения пламени в аэровзвеси порошка алюминия. Целью работы являлось определение видимой скорости распространения пламени в аэровзвеси порошка алюминия в зависимости от размера и массовой концентрации частиц алюминия.

Математическая постановка задачи формулируется на основе работ [1–2]. Предполагается, что в воздухе равномерно распределена моодисперсная взвесь порошка алюминия с массовой концентрацией частиц ρ_{kb} , размером частиц $r_{Al,0}$. В центре облака частиц расположен очаг зажигания радиуса r_0 . Правая граница области полагается бесконечно удаленной от источника зажигания. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры [1]. Горение частиц алюминия описывается на основе экспериментальных данных [3], воспламенение частицы алюминия происходит при достижении ею температуры зажигания T_{kz} . Скорость гетерогенной химической реакции на частицах описывается с учетом массоотдачи [4]. Учитывается тепловое и динамическое взаимодействие между частицами и газом. Полагается, что при горении частицы алюминия радиус алюминия в частице r_{Al} уменьшается, радиус самой частицы r_k растет за счет нарастания оксидного слоя. До начала химических реакций в частице $r_k = r_{Al,0}$. Математическая постановка задачи для заданных допущений определяется системой уравнений, записанной в цилиндрической системе координат, и состоящей из уравнений неразрывности для газа, сохранения импульса и энергии для газа и частиц, баланса массы кислорода и частиц в смеси, уравнений счетной концентрации частиц и состояния газа.

В уравнениях, определяющих математическую постановку задачи правые части, отвечающие за химическое взаимодействие газа и частиц, определяются через радиус алюминия в частице. Слагаемые, определяющие инерционное и тепловое взаимодействие определяются через радиус самой частицы, состоящей из алюминия и оксидного слоя. Радиус частицы и радиуса алюминия, оставшегося в частице после выгорания, определялись согласно [2].

Задача решалась численно с использованием метода С. К. Годунова [5]. Слагаемые в правых частях уравнений, описывающие процессы переноса за счет теплопроводности и диффузии, аппроксимировались явно на трехточечном шаблоне. Решение уравнений для частиц проводилось с использованием алгоритма распада произвольного разрыва в среде, лишенной собственного давления [6]. Шаг по пространству в области источника зажигания (до координаты $r = 5 \cdot 10^{-3}$ м) задавался постоянным, $\Delta h_{const} = 2 \cdot 10^{-5}$ м. После координаты $r = 5 \cdot 10^{-3}$ м шаг по пространству

увеличивался в направлении правой границы по правилу $\Delta h_{i+1} = 1.005 \cdot \Delta h_i$. Шаг по времени определялся из условия устойчивости Куранта.

Из расчетов определялась видимая скорость распространения пламени в аэровзвеси порошка алюминия в зависимости от размера массовой концентрации частиц алюминия. На рис. 1 представлена зависимость видимой скорости горения аэровзвеси порошка алюминия от начальной массовой концентрации частиц алюминия для частиц размером $0.5 \cdot 10^{-6}$ и $3.25 \cdot 0.5 \cdot 10^{-6}$ м.

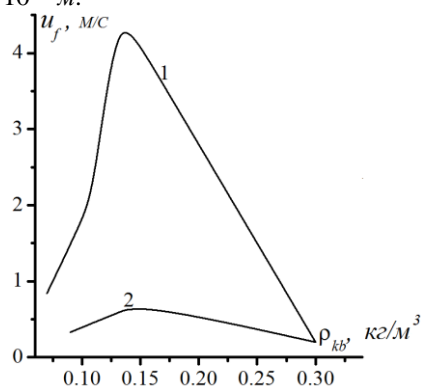


Рис. 1. Зависимость видимой скорости горения аэровзвеси порошка алюминия в воздухе от начальной массовой концентрации частиц алюминия. $r_{Al,0} = 0.5 \cdot 10^{-6}$ (кривая 1), $3.25 \cdot 10^{-6}$ (кривая 2) м

Из рис. 1 следует, что чем меньше радиус частиц, тем сильнее видимая скорость горения аэровзвеси частиц зависит от начальной массовой концентрации порошка алюминия. Полученные результаты качественно соответствуют экспериментальным данным, описанным в научной литературе.

Список литературы:

1. Krainov A.Yu., Moiseeva K.M. Influence of mixture content on the minimum sparkplug ignition energy of a coal dust suspension in the air// Journal of Physics: Conference Series, 2017, V. 899, № 4, 042005.
1. Порязов В.А., Крайнов А.Ю., Крайнов Д.А. Математическое моделирование горения пороха Н с добавлением порошка алюминия// Инженерно-физический журнал, 2015, Т. 88, № 1, С. 93-101.
2. Беляев А. Ф., Фролов Ю. В., Коротков А. И. О горении и воспламенении частиц мелкодисперсного алюминия// Физика горения и взрыва, 1968. Т. 4, № 3, С. 323–329.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987.
4. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976.
5. Крайко А.Н. О поверхностях разрыва в среде, лишенной 'собственного' давления// Прикладная математика и механика, 1979, Т. 43, № 3, С. 500-510.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20011).

УДК 536.71:544.34

АНАЛИЗ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ РЕАГИРУЮЩЕЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ УГЛЕРОД – КИСЛОРОД

Прохоров Е.С.

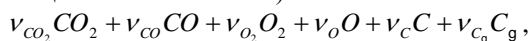
Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

При решении целого ряда задач в области физики горения газов давно и успешно применяются методы [1, 2], разработанные для расчета равновесных течений продуктов сгорания углеводородных топлив. Однако сформулированные в [1, 2] положения не охватывают такие важные для практики случаи, когда при недостатке кислорода в продуктах сгорания может присутствовать не только газообразный, но и конденсированный углерод. Отметим, что к такому способу получения углеродного конденсата в последнее время значительно повысился интерес, поскольку он позволяет получать особые формы наноразмерных частиц углерода [3], которые востребованы в различных отраслях промышленности.

Задача расчета равновесия состоит в определении химического состава (молярных долей компонентов) продуктов реакции при фиксированных двух внешних параметрах, обычно это давление p и температура T . В отличие от [1-3] в данной работе эта задача решена с учетом того, что среди компонентов химической реакции одна часть свободного углерода может находиться в газообразном состоянии, а другая – в конденсированном состоянии. При этом предполагали, что конденсат углерода является графитом.

Для упрощения теоретического анализа рассмотрена ситуация, когда все молекулы веществ, входящих в закрытую термодинамическую систему, состоят только из атомов кислорода и углерода. Атомарный состав характеризовали относительными концентрациями атомов кислорода n_o и углерода n_c , связанными следующим соотношением $n_o + n_c = 1$.

Кроме того полагали, что продукты химической реакции, протекающей в такой системе, могут иметь только следующий равновесный состав (доля остальных веществ незначительна):



где v_s – молярная доля вещества s . Символом C_g обозначен конденсат углерода. Все остальные вещества являются газообразными и могут быть описаны моделью идеального газа. Отметим, что для конденсата углерода парциальное давление полагали равным нулю.

Численное решение поставленной задачи в виде нелинейной системы алгебраических уравнений выполнялось известным методом Ньютона. Показано, что при превышении концентрации атомов углерода над атомами кислорода (т.е. когда $n_o/n_c < 1$) возможно появление среди продуктов химической реакции одновременно газообразной и конденсированной фаз углерода. В качестве примера на рис. 1 представ-

лены результаты расчетов для случая $n_o = 0.3$ и $n_c = 0.7$.

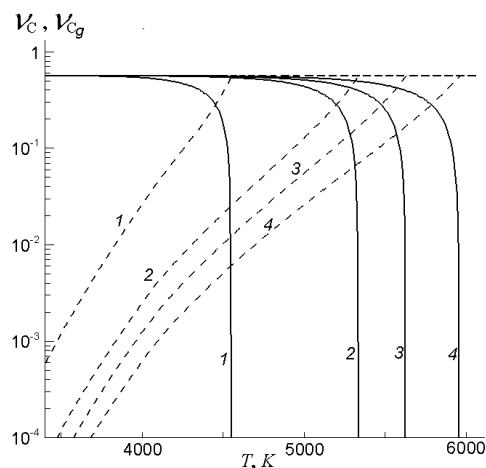


Рис. 1. Расчетные зависимости молярных долей v_c (пунктирные линии) и v_{C_g} (сплошные линии) от температуры T (для $n_o/n_c = 3/7 < 1$) при различных значениях давления: $p = 1$ атм (1), 10 атм (2), 20 атм (3), 40 атм (4).

Видно, что при фиксированном давлении p существует широкий температурный интервал (до 1000 К), внутри которого при равновесии в термодинамической системе одновременно присутствуют две фазы углерода. В точке пересечения сплошной и штриховой линий, построенных при одном значении p , выполняется равенство $v_{C_g} = v_c$.

Для каждого p существует некоторое значение пороговой температуры T_g термодинамической системы (это точка пересечения сплошной линии с осью абсцисс на рис. 1), выше которой в системе присутствуют только газообразные продукты реакции, т.е. система является гомогенной. При $T < T_g$ в системе уже появляются конденсированные частицы, и она становится гетерогенной.

Список литературы:

1. Эйзен С., Гросс Р., Ривлин Т. Теоретический расчет газовой детонации // Вопросы ракетной техники. 1961. № 1. С. 20–32.
2. Николаев Ю.А., Топчий М.Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // ФГВ. 1977. Т. 13, № 3. С. 393–404.
3. Васильев А.А., Пинаев А.В. Образование углеродных кластеров в волнах горения и детонации // ФГВ. 2008. Т. 44, № 3. С. 81–94.

УДК 536.468

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ДРЕВЕСИНЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ И УСЛОВИЯ ЕЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Сыродой С.В.¹, Кузнецов Г.В.¹, Саломатов В.В.².

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 630050, Россия, Томск, пр-т. Ленина, 30

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

Тенденции развития мировой энергетики показывают, что роль биомассы в энергетике в последние 20 лет существенно возросла [1]. Это характерно в первую очередь для стран Западной Европы, Северной и Южной Америки [2]. Это объясняется прежде всего наличием несомненных преимуществ биомассы по сравнению с традиционными видами энергоносителей.

Установлено [3], что при механической подготовке (измельчение) древесины к сжиганию происходит трансформация структуры ее приповерхностного слоя. В пристенной области частиц формируются трещины [3]. В результате общая площадь поверхности нагрева увеличивается. Последнее приводит к интенсификации нагрева и ускоряет процесс термического разложения. Но, до настоящего времени ни в Российской, ни в зарубежной научной периодике нет исследований, посвященных изучению влияния этого процесса на характеристики и условия воспламенения. По этой причине основной целью исследования являлось оценка влияния процесса диспергирования приповерхностного слоя частицы древесины на характеристики и условия ее воспламенения.

Эксперимент

Экспериментальные исследования проведены на стенде, который по своим методам регистрации основных параметров процесса и обработки результатов соответствует установке, приведенной в [4].

Исследования проведены для частиц древесины, выполненных из сибирского кедра. В экспериментах использовались частицы, вырезанные из монолитного фрагмента древесины больших размеров. В дальнейшем при помощи шлифовального устройства проводилась подготовка поверхности частиц и придание им соответствующей формы (куб с размерами ребер $\delta=4$ мм). С целью оценки влияния диспергирования приповерхностного слоя на характеристики зажигания проводилось концевое фрезерование поверхности. При этом контролировались размеры (глубина и ширина) канавок. Влажность образцов составляла до 40%.

Результаты и их обсуждение

На рис.1. приведены зависимости безразмерных времен задержки зажигания ($\xi = t_{ign}/t_{ign}^0$, где: t_{ign} , t_{ign}^0 – время задержки зажигания частицы с фрезерованной и не фрезерованной поверхностью соответственно) от безразмерной площади поверхности (f/f_0 , где: f , f_0 – площадь обработанной и необработанной поверхности) частицы, при различной температуре внешней среды $\theta=T/1000K$.

Можно отметить, что эффект диспергирования приповерхностного слоя оказывает достаточно суще-

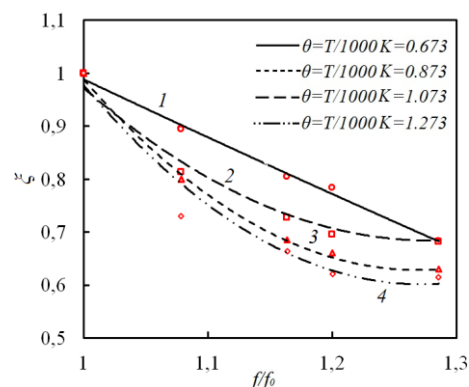


Рис. 1. Зависимость безразмерных времен ($\xi = t_{ign}/t_{ign}^0$) задержки зажигания частицы древесины от приведенной площади ее поверхности (f/f_0). Где: 1 - $t_{ign}^0=52,313$ с; 2 - 10,94 с; 3 - 21,1 с; 4 - 5,1 с.

ственное влияние на характеристики и условия зажигания частицы древесной биомассы. Так увеличение площади нагрева (за счет формирования приповерхностных трещин) на 30% уменьшает время задержки зажигания на 40%. При этом можно отметить, что в условиях относительных низких температур зависимость $\xi(f/f_0)$ имеет линейный характер. Это соответствует гетерогенному режиму зажигания. Последнее обусловлено тем, что при относительно низких температурах внешней среды ($T=673K$) зажигание происходит на поверхности топлива. При более высоких температурах внешней среды зажигание, как правило протекает в газовой фазе.

На основании проведенных экспериментальных исследований можно сделать вывод, что механоактивация топлива в процессе измельчения может являться одним из важнейших этапов подготовки топлива к сжиганию.

Список литературы:

1. A. Favero, E. Massetti. Trade of woody biomass for electricity generation under climate mitigation policy//Res. Ene. Econ. 2014. V. 36. p. 166–190.
2. R. S. Dodder, P. O. Kaplan, A. Elobeid, S. Tokgoz, S. Secchi, L. A. Kurkalova. Impact of energy prices and cellulosic biomass supply on agriculture, energy, and the environment: An integrated modeling approach//Energy Economics. – 2015. - V. 51. – p. 77–87
3. Чайников Н. А., Беляев П. С., Мозжухин А. Б., Жариков В.В. Ресурсосберегающие технологии изготовления металлополимерных материалов: уч. пособие. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2003. 80 с.
4. S.V. Syrodoy, G.V. Kuznetsov, A.V. Zhakharevicha, N.Y. Gutareva, V.V. Salomatov. The influence of the structure heterogeneity on the characteristics and conditions of the coal–water fuel particles ignition in high temperature environment//Combustion and Flame. – 2017. –V.80. – p.196–206.

УДК 532.5

ИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АДАПТИВНОГО ГОРЕЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ СЖИГАНИЯ НИЗКОСОРТНОГО ТОПЛИВА

Юсупов Р.Р.¹, Литвинов И.В.¹, Гореликов Е.Ю.^{1,2}, Шторк С.И.¹, Николаев А.А.^{1,3}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

На сегодняшний день в основу работы многих технических устройств, используемых для смешения жидкостей, стабилизации пламени и распыливания жидкого топлива, заложено использование закрутки потока. При эксплуатации такого типа устройств необходимо понимание структуры течения. Прежде всего, этого вызвано тем, что в закрученных потоках часто происходит формирование нестационарных вихревых структур, которые вносят существенный вклад в процессы переноса и могут служить источником шума. Актуальным с точки зрения применения закрученных потоков является направление изучения взаимодействующих соосных закрученных потоков [1]. Актуальность подобных исследований вызвана в частности использованием соосных закрученных потоков в обеспечении стабилизации пламени и улучшении перемешивания во многих типах вихревых камер сгорания и горелочных устройств [2]. Для улучшения смешения в таких устройствах широко используются двойные вращающиеся в одинаковых и в противоположных направлениях соосные потоки. Это вызывает усиление смешения между горячими продуктами реакции, впрыскиваемым топливом и набегающим потоком. Кроме того, возникающий сильный отрицательный градиент давления вызывает рециркуляцию необходимую для стабилизации пламени. Чтобы оптимизировать конструкцию таких устройств, необходимо понимание структуры течения и механизмов взаимодействия соосных закрученных потоков.

Целью данной работы является экспериментальное исследование вихревой структуры взаимодействующих соосных закрученных потоков в изотермической модели адаптивного горелочного устройства (см. рис. 1) используемого для сжигания низкокалорийного топлива. Данный рабочий участок состоит из двух последовательно соединённых тангенциальных завихрителей. В зависимости от способа подачи потока жидкости на вторую ступень в данном рабочем участке реализуется как созакрутка так и противозакрутка двух потоков. В ходе экспериментальных исследований было изучено влияние способа закрутки потоков на результирующую структуру течения при варьировании расходных режимов. С помощью высокоскоростной визуализации зафиксированы характерные картины течения для режимов созакрутки (см. рис. 2а) и противозакрутки (см. рис. 2б) потоков. С применением лазерно-Доплеровской анемометрии получены осреднённые по времени распределения аксиальной и тангенциальной компонент скорости вдоль всей области результирующего течения.

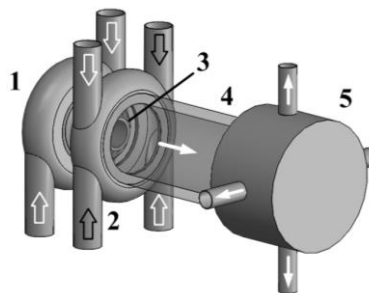
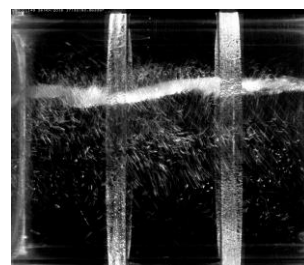
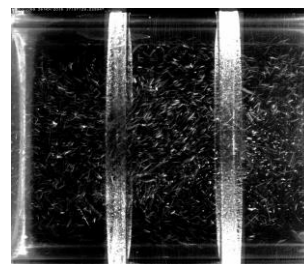


Рис. 1. Схема изотермической модели адаптивного горелочного устройства. 1 и 2 – тангенциальные завихрители, 3 – профилированное сопло, 4 – область внезапного расширения, 5 – выходная секция с отводами и системой лопаток.



(а)



(б)

Рис. 2. Визуализации течений при созакрутке (а) и противозакрутке (б) двух потоков.

Список литературы:

1. Волшаник В.В., Орехов Г.В. Области применения взаимодействующих закрученных потоков жидкостей и газов // Вестник МГСУ. 2015. № 7. С. 87–104.
2. Sung Y., Choi G. Non-intrusive optical diagnostics of co- and counter-swirling flames in a dual swirl pulverized coal combustion burner // Fuel. 2016. V. 174. P. 76–88.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ по Соглашению о субсидии №14.607.21.0150.



СЕКЦИЯ 3

Тепломассообмен при фазовых превращениях

УДК 536.246

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЙ РЕЖИМ ВСКИПАНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛЕ

Актершев С.П.¹, Левин А.А.², Мезенцев И.В.¹, Мезенцева Н.Н.¹

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

² Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева,
630073, Россия, Иркутск, 664033, ул. Лермонтова, 130

В ряде работ [1-3], где исследовалось вскипание сильно недогретой жидкости в условиях импульсного тепловыделения в стенке, экспериментально зафиксированы пульсации давления, амплитуда которых представляют опасность для устойчивой работы энергооборудования. В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования вскипания жидкости в кольцевом канале в условиях импульсного тепловыделения в стенке нагревателя, который охлаждается потоком недогретого до температуры насыщения этанола. В опытах зафиксированы пульсации парового слоя на стенке нагревателя, которые сопровождаются нелинейными колебаниями давления большой амплитуды. В работе [1] представлено подробное описание реализации автоколебательного режима в процессе охлаждения металлической стенки, нагретой до температуры $T_w = 240 \pm 5^\circ\text{C}$ потоком недогретого до температуры насыщения этанола. Опыты выполнялись в вертикально ориентированном канале, являющемся частью замкнутого контура, по которому циркулирует жидкость. Рабочий канал длиной 450 мм имеет сечение в виде квадрата со стороной 18 мм, в центре которого расположена тепловыделяющая круглая трубка из нержавеющей стали X18H10T (наружный диаметр 12 мм, толщина стенки 1 мм) с медными токоподводами. Тепловыделение осуществлялось импульсным пропусканием через трубку управляемого трехфазного выпрямленного электрического тока с темпом разогрева стенки порядка 1000 К/с. Визуализация процесса осуществлялась цифровой системой VS-FAST при скорости съемки 2000 кадров/с. Измерения давления производились при помощи индуктивных датчиков давления ДД-10, размещенных в нижнем и верхнем сечениях тепловыделяющего участка. Измерения температуры ядра потока и температуры стенки тепловыделяющей трубки выполнялись погружными термопарами типа ХК и прикрепленными к внутренней поверхности стенки термопарами типа ХА. Начальное давление в канале составляло 0,3 МПа, недогрев жидкости до температуры насыщения 86 К, скорость этанола в канале изменялась в диапазоне 0-1,1 м/с. Видеосъемка показала, что в процессе вскипания на трубчатом нагревателе образуется паровой слой. Пульсации парового слоя с частотой 47-53 Гц сопровождаются растущими колебаниями давления, при этом амплитуда колебаний достигает значения 1,15 МПа (рис. 1).

Для выяснения механизма развития автоколебаний при вскипании недогретой жидкости в проточном канале была разработана упрощенная математическая модель. Модель учитывает появление тонкого

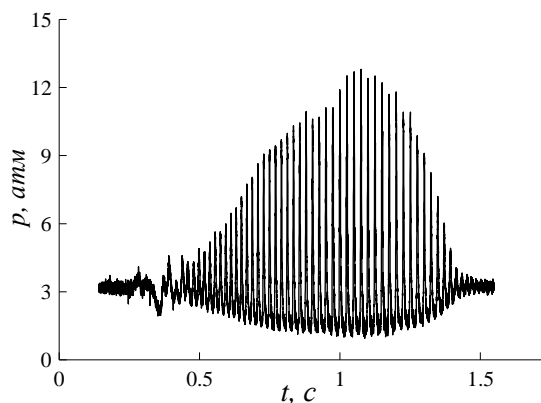


Рис. 1. Колебания давления в канале (эксперимент).

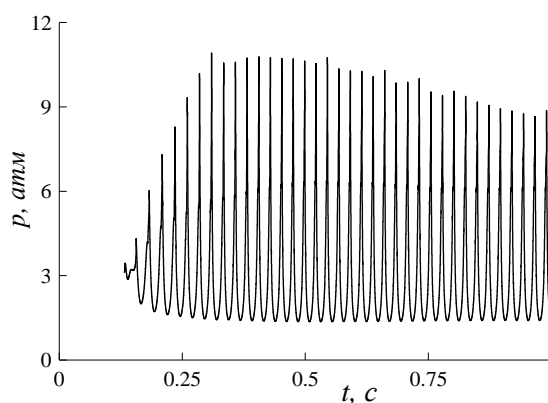


Рис. 2. Колебания давления в канале (расчет).

парового слоя, и последующие его пульсации вследствие интенсивной конденсации пара в потоке существенно недогретой жидкости. В численных расчетах показано, что развитие автоколебаний возможно только при условии подпитки массы пара за счёт испарения жидкости, попадающей на горячую стенку в процессе пульсаций парового слоя. Модель хорошо предсказывает частоту и амплитуду установившихся нелинейных колебаний (рис. 2).

Список литературы:

1. А.А. Левин, Е.А. Тайров, В.А. Спирыев. Self-excited pressure pulsations in ethanol under heater subcooling // Thermophysics and Aeromechanics. 2017. Vol.24. №1. P.61-71.
2. А.Н. Павленко, Е.А. Тайров, В.Е. Жуков, А.А. Левин, М.И. Моисеев. Dynamics of Transient Processes at Liquid Boiling-up in the Conditions of Free Convection and Forced Flow in a Channel under Nonstationary Heat Release // J. Eng. Therm. 2014. Vol.23. №3. P.173-193.
3. Б.Г. Покусаев, Д.А. Некрасов, Э.А. Тайров. Моделирование вскипания недогретых воды и этанола в условиях импульсного тепловыделения в стенке // ТВТ. 2012. Т.50. №1. С.89-95.

УДК 536.4

ВЗРЫВНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ДВУХЖИДКОСТНЫХ КАПЕЛЬ И ОБРАТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Антонов Д.В., Пискунов М.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Взрывное дробление капель жидкостей, эмульсий и суспензий позволяет кратно увеличить площадь поверхности их испарения. Этот эффект способствует меньшим расходам энергии и времени на этапах прогрева, испарения и зажигания, снижению антропогенных выбросов и большей полноте выгорания топлива. Однако пока не определены эффективные условия и возможные режимы взрывного дробления капель жидкостей, суспензий и эмульсий. Знания о таких процессах необходимы для развития технологий эффективного инициирования горения и сжигания топлив, а также технологий термической и огневой очистки жидкостей от нерегламентированных примесей. При этом могут быть разные условия смешивания компонентов и их хранения.

В настоящей работе выполнены эксперименты для сравнения условий и характеристик взрывного дробления нагреваемых капель двух несмешивающихся жидкостей (например, «вода – горючая жидкость») и эмульсий типа «вода в дизеле», стабилизированных с помощью такого неионогенного эмульгатора, как моноэтаноламиды жирных кислот. Эксперименты проведены с наиболее широко применяемыми в промышленных технологиях горючими жидкостями и топливами: керосин, бензин, дизель, автомобильное, трансформаторное и турбинное масло, нефть. Начальный объем двухкомпонентной капли в экспериментах варьировался в диапазоне 10–25 мкл; концентрация воды варьировалась от 3 до 97%. Концентрация воды в каплях эмульсий составляла 30, 50 и 70%. С помощью высокоскоростной видеокамеры выполнялась регистрация процессов прогрева и дробления неоднородных капель. Видеоданные обрабатывались с использованием программ Tema Automotive и Actual Flow. В ходе обработки определялись начальный размер капель и суммарная площадь поверхности испарения жидкости. С использованием метода плоскостной лазерно-индуцированной флуоресценции определялись температурные распределения вблизи межфазной границы «вода – горючая жидкость». Эксперименты проведены с нагревом капель воды в потоке разогретого воздуха и в муфельной трубчатой печи.

Наиболее ценными научными результатами стали установленные экспериментально предельные условия распада капель, два режима дробления капли, четыре варианта последствий нагрева исходной (родительской) капли, а также число и размеры образующихся капель топливного аэрозоля. Важный результат выполненных экспериментов заключается в определении максимальных длительностей (наиболее инерционных условий) прогрева капель до взрывного

дробления, которые соответствуют равным концентрациям воды и горючей жидкости (или топлива) в капле (рис. 1). При существенном превышении концентрации одного из компонентов над другим регистрировались наименьшие времена прогрева до распада капель.

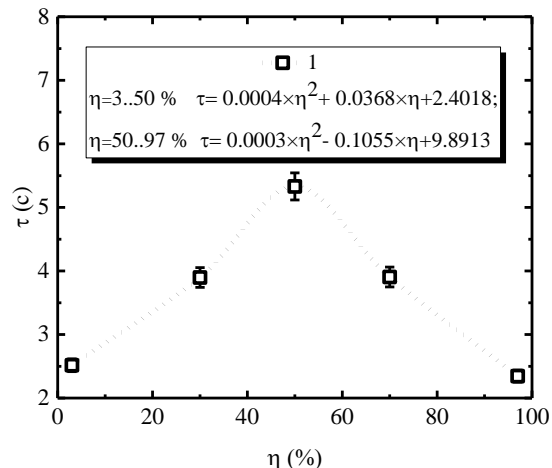


Рис. 1. Время разрушения двухкомпонентной капли (объемом 15 мкл) при варьировании концентрации горючей жидкости (трансформаторного масла): 1 – конвективный нагрев в потоке разогретого воздуха при 350 °С и скорости 2 м/с.

Основное внимание уделено сравнению перечисленных характеристик и параметров для капель обратных вододизельных эмульсий и капель двух несмешивающихся жидкостей. Показано, что капли эмульсий измельчаются в режиме получения мелкодисперсного аэрозоля – частичное разрушение (фрагментация) родительской (исходной) капли, а для двухкомпонентных капель зарегистрированы два режима дробления: фрагментация и микровзрыв (полное разрушение исходной капли). Из исследованных факторов наибольшее влияние на итоговые характеристики процесса разрушения неоднородных капель оказывают температура греющей среды и соотношение концентраций компонентов.

Результаты исследования могут быть использованы не только для развития современной теории двухфазных и многокомпонентных потоков, но и способствуют развитию двух групп технологий: повышение эффективности сжигания жидких и суспензионных топлив; повышение ресурсоэффективности технологий термической и огневой очистки жидкостей от нерегламентированных примесей.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МД-1221.2017.8).

ГРАДИЕНТНАЯ ТЕПЛОМЕТРИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ КОНДЕНСАЦИИ ВНУТРИ И НА ПОВЕРХНОСТИ ТРУБ

Бабич А.Ю., Зайнуллина Э.Р., Митяков В.Ю., Сапожников С.З.

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

Информация о теплообмене при конденсации необходима для расчёта теплообменников атомных и тепловых электрических станций. Основным методом при экспериментальном исследовании конденсации – термометрия. Анализ современных работ подтвердил популярность этого метода и выявил его существенные недостатки: инвазивность, инерционность, необходимость в прецизионной установке спаев, значительную неопределённость при расчёте плотности теплового потока и коэффициенте теплоотдачи. Научная группа кафедры «Теплофизика энергетических установок» СПбПУ предлагает уникальный подход к изучению конденсации – градиентную теплометрию, основанную на применении гетерогенных градиентных датчиков теплового потока (ГДТП) [1].

В зависимости от конструкции теплообменника конденсация может происходить на внутренней или внешней поверхности труб, поэтому исследования развивались в двух направлениях.

Созданы экспериментальные установки и разработана методика монтажа ГДТП, позволяющие минимизировать искажение потока конденсатной плёнки. Возможно задавать различные направления пара и охлаждающей воды, изменять ориентацию трубы и поворачивать её вокруг оси.

В опытах определялись местные плотности теплового потока, а также их изменения по длине трубы, по результатам строились временные теплограммы (рис. 1).

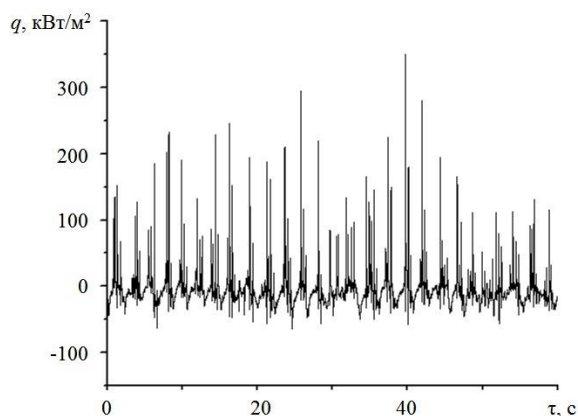


Рис. 1. Временная теплограмма при подаче пара сверху и конденсации внутри трубы.

Оценено изменение плотности теплового потока по периметру трубы при её наклонном положении. На рис. 2 плотность теплового потока представлена в безразмерном виде: её осредненное значение в каждом из сечений при изменении азимутального угла φ приведено к значению при $\varphi = 0^\circ$.

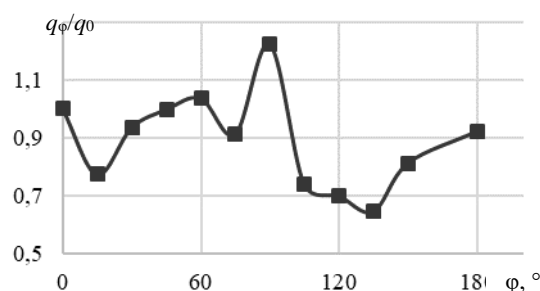


Рис. 2. Изменение безразмерной плотности теплового потока по периметру наклонной трубы, отклонённой на 50° от вертикали.

Полученные данные позволяют детально изучить образование пленки конденсата внутри и на поверхности трубы и оценить особенности теплообмена при движении пленки. Экспериментальные результаты в среднем отличаются от рассчитанных по формуле Нуссельта значений на 15% при стандартной неопределенности не более 10%. Это позволит в дальнейшем исследовать нестационарный теплообмен при конденсации.

Список литературы:

1. Основы градиентной теплометрии / С.З. Сапожников, В.Ю. Митякова, А.В. Митякова. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. – 203 с.

СПОНТАННАЯ КАВИТАЦИЯ В КРИОГЕННЫХ ЖИДКОСТЯХ

Байдаков В.Г., Виноградов В.Е., Павлов П.А.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

При определенных условиях жидкости могут выдерживать большие растягивающие напряжения. Кавитация, т.е. разрыв жидкости с образованием в ней пузырьков, обычно происходит на газонасыщенных твердых частицах, плохо смачиваемых стенках сосуда, газовых включениях в трещинах стенок и др. В реальных условиях невозможно избавиться от таких «загрязнений». Однако их можно нейтрализовать в ударном режиме фазового превращения, обеспечив достаточный быстрый ввод тепла, преобладающий над его стоком в готовые центры кипения, и реализовать тем самым гомогенное зародышеобразование. При температурах ниже $\sim 0.9T_c$, где T_c – температура критической точки, гомогенное зародышеобразование пойдет с заметной скоростью только при отрицательных давлениях.

Достичь ударного режима в кавитационных процессах можно путем быстрого разогрева локальной области жидкости, находящейся под отрицательным давлением, либо путем быстрого падения давления в локально нагретой жидкости. В наших экспериментах растяжения создавались путем отражения короткого импульса сжатия от свободной поверхности жидкости. Импульс сжатия длительностью 3-5 мкс с фронтом 1 мкс создавался мембраной, которая служила дном камеры. Для этого под мембраной располагалась плоская катушка, на которую происходил разряд конденсатора. Зависимость амплитуды давления в импульсе сжатия от напряжения на конденсаторе определялась в калибровочных опытах. Скорость падения давления достигала 10^7 МПа/с.

Для локализации кавитации в малом объеме в исследуемую жидкость помещалась платиновая проволока диаметром 20 мкм и длиной ~ 10 мм. Проволочка нагревалась импульсами тока длительностью до 100 мкс. Скорость нагрева при этом составляла $(5-8) \cdot 10^5$ К/с. Проволочка являлась одновременно датчиком температуры и числа пузырьков, рождаемых в процессе нуклеации.

В опытах по исследованию кинетики спонтанной кавитации определены предельные растяжения p_n , частота нуклеации J и производная $G_T = d \ln J / dT$ в жидких аргоне, азоте, н-бутане. Максимальные растяжения жидкой фазы достигали $(3-4)p_c$, где p_c – давление в критической точке. Характерные значения частоты нуклеации в опыте $J = 10^{20}-10^{22} \text{ с}^{-1}\text{м}^{-3}$.

Результаты опытов с жидким азотом представлены на рис. 1. Там же показаны линия фазового равновесия p_s и спинопаль p_{sp} . При $T = 86$ К спинопальному состоянию отвечает давление растяжения, которое на 5.7 МПа ниже достигнутого в опыте. Для фиксированного давления $p = -10$ МПа температура спинопали $T_{sp} = 94.3$ К.

Экспериментальные данные сопоставлены с теорией гомогенного зародышеобразования (рис. 1). Результаты сопоставления показали:

- достигнутые в опыте предельные растяжения систематически ниже их теоретических значений, что может свидетельствовать о зависимости поверхностного натяжения критических пузырьков от их размера. При отрицательных давлениях радиусы критических пузырьков 1.3-4.0 нм;
- производная G_T , характеризующая температурную зависимость частоты нуклеации, в пределах погрешности эксперимента согласуется с результатами ее расчета по теории гомогенного зародышеобразования. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений G_T является весомым аргументом в пользу гомогенного механизма нуклеации.

Для учета в теории зародышеобразования размерного эффекта использован подход Кана-Хиллиарда, в котором работа образования критического пузырька определялась через функционал избыточной свободной энергии системы пузырек – метастабильная жидкость. Показано, что учет размерного эффекта в рамках теории гомогенного зародышеобразования понижает предельное растяжение жидкости.

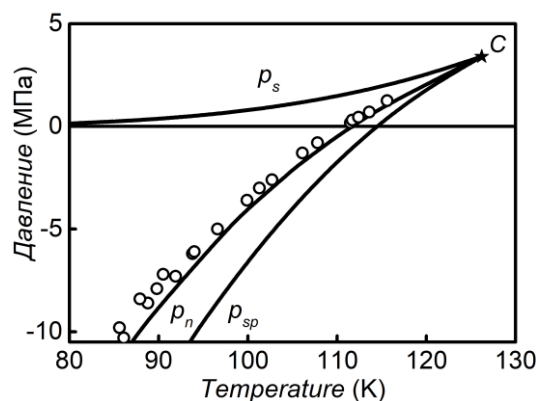


Рис. 1. Экспериментальные данные по предельным растяжениям (точки), линия постоянного значения частоты нуклеации $J = 10^{21} \text{ с}^{-1}\text{м}^{-3}$ по теории гомогенной нуклеации p_n , линия насыщения p_s и спинопаль p_{sp} жидкого азота. C – критическая точка.

Проведенные исследования кавитации при больших отрицательных давлениях свидетельствуют о соответствии реального процесса нуклеации и модельной физической схемы теории гомогенного зародышеобразования, если не в деталях, то по конечному результату.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 18-19-00276).

УДК 536.423

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПРОЦЕССЕ ПЛЁНОЧНОЙ ДЕСОРБЦИИ

Барташевич М.В., Елистратов Д.С., Мелешкин А.В.

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

Предлагается сопряжение аналитического метода решения задачи о тепломассопереносе при неизотермической десорбции на стекающей ламинарной плёнке жидкости на начальном участке с численными расчетами за пределами начального участка методом конечных разностей. Расчёты проводятся на примере стекающей по нагреваемой стенке плёнке водного раствора брома лития, находящейся в атмосфере водяного пара.

В процессе неизотермической десорбции температура и концентрация на поверхности пленки жидкости заранее неизвестны и взаимосвязаны. Предложенная математическая модель учитывает влияние температурного и концентрационного градиентов поверхностного натяжения на гидродинамику процесса. Тепломассоперенос при пленочной десорбции описывается уравнениями теплопроводности и диффузии:

$$u \partial T / \partial x = a \partial^2 T / \partial y^2, \\ u \partial C / \partial x = D \partial^2 C / \partial y^2,$$

где a – коэффициент температуропроводности, м²/с, D – коэффициент диффузии, м²/с. Профиль скорости в пленке имеет вид

$$u = (g \sin \alpha / 2\nu)(2yh - y^2) + \tau / \mu,$$

где $\tau = \varphi(\sigma_T, \sigma_C)$. Граничные условия на входе при $x = 0$ имеют вид $T = T_i, C = C_i$.

На межфазной поверхности при $y = h$, аналогично [1,2], имеет место состояние равновесия системы раствор – пар:

$$C_a = f(T_a), \quad -\lambda \partial T / \partial y = -\chi \partial C / \partial y.$$

Здесь $\chi = L\rho D / (1 - C_i)$, L – скрытая теплота фазового превращения, Дж/кг; ρ – плотность раствора, кг/м³; λ – теплопроводность, Вт/(мК). Данное условие равновесия связывает равновесную температуру T_a с концентрацией C_a . На нагреваемой стенке при $y = 0$ условия: $\lambda \partial T / \partial y|_{y=0} = -q_w, \partial C / \partial y|_{y=0} = 0$.

В безразмерной форме система уравнений, описывающая процесс тепломассопереноса в пленке, имеет следующий вид:

$$v \partial \theta / \partial \xi = \partial^2 \theta / \partial \eta^2, \quad v \partial \gamma / \partial \xi = Le \partial^2 \gamma / \partial \eta^2,$$

где θ – безразмерная температура, γ – безразмерная концентрация, ξ – безразмерная продольная координата, η – безразмерная поперечная координата, $v = (\eta(2+r) - \eta^2)$, $r = 2\tau / (\rho g h \sin \alpha)$, $Le = D/a$ – число Льюиса. На входе при $\xi = 0$: $\theta = 0, \gamma = 0$. На стенке при $\eta = 0$: $\partial \theta / \partial \eta|_{\eta=0} = -\bar{q}_w, \partial \gamma / \partial \eta|_{\eta=0} = 0$. Условия на межфазной поверхности при $\eta = 1$ и при

условии линейности функции $f(T) = k_1 - k_2 T$: $\theta = \theta_a, \gamma = \gamma_a$ и $\theta_a + \gamma_a = 1$ и условие для потока массы:

$$KuLe((C_s - C_i) / (1 - C_i)) \partial \gamma / \partial \eta = \partial \theta / \partial \eta,$$

где $Ku = L / (C_p(T_s - T_i))$ – число Кутателадзе, L – скрытая теплота фазового перехода, Дж/кг, C_p – удельная теплоемкость раствора, Дж/(кгК), $C_s = f(T_i), C_i = f(T_s), T_i > T_s, C_i > C_s$.

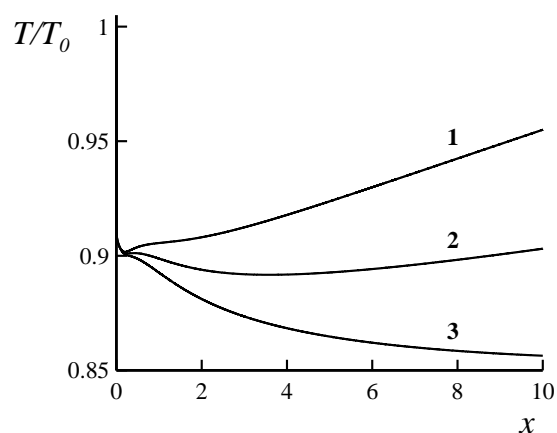


Рис. 1. Профили безразмерной температуры поверхности пленки при различных тепловых потоках: 1 – $\bar{q}_w = 0.2$; 2 – $\bar{q}_w = 0.1$; 3 – $\bar{q}_w = 0.01$.

На начальном тепловом участке плёнки, когда возмущение температуры происходит лишь вблизи межфазной поверхности, существуют автомодельные решения для температуры и концентрации, которые можно использовать в качестве входных условий для дальнейших численных расчётов за пределами начального участка методом конечных разностей. Представлены распределения температуры и концентрации для различных температурных режимов пластины, а также характеризующие параметры процесса, проведена оценка влияния термоконцентрационных сил на гидродинамику и процессы тепломассопереноса.

Список литературы:

1. Накоряков В.Е., Григорьева Н.И. Неизотермическая абсорбция в термотрансформаторах / Новосибирск: Наука, 2010. 114 с.
2. Nakoryakov V.E., Grigoryeva N.I., Bartashevich M.V. Heat and mass transfer in the entrance region of the falling film: absorption, desorption, condensation and evaporation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2011. V. 54. Is. 21–22. P. 4485–4490.

Исследование выполнено за счет средств, полученных от ФАНО России.

УДК 536.24 + 532.68

ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ФРОНТА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ОТ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ В МЕТОДЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Бердников В.С.^{1,2}, Гришков В.А.¹, Кислицын С.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

Численно исследован процесс кристаллизации жидкостей – имитаторов расплавов с различными теплофизическими свойствами, среди которых важным параметром является зависимость плотности от температуры, включая эффект инверсии плотности. В качестве жидкостей-имитаторов выбраны вода и гептадекан. В случае воды имеем среду с инверсной зависимостью плотности от температуры. У воды так же большой коэффициент поверхностного натяжения и сильная его зависимость от температуры. Расчетные области прямоугольные с различным соотношением сторон, в том числе, и соответствующие рабочим участкам экспериментальных стенов, на которых проведены исследования гидродинамики и теплообмена в процессах формирования кристаллов воды и гептадекана. Рассмотрено влияние условий на верхней горизонтальной границе: жесткой, свободной без трения и с учетом термокапиллярного эффекта. Учтена конечная теплопроводность нижней стенки из органического стекла. Процесс кристаллизации начинается после внезапного охлаждения вертикальной стенки до температуры ниже температуры кристаллизации вещества. На противоположной вертикальной стенке поддерживается начальная температура расплава.

Решались система уравнений нестационарной свободной конвекции расплава с учетом зависимости плотности от температуры и уравнение теплопроводности в массивной стенке и в затвердевшем веществе. Задачи решались в сопряженной постановке с учетом выделения теплоты кристаллизации на границе раздела жидкость – твердое тело [1]. Изучено влияние термокапиллярного эффекта на свободной недеформируемой верхней границе расплава гептадекана и воды. Исследования проведены методом конечных элементов [2]. Треугольная сетка отслеживает положение фронта кристаллизации на каждом временном шаге и сгущается с обеих его сторон, а также в различной степени ко всем границам расчетной области. На границе раздела жидкость – твердое тело выполняется условие неразрывности температуры и теплового потока с учетом теплоты фазового перехода. Численно исследован процесс кристаллизации воды при различных высотах слоя и различных перепадах температуры между вертикальными стенками. В зависимости от этих параметров течение развивается или монотонно или в некоторый момент времени течение теряет устойчивость и на границе встречных потоков возникает система дрейфующих вихрей (рис.1). Поле температуры становится нестационарным и на фронт кристаллизации натекает поток нагретой жидкости с пульсирующей температу-

рой. Как следствие рост слоя льда на вертикальной стенке происходит или монотонно или в верхней части фронта наблюдается периодическая кристаллизация и плавление. В нижней части фронта продолжается монотонный рост кристалла. Процесс формирования вторичных вихрей может затухать по мере роста кристалла.

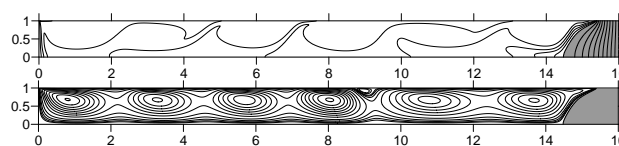


Рис. 1. Поля изолиний функции тока и изотерм в режиме тепловой гравитационно-капиллярной конвекции при $-10^{\circ}\text{C} \leq T \leq 10^{\circ}\text{C}$ в момент времени $t = 26,16$. Высота слоя воды – 12,5мм.

При увеличении высоты слоя неустойчивость на границе двух встречных потоков может не развиваться, но в нижней части фронта кристаллизации образуется конвективная ячейка, как в слое толщиной 50мм [3]. Физическая причина заключается в накоплении в придонной части слоя достаточной массы воды с температурой от 0°C до $+4^{\circ}\text{C}$. В нижней части у фронта возникает восходящий поток холодной жидкости. А в верхней части на фронт натекает поток нагретой жидкости. Влияние термокапиллярного эффекта состоит в том, что кроме увеличения скорости циркуляции жидкости по контуру крупномасштабного течения, формируется компактный поток нагретой жидкости натекающий на фронт кристаллизации вдоль свободной поверхности. В результате локально резко замедляется скорость роста кристалла.

Численные результаты для воды и гептадекана на качественном уровне совпадают с данными физических экспериментов. Расхождения вызваны наличием в эксперименте теплоотдачи со свободной поверхности и зон менисков. Влияет также конечная теплопроводность стенок полости. В дальнейшем эти эффекты будут учтены при постановке задач численных исследований.

Список литературы:

1. Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1965. Т.5, №5, с.816 – 827.
2. Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. Новосибирск : НГТУ, 2007. – 896 с.
3. Бердников В.С., Кислицын С.А., Митин К.А. Численное моделирование процессов роста кристаллов методом горизонтальной направленной кристаллизации из расплавов с различными числами Прандтля // Известия Российской академии наук. Серия Физическая. 2017. Т. 81, № 10. С. 1389–1394.

УДК 536.423

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ЛЕЖАЩИХ НА ПОВЕРХНОСТИ КАПЕЛЬ ВОДНО-СПИРТОВОГО РАСТВОРА С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ**Бородулин В.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.**Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Испарение капель бинарных растворов представляет научный интерес и имеет широкую область практических приложений. Данному вопросу посвящено большое количество экспериментальных исследований. В основном в экспериментах рассматривается изменение геометрических параметров испаряющихся капель [1-3]. В ряде работ также выполнялись измерения температуры испаряющихся капель с помощью термопар [4, 5]. Однако контактные измерения температуры влияют на испарение капель из-за дополнительного подвода тепла и не дают информации об изменении распределения температуры на поверхности капли. Весьма перспективным для экспериментального исследования испарения капель является применение тепловизионной техники [6, 7].

В работе с использованием метода инфракрасной термографии выполнены экспериментальные исследования испарения капель водно-спиртового раствора различной концентрации. Эксперименты проводились с каплями объемом 5 мкл, лежащими на пластине из тефлона при постоянной температуре и влажности воздуха ($t = 24^{\circ}\text{C}$, $\varphi = 24\%$). На основании полученных данных были определены временные зависимости изменения средней температуры поверхности капель (рис.).

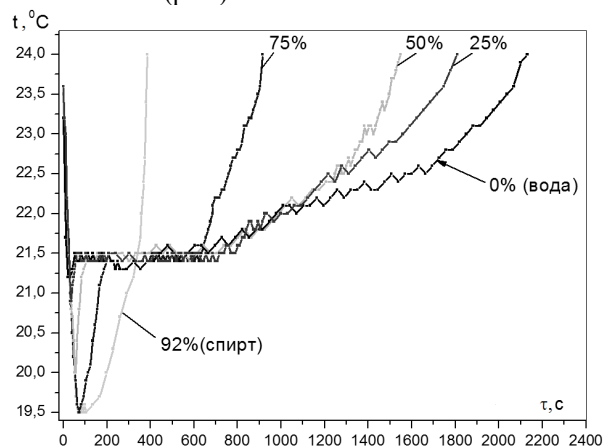


Рис. Изменение средней температуры поверхности испаряющихся капель водно-спиртового раствора различной концентрации, лежащих на пластине из тефлона

Полученные данные показывают, что динамика изменения температуры испаряющихся капель водно-спиртового раствора существенно зависела от концентрации спирта. В характере изменения температуры поверхности для всех испаряющихся капель можно условно выделить три стадии: начальный участок резкого падения температуры; стадия постоянной температуры, и стадия плавного повышения до температуры окружающего воздуха. Для капель с различной концентрацией спирта наблюдалась следующая закономерность: на начальном этапе испаре-

ния температуры капли изменялась аналогично изменению температуры капли спирта, а затем характер изменения температуры капли был подобен изменению температуры капли воды. Очевидно, это объясняется тем, что на начальном этапе преимущественно испарялся более летучий компонент (спирт). Чем выше была концентрация спирта в капле, тем больше характер изменения температуры поверхности капли был подобен изменению температуры капли спирта. При одинаковых условиях минимальная средняя температура поверхности капли воды была $+21,5^{\circ}\text{C}$, а капли спирта $+19,5^{\circ}\text{C}$. Очевидно это отличие объясняется различной интенсивностью испарения спирта и воды. Для условий проведения экспериментов температура адиабатного испарения воды составляла $+12,7^{\circ}\text{C}$, спирта $+8,2^{\circ}\text{C}$. Таким образом, наименьшие значения температуры капель превышали соответствующие температуры адиабатного испарения. Очевидно, это было обусловлено подводом тепла от поверхности пластины к каплям, которое, как отмечено рядом исследователей, оказывает существенное влияние на испарение капель.

В работе с использованием бесконтактных методов исследована динамика испарения лежащих на поверхности капель водно-спиртового раствора различной концентрации. Получены новые оригинальные данные по влиянию концентрации спирта на динамику изменения температуры испаряющихся капель водно-спиртового раствора.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России (№ проекта 0322-2016-0012).

Список литературы:

1. Саверченко В.И., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Кинетика испарения бинарной пиколитровой капли на подложке при пониженном давлении // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77. №. 1. С. 79-79.
2. Sefiane K., Tadrif L., Douglas M. Experimental study of evaporating water-ethanol mixture sessile drop: influence of concentration // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46. P. 4527-4534.
3. Liu C., Bonaccorso E., Butt H.J. Evaporation of sessile water/ethanol drops in a controlled environment // Physical Chemistry Chemical Physics. 2008. Т. 10. №. 47. С. 7150-7157.
4. Birdi K.S., Vu D.T. Wettability and the evaporation rates of fluids from solid surfaces // Journal of adhesion science and technology. 1993. Т. 7. №. 6. С. 485-493.
5. David S., Sefiane K., Tadrif L. Experimental investigation of the effect of thermal properties of the substrate in the wetting and evaporation of sessile drops // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering. 2007. Т. 298. №. 1-2. С. 108-114.
6. Brutin D., Sobac B., Rigollet F., Le Niliot C. Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface // Experimental thermal and fluid science. 2011. Т. 35. №. 3. С. 521-530.
7. Borodulin V., Letushko V., Nizovtsev M., Sterlyagov A. Experimental study of water evaporation of sessile droplets on a solid substrate with different thermal conductivities // MATEC Web of Conferences. EDP Sciences. 2017. Т. 115. 08005.

УДК 536.24

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ ПОДВЕШЕННЫХ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ

Бочкарева Е.М., Терехов В.В., Терехов В.И.

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

Экспериментальному изучению тепломассообмена при испарении жидких капель посвящено огромное число работ. Они не потеряли своей актуальности и по сегодняшний день в силу необходимости решения новых задач в энергетике, химической технологии, биологии и медицине, поэтому исследования в данном направлении интенсивно развиваются.

Изучение аэродинамики и тепломассопереноса непосредственно на движущихся в потоке капель жидкости сопряжено с большими трудностями. Поэтому, как правило, эти процессы моделируются на подвешенных неподвижных каплях при их обдуве потоком газа. Таким методом были получены классические данные по законам тепломассообмена при испарении чистых жидкостей [1], в том числе и в высокотемпературной среде [2]. При этом, как отмечается в большом числе работ [1-5], могут возникнуть значительные погрешности измерения, обусловленные влиянием кондуктивного теплопритока через термопарный провод или специальные поддерживающие нити, а также свободную конвекцию и радиационный теплоперенос.

В настоящей работе представлен сравнительный анализ компонентов теплового потока при испарении в сухой воздушный поток капель различных жидкостей, подвешенных на нитях из различных материалов (полихлорвинил, асбест, оптоволокно, конский волос и др., Рис.1).

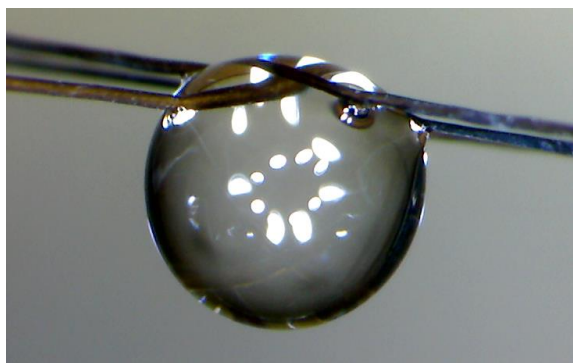


Рис. 1. Внешний вид подвешенной капли воды

Методика экспериментального исследования представлена в работе [6]. Вклад каждого из составляющих суммарного теплового потока рассчитывался по известным формулам теплообмена сферы в режиме смешанной конвекции с учетом излучения и дополнительного подвода теплоты через поддерживающую каплю нити. В качестве примера на рис. 2 дано сравнение значений составляющих суммарного теплового потока при испарении капли воды в воздух с температурой $T_0 = 50^\circ\text{C}$, закрепленной на перекрестье из конского волоса диаметром ~ 0.1 мм.

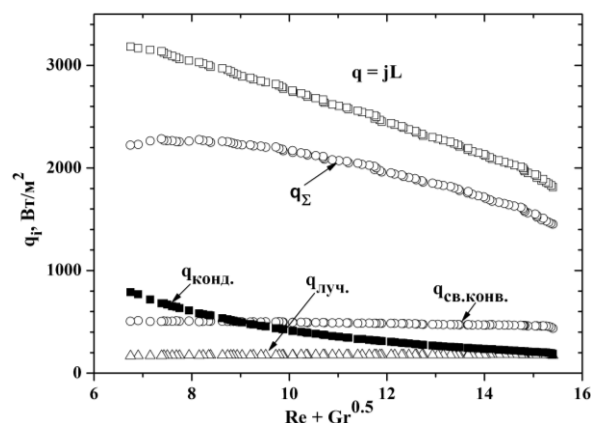


Рис. 2. Компоненты теплового потока на поверхности испаряющейся капли воды. $U_0 = 0.1$ м/с, $T_0 = 50^\circ\text{C}$, $d_0 = 1.8$ мм.

Тепловой поток, расходуемый на фазовый переход $q = j \cdot L$, возрастает по мере уменьшения диаметра капли. Увеличивается при этом и кондуктивная компонента, а тепловые потоки за счет свободной конвекции и радиационного переноса практически не изменяются в процессе испарения. Важно подчеркнуть, что вклад свободной конвекции и теплопроводности в данном случае значителен и может достигать 40%. Очевидно, что при иных термогазодинамических условиях соотношение потоков может кардинально изменяться, что требует детального анализа неопределенностей измерения. В работе подробно рассмотрены данные вопросы для различных жидкостей, скоростей обтекания и материалов подвески.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России и при частичной финансовой поддержке РФФИ грант мол_нр 17-38-50069 и 17-58-53168-ГФЕН.

Список литературы:

1. Ranz W.E. and Marshall W.R. // Chem. Eng. Prog. 1952. V. 48. P.141-146 and 173-180.
2. Ренкисзбулут М., Юань М.С. Экспериментальное исследование испарения капли в высокотемпературном воздушном потоке // Теплопередача. 1983. Т.105. №2. С. 149 – 159.
3. Fuchs, N.A. Evaporation and droplet growth in gaseous media, London: Pergamon Press, 1959. pp. 72.
4. K. Han, G. Song, X. Ma, B. Yang, An experimental and theoretical study of the effect of suspended thermocouple on the single droplet evaporation// Appl. Therm. Eng. 2016.- v. 101. p. 568–575.
5. Borodulin, V.Y., Letushko, V.N., Nizovtsev, M.I., Sterlyagov, A.N., Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops// Int. J. Heat and Mass Transfer, 2017. v.109, p. 609–618.
6. Терехов В. И., Терехов В. В., Шишкин Н. Е., Би К.Ч. Экспериментальное и численное исследование нестационарного испарения капель жидкости// ИФЖ. 2010. Том 83. № 5. С. 829-836.

СПОНТАННАЯ КАВИТАЦИЯ В БИНАРНОЙ ЛЕННАРД-ДЖОНСОВСКОЙ ЖИДКОЙ СМЕСИ

Брюханов В.М., Байдаков В.Г.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Метод молекулярной динамики (МД) использован для исследования кинетики спонтанного вскипания бинарных леннард-джонсовских (ЛД) растворов метан-азот. Исследуемые системы содержали от 10^4 до 10^6 ЛД частиц. Частицы помещались в кубическую ячейку с периодическими граничными условиями. Параметры потенциала σ_{11} , ε_{11} и масса частицы m_1 растворителя (метана) использовались в качестве единиц приведения рассчитываемых величин. Растворяемое вещество (азот) имело меньшее значение энергетического параметра межчастичного взаимодействия ($\varepsilon_{22}/\varepsilon_{11} = 0.6414$), близкие размеры частиц ($\sigma_{22}/\sigma_{11} = 0.9688$), и большую массу частиц ($m_2/m_1 = 1.746$). Перекрестное взаимодействие задавалось правилами Бергто $\varepsilon_{12} = (\varepsilon_{11}\varepsilon_{22})^{1/2}$ и Лореса $\sigma_{12} = (\sigma_{11} + \sigma_{22})/2$. Радиус обрезания потенциала ЛД $r_c = 6.78$.

Для определения частоты зародышеобразования J использовался метод среднего времени жизни [1,2]. Расчеты проводились в интервале между температурой тройной $T_t = 0.692$ и критической $T_c = 1.317$ точек растворителя. Изотермический заход в область метастабильных состояний смеси осуществлялся понижением плотности путем всестороннего растяжения ячейки и масштабирования координат частиц. Для каждого заданного термодинамического состояния ($T, p, x = \text{const}$) определялось время τ ожидания появления в метастабильной жидкости первого жизнеспособного пузырька. Среднее время жизни рассчитывалось по формуле $\bar{\tau} = \sum_i \tau_i / n$, где число событий нуклеации n составляло от 100 до 200. Частота зародышеобразования определялась по формуле $J = (\bar{\tau}V)^{-1}$, где V - объем метастабильной жидкости. При изменении числа частиц в системе и плотности были получены частоты нуклеации в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-9} (в единицах $(\varepsilon_{11}/m_1\sigma_{11}^8)^{1/2}$). Построены барические и концентрационные зависимости частоты зародышеобразования (см. рис.1).

Достигнутые в моделировании растяжения чистого растворителя всегда ниже теоретических значений, полученных по теории гомогенного зародышеобразования (ТГЗ). С увеличением концентрации азота в растворе отклонения результатов МД моделирования от ТГЗ уменьшаются. При некоторых концентрациях растворяемого вещества растяжения, достигнутые в компьютерном эксперименте, превышают их теоретические значения. Показано, что данный эффект связан с размерной зависимостью по-

верхностного натяжения критических пузырьков. Этот вывод согласуется с результатами расчетов поверхностного натяжения равновесных пузырьков в рамках теории капиллярности Ван-дер-Ваальса [3,4]. Экспериментальные исследования кинетики спонтанного вскипания растворов этан-азот также дают эффект превышения экспериментальных значений температуры вскипания над их теоретическими значениями [5].

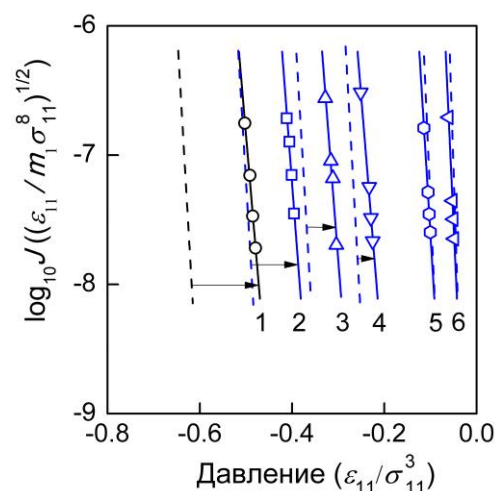


Рис. 1. Частота нуклеации как функция давления при температуре $T=0.85$ и концентрациях растворенного вещества $1-x = 0$; $2-0.1$; $3-0.2$; $4-0.3$; $5-0.5$; $6-0.6$. Пунктирные линии – расчет по теории гомогенного зародышеобразования

Список литературы:

1. Protsenko S.P., Baidakov V.G., Teterin A.S., Zhdanov E.R. Computer simulation of nucleation in a gas-saturated liquid // J. Chem. Phys. 2007. V. 126.094502(14).
2. Baidakov V.G., Bobrov K.S. Spontaneous cavitation in a Lennard-Jones liquid at negative pressures // J. Chem. Phys. 2014. V. 140. 184506(11).
3. Boltachev G.Sh., Baidakov V.G., Schmelzer J.W.P. First-order curvature corrections to the surface tension on multicomponent systems // J. Coll. Interface Sci. 2003. V. 264. №. 1. PP. 228–236.
4. Байдаков В.Г., Болтачев Г.Ш. Свойства критических зародышей жидкости и пара в бинарных растворах // ЖФХ. 1997. Т. 71. № 11. С. 1965–1970.
5. Baidakov V.G., Pankov A.S. Nucleation in ethane–nitrogen solutions. I. Homogeneous nucleation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. V. 86. P. 930–935.

Расчеты проведены на суперкомпьютере ИММ УрО РАН (г. Екатеринбург).

Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-38-00823) и Программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 18-2-2-13).

УДК 532.51:536.248.2

ТЕПЛООБМЕН В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ СМЕСИ ХЛАДОНОВ НА РАЗВИТЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Володин О.А.¹, Печеркин Н.И.¹, Павленко А.Н.¹, Зубков Н.Н.²

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

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

Изменение наружной структуры теплоотдающей поверхности на микромасштабе, на данный момент является ключевым методом интенсификации процесса кипения (применяются также и другие методы, например, нанесение сплошного или перфорированного покрытия с иными, чем у базовой поверхности физическими свойствами). Выбор и создание на поверхности оптимальной микроструктуры способствуют увеличению количества центров парообразования и значительному снижению температурных напоров начала закипания.

Представленная работа посвящена исследованию теплообмена при ламинарно-волновом течении пленки жидкости на медных вертикальных цилиндрах с различной геометрией и параметрами микроструктуры внешней поверхности.

Микроструктурирование поверхности создавалось современным высокопроизводительным и экономичным методом «деформирующего резания» [1]. В качестве рабочей жидкости использовалась 15% смесь хладонов R114/R21. Диаметр цилиндров составлял 50 мм. Протяженность зоны тепловыделения – 70 мм. Плотность теплового потока изменялась от нуля до критических значений. Локальные температуры стенки вдоль течения измерялись с помощью медь-константановых термопар.

В таблице 1 приведены характеристики микроструктур исследуемых поверхностей. В работе исследовалось два основных типа микроструктурирования: микрообребрение с накаткой, создающей под сплюсненными вершинами ребер полузакрытые подповерхностные поры, и микроштырьковая структура.

Таблица 1. Параметры микроструктурированных поверхностей

№	Тип	Шаг ребер, мкм	Высота ребер, мкм	Шаг накатки, мкм
1	Микроструктура с полузакрытыми порами	100	220	318
2	-«-	200	440	318
3	-«-	60	120	318
4	-«-	150	300	318
5	Микроштырьки	150	250	318
6	-«-	300	500	318

Исследования показали, что коэффициент теплоотдачи в режиме кипения на микроструктурирован-

ных поверхностях № 1-4 увеличивается до трех и более раз по сравнению с гладкой поверхностью.

Для микроштырьковых поверхностей (№ 5, 6) интенсификации теплоотдачи по сравнению с гладкой поверхностью в режиме кипения практически не наблюдается, что можно связать с отсутствием полузакрытых микропор. В тоже время, развитие площади этих поверхностей приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи в режиме испарения пленки жидкости (примерно в 2 раза по сравнению с гладкой поверхностью).

Значения критического теплового потока (КТП) для исследованных микроструктурированных поверхностей более чем в два раза превышают значения КТП для гладкой поверхности, а также заметно превышают значения, полученные для Gewa-B5 в [2]. Иллюстрация осушения поверхности после достижения критического теплового потока приведена на рис. 1.

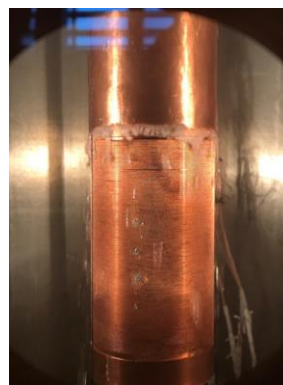


Рис. 1. Полное осушение зоны тепловыделения после достижения критического теплового потока на микроструктурированной поверхности № 2.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00489) и РНФ (проект № 14-49-00010, раздел по изучению интенсификации теплообмена с использованием микроштырьковых структур поверхности)

Список литературы

1. Thors P. and Zoubkov N. Method for making enhanced heat transfer surfaces. Patent No. US 8573022 B2, Int. B21D53/01. November 5, 2013.
2. Christians M. and Thome J.R. Falling film evaporation on enhanced tubes, part 1: Experimental results for pool boiling, onset-of-dryout and falling film evaporation // Int. J. Refrigeration. 2012. Vol. 35. N. 2. P. 300-312.

УДК 536.24

О МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ТЕПЛОВОГО И МАССОВОГО БАЛАНСА НА ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА В ДОЗВУКОВОМ КАПЕЛЬНОМ ПОТОКЕ

Воронич И.В.

Московский физико-технический институт,
141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

Задачи тепло- и массообмена при дозвуковом обтекании капельным потоком тел с затупленной передней кромкой имеют существенное значение для практики, включая вопросы обледенения авиационных конструкций (передние кромки, антенны, датчики), конструкций электрических сетей (провода, мачты) и других [1]. Обтекание затупленных передних кромок полностью или частично происходит в ламинарном режиме, в силу этого имеются возможности использования аналитических и приближенных решений. Для таких задач диапазоны значений числа Рейнольдса $Re=10^3\div 10^6$ и числа Маха $M=0\div 0,8$.

Рассматриваемая проблематика существенно опирается на экспериментальные данные по коэффициенту теплообмена. Для реальных форм существует мало таких данных, особенно с учетом влияния шероховатости поверхности и сжимаемости среды. Данные по коэффициенту захвата капельного потока могут быть получены экспериментально или достоверно восполнены численным расчетом.

В качестве характерной задачи часто рассматривают обтекание цилиндра радиуса R , помещенного в капельный поток со скоростью V_∞ , температурой T_∞ , давлением p_∞ , относительной влажностью Rh_∞ . В потоке содержатся переохлажденные капли диаметра d , плотность капельной фракции (водность) η_∞ . Из-за инерции траектории капель вблизи лобовой поверхности отклоняются от линий тока, что приводит к их соударению с поверхностью в диапазоне углов $|\varphi|<90^\circ$. Предельный угол φ_0 зависит от параметров капли (масса и диаметр) и поля течения (скорость, плотность и давление). При рассмотрении траекторий капель обычно полагают, что капли не оказывают влияния на несущий поток, при этом состояние и форма капли не меняются при подлете к поверхности. Влияние режима теплообмена на поле скорости несущего потока воздуха также обычно не учитывается. Задача заключается в расчете температуры баланса элемента поверхности и начальной скорости роста льда при наличии условий его образования.

Тепловой и массовый баланс элемента поверхности рассматриваются в приближении стационарного состояния и однородных по пространству распределения параметров в пределах контрольного объема, опирающегося на элемент поверхности и охватывающего все фазовые состояния.

Баланс элемента поверхности рассматривается на основе законов сохранения тепловой энергии и массы, выраженных с помощью плотностей тепловых и массовых потоков, обусловленных различными элементарными процессами. Под тепловым потоком понимается тепловой эффект того или иного процесса. В число таких процессов входят аэродинамическая теплоотдача, испарение и сублимация, кристаллиза-

ция, нагрев и охлаждение жидкой и твердой фаз. До настоящего времени модели процессов развиваются и уточняются в различных направлениях [2].

Входными параметрами для расчета являются значения в центрах элементов поверхности коэффициента теплоотдачи h , коэффициента захвата капель β , статического давления p и температуры адиабатической стенки T_{ad} . Коэффициент массоотдачи при испарении обычно выражают через коэффициент теплоотдачи на основе аналогии между температурой и пассивной примесью в несжимаемой среде. Аналогия применима для режимов обтекания с числом Маха $M<0,5$, в сжимаемых течениях установить простую связь не представляется возможным.

Алгоритм поиска установившегося распределения потоков жидкой фазы между контрольными объемами, опирающимися на элементы поверхности, строится итерационно, стартуя с некоторого начального состояния. Распределение плотности потока массы вытекающей жидкости m_{out} между гранями проводится с помощью поля скорости воздушного потока.

В результате численного решения уравнений теплового и массового баланса находятся значения температуры баланса T_b и массовой фракции льда f как доли суммарной плотности потока массы.

После появления первичного слоя льда форма поверхности изменится и в случае «сухого» режима появится шероховатость. Параметры натурной шероховатости могут быть приближенно учтены в расчетах. Этот фактор существенно повышает значения h в окрестности носка, в зависимости от числа Рейнольдса и размера эквивалентного зерна.

В качестве примера применения методики приведены результаты расчета образования льда на цилиндре в сравнении с данными эксперимента при различных значениях температуры потока [3]. Входные параметры для теплового расчета были использованы в виде аппроксимаций на основе различных данных. Сравнение показывает, что при корректных входных данных методика верно предсказывает скорость роста льда и не нуждается в свободных параметрах.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-08-00501.

Список литературы:

1. Мазин И.П. Физические основы обледенения самолетов. - Москва: Гидрометеиздат, 1957. 120 с.
2. Mazin I.P., Korolev A.V., Heymsfield A., Isaac G.A., Cober S.G. Thermodynamics of Icing Cylinder for Measurements of Liquid Water Content in Supercooled Clouds // J. of Atmospheric and Oceanic Technology. 2001. V. 18. N 4. P. 543-558.
3. Koss H.H., Gjelstrup H., Georakis C.T. Experimental Study of Ice Accretion on Circular Cylinders at Moderate Low Temperatures // J. of Wing Engineering and Industrial Aerodynamics. 2012. V. 104-106. P. 540-546.

УДК 536.423.4

РАСЧЕТ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ ИСПАРЕНИИ И КИПЕНИИ ПЛЕНКИ, ОРОШАЮЩЕЙ ПАКЕТ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ОРЕБРЕННЫХ ТРУБ

Гогонин И.И.

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

Особенностью работы ряда аппаратов таких, как парагенератор теплового насоса, испаритель холодильной машины, парогенератор бинарной фреоновой станции и др. является низкое значение удельных тепловых потоков. Реализуются режимы теплообмена, когда кипение в пленке только начинается, а интенсивность теплообмена при испарении соизмерима с теплообменом при кипении. Оребрение труб является хорошо проверенным способом интенсификации теплоотдачи, как при испарении, так и при кипении. Однако данных о выборе параметров оребрения и способах оценки теплообмена при кипении пленки, орошающей пакет оребренных труб, недостаточно.

В данной статье изложен алгоритм расчета теплообмена при испарении и кипении пленки, орошающей пакет оребренных труб, и выполнено сравнение расчетных и экспериментальных данных. Расчетные параметры удовлетворительно совпали с экспериментальными данными.

Список литературы:

1. Гогонин И.И., Кабов О.А. Влияние капиллярного удерживания жидкости на теплообмен при конденсации на оребренных трубах. Известия СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1983. № 8. Вып. 2. С. 3-9.
2. Bressler R.J., Wyatt P.W. Surface wetting through capillary grooves. Trans. ASME. Ser.C. 1970. V.92 (2). P.132-139.
3. Fujita J., Tsatsui M. Experimental and analytical study of evaporation heat transfer in falling films on horizontal tubes. Proc. of 10th Int. heat transfer conference. Brighton U.K. 1994. V.6. P.175-180.
4. Паркен, Флетчер, Сернас, Хань. Теплопередача при испарении и кипении жидкой пленки, стекающей по горизонтальной трубке. Современное машиностроение. Сер. А. 1991. № 2. С. 11-18. (Parken W. H., Fletcher F.L., Sernas S., Han J.C. Heat transfer through falling film evaporation and boiling on horizontal tubes. Trans. ASME. Ser.A. 1991. N.2. P.11-18).
5. Гогонин И.И. Теплообмен при испарении и кипении пленки, орошающей пучок горизонтальных труб. ТОХТ. 2014. Т. 48. № 1. С. 103-111.
6. Гогонин И.И. Зависимость теплообмена при кипении от свойств и геометрических параметров теплообразующей стенки. Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. № 6. С. 918-921.
7. Неизотермическая абсорбция в термотрансформаторах / В.Е. Накоряков, Н.И. Григорьева, Новосибирск. Наука. 2010. 113 с.
8. Rogers J.T. Laminar falling film flow and heat transfer characteristic on horizontal tubes. The Canadian Journal of Chem. Eng. 1981. V.59. N.2. P.213-222.
9. Лабунцов Д. А. Приближенная теория теплообмена при развитии пузырькового кипении. Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. 1963. № 1. С. 58-71.

УДК 621.9

ПОДАВЛЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ЛЕСНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАЗНЫХ СХЕМ РАСПЫЛЕНИЯ ВОДЫ

Жданова А.О.¹, Стрижак П.А.¹, Кузнецов Г.В.¹, Хасанов И.Р.²

¹ Национальный Исследовательский Томский Политехнический Университет (НИ ТПУ), 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина 30

² Научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий, Россия 143903, Россия, г. Балашиха, мкр. ВНИИПО 12

1. Введение

Лесные пожары приводят к колоссальным экологическим и экономическим последствиям [1, 2]. Убытки, причиненные лесными пожарами, принято считать одними из наиболее масштабных [3, 4]. Организация процессов сдерживания или замедления распространения фронта горения, тушения и ликвидации возгораний традиционно предполагает локальный сброс тушащей жидкости с борта летательного аппарата (самолета, вертолета, беспилотника) в зону горения [5]. Оценка объемов воды, необходимых для прекращения реакции термического разложения лесных горючих материалов (ЛГМ) («полезно израсходованной жидкости»), является актуальной задачей.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование отличий физических процессов и фазовых превращений при импульсной и непрерывной подаче жидкостного аэрозоля в зону горения ЛГМ.

2. Материалы и методы исследования

Эксперименты проводили на стенде, обеспечивающем регистрацию параметров быстропротекающих процессов. Исследования проводились в три этапа. В рамках первого реализовывалась непрерывная подача жидкостного аэрозоля. На втором и третьем этапах реализовывалась подача жидкостного аэрозоля по двум схемам (рис. 1).

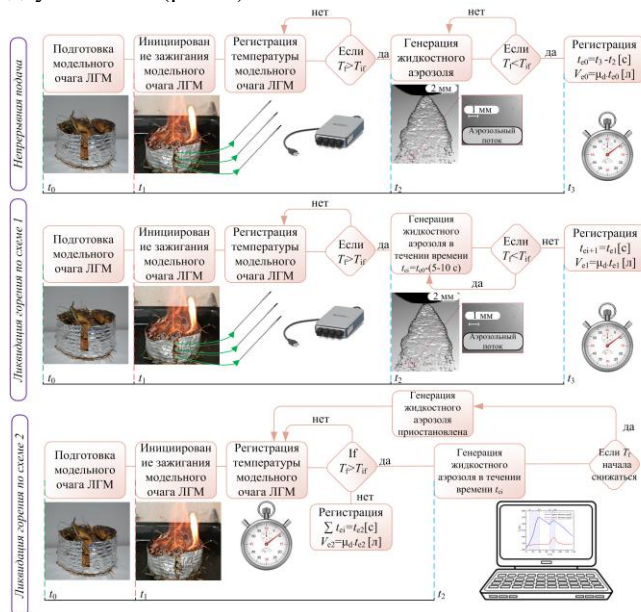


Рис. 1. Описание серий экспериментов.

Исследования позволили установить, что непрерывное воздействие на модельный очаг жидкостным аэрозолем позволяет подавить реакцию термического разложения ЛГМ за минимальное время, но при мак-

симальных использованных объемах жидкости. Однако применение *схемы № 1* позволило снизить объем задействованной на тушение жидкости в 2-3 раза. Можно предположить, что подавление газофазного горения рассмотренных ЛГМ (за счет подачи в зону горения жидкостного аэрозоля за минимальный период времени) позволило снизить максимальные значения градиента температур в слое, тем самым скорость переноса теплоты замедлилась. Приток энергии блокируется от интенсивно разлагающегося участка к участку с меньшими значениями температур.

Средние значения объемов, задействованной на тушение жидкости, соответствуют *схеме №2*. Импульсная подача воды в зону реагирования приводит к интенсификации эндотермических фазовых превращений с практически полным испарением тушащей жидкости в зоне реагирования. Испарение является доминирующим механизмом подавления процесса деструкции ЛГМ.

3. Результаты и обсуждения

В зависимости от приоритета (минимальное время, ограниченный запас воды, необходимость сохранения большей доли горючего материала неповрежденным пламенем) в системах пожаротушения целесообразно применять разные из рассмотренных схем ввода воды в зону пламенного горения и термического разложения ЛГМ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФ 18-19-00056.

Список литературы:

1. Атлас риска пожаров на территории Российской Федерации – М.: ООО «Издательско-продюсерский центр» «Дизайн. Информация. Картография», 2010. – 640 с.
2. Государственный доклад «О состоянии защиты населения и территорий РФ от чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера в 2015 году.» – М.: МЧС России. ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), 2016
3. Laing J.R., Jaffe D.A., Hee J.R. Physical and Optical Properties of Aged Biomass Burning Aerosol from Wildfires in Siberia and the Western USA at the Mt. Bachelor Observatory // Atmospheric Chemistry and Physics. 2016. Vol. 16. P. 15185–15197.
4. Dimitrakopoulos A., Gogi C., Stamatelos G., Mitsopoulos I. Statistical Analysis of the Fire Environment of Large Forest Fires (>1000 ha) in Greece // Polish Journal of Environmental Studies. 2011. Vol. 20. P. 327–332.
5. Korobeinichev O.P., Shmakov A.G., Shvartsberg V.M., Chernov A.A., Yakimov S.A., Koutsenogii K.P., Makarov V.I. Fire Suppression by Low-Volatile Chemically Active Fire Suppressants Using Aerosol Technology // Fire Safety Journal. 2012. Vol. 51. P. 102–109.

УДК 536.24:536.423.1

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ИСПАРЕНИИ И КИПЕНИИ ТОНКИХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СЛОЕВ ЖИДКОСТИ НА ГЛАДКИХ И СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Жуков В.И.¹, Швецов Д.А.¹, Павленко А.Н.², Бессмельцев В.П.³

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

³ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 30090, Россия, Новосибирск, пр. Коптюга, 1

В системах охлаждения и термостабилизации, в некоторых конструкциях диффузионных вакуумных насосов [1], в контурных тепловых трубах [2] и других технологических устройствах используются горизонтальные тонкие пленки жидкости. В диффузионных вакуумных насосах обычно используются гладкие поверхности, в тепловых трубах это обычно поверхности с капиллярно-пористым покрытием. В [3–5] исследовался теплообмен и критические тепловые потоки к тонкому горизонтальному слою вакуумного масла при пониженном давлении. В [4] представлена теоретическая модель, на основе которой рассчитываются тепловые потоки в слое испаряющейся жидкости. В [5] выполнено экспериментальное исследование критических тепловых потоков в слоях различной высоты при испарении вакуумного масла при низком давлении. В результате проведения экспериментов установлено, что плотность критического теплового потока увеличивается в узком диапазоне изменения высоты слоя более чем на порядок и в слоях выше капиллярной постоянной его величина на порядок больше, чем расчет по формуле Кутателадзе [6]. В [7] приводятся данные по критическим тепловым потокам и областям существования различных структур, возникающих в режимах кипения и испарения в тонком слое жидкости при изменении высоты слоя и приведенного давления в широких диапазонах. В качестве рабочей жидкости в экспериментах использовался н-додекан. В [8] выполнен анализ влияния на теплообмен структур, образующихся при испарении и кипении в горизонтальных тонких слоях жидкости (н-додекана). В слоях с толщиной более капиллярной постоянной при низких давлениях под действием реактивной силы фазового перехода образуются структуры в форме “воронки” и “кратеров” [3–5, 7]. При повышении давления возникает пузырьковое кипение. Показано, что образование структур в форме “воронки” и “кратеров” в режиме интенсивного испарения при низком приведенном давлении приводит к увеличению коэффициента теплоотдачи при аналогичных значениях высоты слоя примерно на 70% по сравнению с пузырьковым кипением.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования теплообмена в горизонтальных слоях н-додекана различной толщины при пониженных давлениях для режима пузырькового кипения и режима испарения на капиллярно-пористой поверхности. Капиллярно-пористая поверхность создавалась нанесением металлического

порошка с размером частиц 20–40 на подложку из нержавеющей стали с помощью лазерного 3-d принтера [9]. В качестве рабочей жидкости использовался н-додекан. Полученные в [7, 8] экспериментальные данные используются для оценок степени интенсификации теплообмена при проведении процессов на пористой поверхности по сравнению с гладкими поверхностями.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 18–08–00545–а: блок экспериментальных исследований по изучению теплоотдачи при кипении и испарении в тонких горизонтальных слоях жидкости при пониженных давлениях) и гранта Российского научного фонда (проект № 14–49–00010: блок по высокоскоростной визуализации переходных процессов и изучению структурообразования в тонких горизонтальных слоях жидкости при интенсивном испарении).

Список литературы:

1. Zhukov V.I., Kulikov V.P. Study of Diffusion Pump with Thin-Film Evaporation of Oil in the Boiling Tank // Chemical and petroleum engineering. 1990. V 26. № 5–6. P. 226 – 228.
2. Wong S.C., Liou J.H., Chang C.W. Evaporation resistance measurement with visualization for sintered copper-powder evaporator in operating flat-plate heat pipes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2010. V. 53. № 19–20 P. 3792–3798.
3. Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Жуков В.И. Исследование испарения из тонкого слоя масла в условиях вакуума // Изв. СО АН СССР. 1989. Сер. техн. наук. В. 3. С. 8–13.
4. Zhukov V.I., Pavlenko A.N. Critical Phenomena at Evaporation in a Thin Liquid Layer at Reduced Pressures // J. Eng. Thermophys. 2013. V. 22. № 4. P. 257–287.
5. Жуков В.И., Павленко А.Н., Нагайцева Ю.В. и др. Влияние высоты слоя на теплообмен и критический тепловой поток при испарении жидкости в условиях низких давлений // ТВТ. 2015. Т. 53. № 5. С. 727–734.
6. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
7. Zhukov V.I., Pavlenko A. N. Heat transfer and critical phenomena during evaporation and boiling in a thin horizontal liquid layer at low pressures // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 117. P. 978–990.
8. Жуков В.И., Павленко А.Н. Режимы с интенсификацией теплообмена при испарении в тонких горизонтальных слоях жидкости при пониженных давлениях // Письма в ЖТФ. 2018 (в печати)
9. Баев С.Г., Бессмельцев В.П., Голошевский Н.В., Горяев Е.П., Кастеров В.В., Смирнов К.К. Лазерная система для исследования аддитивного формообразования изделий из металлических порошков // Интерэкспо ГЕОСибирь-2017. XIII Междунар. науч. конгр., 17–21 апреля 2017 г., Новосибирск: Междунар. науч. конф. “СибОптика-2017”: сб. материалов в 2 т., т. 1. – Новосибирск: СГУГиТ, 2017. – С. 29–34.

УДК 536.2

**ФИЗИЧЕСКОЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПРОЦЕССА СУШКИ ВЛАЖНОЙ БИОМАССЫ**

Иванова Н.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

Анализ тенденции развития мирового топливно-энергетического комплекса показывает, что древесная биомасса приобретает все более важную роль в общем балансе тепло- и электрогенерации [1]. Как показали эксперименты [2] наиболее приемлемый способ использования древесины — это ее прямое сжигание в топочных устройствах котельных агрегатов ТЭС. Одним из наиболее ответственных этапов термической подготовки древесного топлива к сжиганию является его дегидратация (сушка) [3]. Проведение процедуры удаления влаги до сих пор является одной из наиболее затруднительных [4]. Это обусловлено тем, что процесс испарения является эндотермическим при котором источником поглощаемой энергии служит теплота фазового перехода, протекающим в очень узкой, постоянно перемещающейся зоне (фронт испарения). Определение оптимального режима сушки является одной из актуальнейших и не решенной до настоящего времени задачей.

Проведение экспериментальных исследований, учитывая все разнообразие видов древесины и различных режимов сушки, практически невозможно. По этой причине наиболее перспективным является применение аппарата математического моделирования. Цель настоящей работы – математическое моделирование процессов сушки влажной древесной биомассы на основе древесины различных пород.

Постановка задачи

В начальный момент времени брусок древесины (цилиндрической формы) вводится в высокотемпературную среду и нагревается за счет конвекции и излучения. Последнее приводит к инициированию процесса испарения влаги. Фронт испарения движется от поверхности вглубь древесной заготовки. В результате формируется пористый каркас с высоким термическим сопротивлением. Сушка древесины заканчивается тогда, когда вся влага древесины испарится.

Весь процесс сушки описывается следующей системой нестационарных дифференциальных уравнений частных производных:

- уравнение энергии для биомассы:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} + \rho_s C_s \left(U_s \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{V_s}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) - \frac{\omega_e Q_e \delta}{\Delta} - Q_{td} W_{td};$$

- скорость испарения рассчитывалась из выражения:

$$W_{eva} = W_f \exp \left[\frac{Q_{wat} \mu_{wat} (T(r_{eva}, \Phi_{eva}, \tau) - T_f)}{RT_f T(r_{eva}, \Phi_{eva}, \tau)} \right];$$

- уравнение энергии для газовой области:

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} + \rho \left[U \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right] = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\lambda}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2};$$

- уравнение пьезопроводности:

$$\frac{\partial PP}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{K_p}{\beta \gamma} \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{K_p}{\beta \cdot \gamma} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \Sigma J_i;$$

Краевые условия:

$$t=0; 0 < r < r_w; T(r, \varphi, 0) = T_0; r_w < r < r_g; T(r, \varphi, 0) = T_g;$$

$$t=0; 0 < r < r_w; P(r, \varphi, 0) = P_0 = 101325 \text{ Па}$$

Результаты

На рисунке 1 приведены зависимости скорости сушки (W) от температуры внешней среды (T_g). Можно отметить, что T_g оказывает существенное влияние на характеристики и условия дегидратации древесины. Так увеличение температуры внешней среды на 80К (от 333 до 413 К) приводит к семикратному ускорению процесса высушивания древесины (скорость сушки W увеличивается с 0,1 · 10⁻³ до 0,7 · 10⁻³ кг/(м²·с)). Также анализ зависимостей показывает,

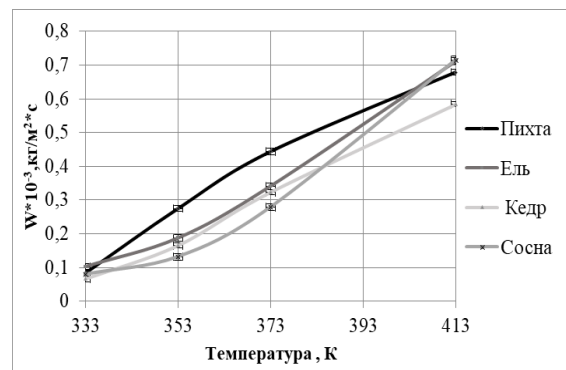


Рис. 1. Зависимость массовой скорости испарения от температуры для хвойных образцов биомассы.

что временные характеристики процесса дегидратации древесины существенно зависят от вида древесины. Так заготовки, выполненные из пихты, высушиваются быстрее чем из кедра при идентичных условиях. Последнее связано с существенным отличием теплофизических и фильтрационных характеристик древесины. Так плотность (ρ) пихты ~380 кг/м³, в то время как у сосны ~500 кг/м³.

Разработанная математическая модель позволяет проводить прогностическое моделирование различных режимов дегидратации древесины в условиях, соответствующих сушильным камерам, используемых на производстве.

Список литературы:

1. Дубнова О.С. Современные тенденции развития мирового рынка биотоплива: статья // Сегодня и завтра российской экономики. - 2010. - №37. - С.58-64.
2. Голубев В.А. Обоснование и совершенствование способов энергетического использования растительных отходов: дисс. канд. тех наук: 01.04.14. – М., 2014. – 107с.
3. Лыков А.В. Теория сушки. - М.: Энергия, 1968. - 471 с.
4. Головкин С. И., Коперин И. Ф., Найденков В. И. Энергетическое использование древесных отходов. — М.: Лесн. пром-сть, 1987. – 224.

ДИНАМИКА ВЗРЫВНОГО КИПЕНИЯ ВОДЫ НА МИКРОНАГРЕВАТЕЛЕ

Козулин И.А.^{1,2}, Кузнецов В.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В связи с быстрым ростом высокотехнологичных приложений в различных областях техники, все большее внимание уделяется разработке миниатюрных устройств с размером рабочих элементов меньше 100 микрон [1, 2]. К таким системам относятся системы термостабилизации электронных и оптических устройств, топливные элементы, микроэлектромеханические системы (МЭМС).

В работе проведено экспериментальное исследование взрывного кипения воды на плоском микронагревателе 100x110 мкм. На данном этапе работ использована вода без добавок наночастиц, как базовая жидкость. Для исследования взрывного кипения воды применен оптический метод, основанный на измерении интенсивности лазерного излучения, диффузно отражённого от поверхности микронагревателя [3]. Схема экспериментальной стенда для исследования взрывного кипения на микронагревателе показана на рис. 1 (а). Фотография микронагревателя с размером 100x110 мкм представлена на рис. 1 (б).

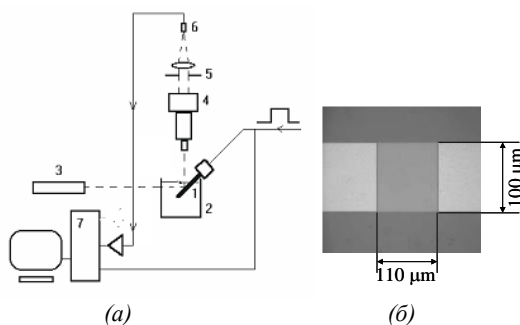


Рис. 1. Схема экспериментальной стенда.

В экспериментах микрочип с нагревателем (1) погружался в кювету с деионизированной водой (2). Начальная температура жидкости варьировалась от 20 до 23°C. Одиночные прямоугольные импульсы тока подавались на резистор микронагревателя (1) для нагрева жидкости. Для изучения взрывного кипения использована оптическая методика регистрации зародышеобразования, основанная на измерении интенсивности лазерного излучения (3), диффузно отражённого от поверхности нагревателя (1). После отражения от поверхности нагревателя лазерное излучение проходило через объектив микроскопа (4) и с помощью диафрагмы (5) вырезалась область, в которой происходил фазовый переход. Интенсивность лазерного излучения регистрировалась фотодиодом (6), сигнал с которого обрабатывался быстрым АЦП (7). При возникновении микропузырьков интегральный коэффициент диффузного отражения падает, и сигнал с фотоприёмника дает динамику заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками.

На рис. 2 приведена зависимость температуры начала вскипания воды в зависимости от скорости роста температуры на микронагревателе. Пунктирной линией здесь приведено уравнение из работы [4] для предельной температуры перегрева жидкости: $T_{lim}/T_{cr}=0.905+0.095.(T_{sat}/T_{cr})^8$. Сплошной линией отмечена линия спинодали, рассчитанная по модели [5]. На рисунке также представлена зависимость интенсивности отраженного света от микронагревателя в зависимости от времени при взрывном вскипании воды для приведенной плотность тепловыделения $q_{eff}=330.33$ МВт/м², скорости роста температуры $dT/dt=19.98$ МК/с. Сигнал с фотодиода нормирован таким образом, чтобы время начала сигнала с фотодиода совпадало со временем подачи нагревающего импульса с генератора.

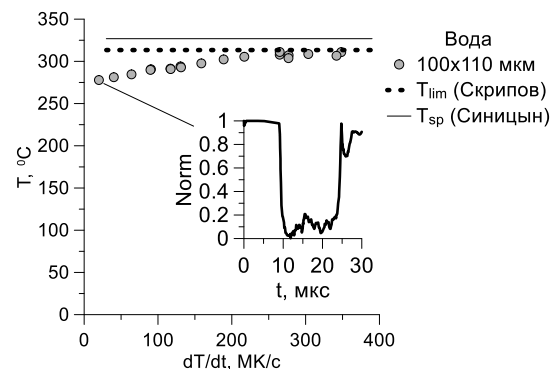


Рис. 2. Температуры начала пузырькового распада воды в зависимости от скорости роста температуры жидкости перед началом распада и динамика интенсивности отраженного света от времени для $q_{eff}=330.33$ МВт/м², $dT/dt=19.98$ МК/с.

Исследование выполнено за счет средств КПФИ СО РАН Междисциплинарные интеграционные исследования, проект 5.3.

Список литературы:

1. Kuznetsov V. V., Kozulin I. A. Explosive vaporization of a water layer on a flat microheater // Journal of Engineering Thermophysics. 2010. V.19, (2). P. 102-109.
2. Allen R. R., Meyer J. D. and Knight W. R. Thermodynamics and Hydrodynamics of Thermal Ink Jets // Hewlett-Packard J. 1985. Vol. 36. P. 21-27.
3. Козулин И. А., Кузнецов В. В., Барткус Г. В. Экспериментальное изучение взрывного вскипания органических жидкостей методом изменения интенсивности лазерного излучения при рассеянии на микропузырьках // Журнал Вестник НГУ. Серия Физика. 2016. Т. 11 (1). С. 66 – 72.
4. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
5. Синицын Е. Н., Виноградов В. Е. Термодинамическое подобие и простая аппроксимация спинодали // Фазовые превращения и неравновесные процессы. Научные труды Института теплофизики УРО РАН. 1980. С.77-80.

УДК 532.529.2

ТЕРМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИНТЕНСИВНО ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

Крета А.С.^{1,2}, Люлин Ю.В.²

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Одна из главных современных тенденций развития техники - это повсеместная миниатюризация устройств. Во многих технологиях происходит переход от процессов тепло- и массо- обмена в большом объеме к процессам в тонких слоях жидкости. Существенно возрастают удельные и объемные плотности теплового потока. Для решения задач по отводу высоких тепловых потоков перспективной является двухфазная система охлаждения, в которой тонкий слой жидкости движется в плоском мини- или микроканале, увлекаемый потоком газа. В подобной системе непосредственное влияние на тепло-массообмен оказывает взаимосвязь между испарением и конвекцией в слое жидкости.

Целью работы является экспериментальное исследование взаимовлияния различных механизмов конвективных течений, возникающих за счет термогравитационной, термокапиллярной конвекций, а также сил касательных напряжений на интенсивность испарения горизонтального слоя жидкости в поток газа.

Эксперименты проводились при атмосферном давлении в рабочем участке и неподвижном слое жидкости толщиной 3 мм. В качестве исследуемой жидкости использовался Этанол. Площадь поверхности испарения составляла 100 мм² с соответствующим размером выреза в пластине 10x10 мм. Расход газа варьировался от 100 до 1000 мл/мин с шагом 100 мл/мин, что соответствует его средней скорости от 0,0139 м/с до 0,138 м/с. Температура системы «жидкость-газ» изменялась от 20 °С до 40 °С с шагом 10 °С.

На Рис. 1 представлена зависимость сил сдвиговых напряжений, вызванных неоднородностью температуры на поверхностном слое жидкости и трением потока газа о поверхность раздела фаз, от Рейнольдса газа при различных температур системы «жидкость – газ».

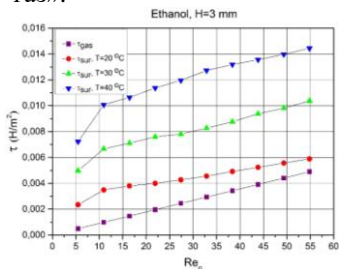


Рис. 1. Зависимость сил сдвиговых напряжений от Рейнольдса газа.

Из графика видно, что при росте числа Рейнольдса газа возрастают и термокапиллярные силы и силы касательных напряжений, вызванные трением потока

газа о поверхность испаряющейся слоя жидкости. При увеличении скорости газа возрастают градиенты температуры на поверхности испаряющегося слоя жидкости, и, как следствие, возрастают термокапиллярные напряжения для обеих систем. При увеличении температуры системы «жидкость-газ» термокапиллярные силы также увеличиваются из-за роста интенсивности испарения поверхности слоя жидкости. При увеличении скорости потока газа возрастает сила трения газа о межфазную поверхность слоя жидкости, в результате чего увеличиваются силы касательных напряжений.

С увеличением скорости потока газа отношение термокапиллярных сил к силам касательных напряжений для обеих систем уменьшается Рис. 2.

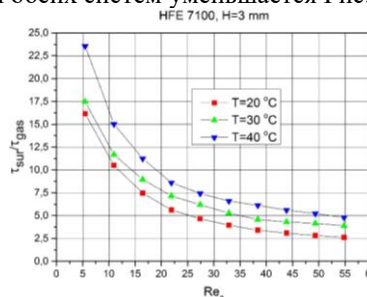


Рис.21. Отношение термокапиллярных сил к силам касательных напряжений.

Можно заметить, что при малых числах Рейнольда для газа термокапиллярные силы больше в несколько раз, чем силы касательных напряжений, вызванные трением потока газа о межфазную поверхность. Это означает, что при малых скоростях потока газа термокапиллярный механизм течения жидкости является основным. При максимальных скоростях потока газа в эксперименте отношение термокапиллярных сил к силам касательных напряжений значительно уменьшается. Однако, термокапиллярные силы по-прежнему дают основной вклад в развитие конвективных течений в горизонтальных слоях жидкости. Таким образом, основным фактором, влияющим на характер и скорость распространения конвективных течений, является термокапиллярный эффект.

Список литературы:

1. Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear-stress // Int. J. Heat and Mass Transfer, 2014, 70, pp. 599-609.
2. Kreta A.S., Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Effect of temperature on the convection flow within the liquid evaporation in-to the gas flow // Journal of Physics: Conference Series, 2016, 754.
3. Goncharova O.N., Kabov O.A. Mathematical and numerical modeling of convection in a horizontal layer under co-current gas flow // Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53, pp.2795-2807.

УДК 536.423.1; 544.77

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОБАВКИ ПАВ НА ВЕЛИЧИНУ КРИТИЧЕСКОГО ТЕПЛООВОГО ПОТОКА ПРИ КИПЕНИИ НАНОЖИДКОСТЕЙ

Лобасов А.С.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Пряжников М.И.^{1,2}

¹ Сибирский Федеральный Университет,

660074, Россия, Красноярск, ул. ак. Киренского, 26

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

Кипение, в качестве одного из наиболее эффективных и действенных способов теплообмена, используется в различных инженерных приложениях. Поэтому повышение критической плотности теплового потока при кипении было предметом многочисленных исследований, а в последнее время начали интенсивно изучаться возможности применения наножидкостей в приложениях, связанных с кипением. В [1] исследовалось кипение наножидкостей «диоксид кремния-вода» и «оксид алюминия-вода» на квадратном нагревателе с характерным размером 10 мм и наблюдалось резкое увеличение значений критического теплового потока (КТП) в присутствии наночастиц (более чем на 200%). Весьма противоречивы данные по влиянию размера частиц на КТП. Так Могено и др. [2] утверждают, что КТП не зависит от размера наночастиц оксида алюминия в диапазоне от 69 до 346 нм. В то же время в работе [3] для наножидкостей с частицами серебра установлено, что КТП снижается с увеличением размера частиц. В работах же [4,5] напротив показано, что КТП возрастает с увеличением размера частиц.

Для обеспечения постоянства теплофизических свойств наножидкостей применяют различные способы их стабилизации и повышения коллоидной устойчивости, одним из которых является использование поверхностно-активных веществ (ПАВ). Однако влияние присутствия ПАВ на величину КТП при кипении как наножидкостей, так и базовых жидкостей ранее практически не изучалось. Поэтому в данной работе проведено экспериментальное исследование влияния добавки в качестве ПАВ высокомолекулярных полимеров – ксантановой камеди и полиакриламида (ПАА) на величину КТП при кипении дистиллированной воды и наножидкости на её основе с добавлением наночастиц диоксида кремния. Средний размер частиц составлял 25 нм, объёмная концентрация была равна 0.1 %. Массовая концентрация ПАВ варьировалась от 10 мг/л до 200 мг/л. Для приготовления наножидкостей использовался стандартный двухшаговый метод.

Исследование кипения наножидкостей было выполнено на установке, которая детально описана в работах [4,5]. Исследуемая жидкость помещалась в герметичную стеклянную колбу диаметром 8 см, в которую также помещался нагреватель, закреплённый медными шинами сечением 10×2 мм. С помощью программируемого источника питания постоянного тока АКПП-1122 на нагреватель подаётся напряжение, которое фиксируется прецизионным вольтметром GDM-78261. Колба с исследуемой жидкостью герметично закрыта резиновой пробкой. На

нагреватель подаётся напряжение, и плотность теплового потока изменяется до тех пор, пока не наступит кризис кипения. Плотность теплового потока при кипении на нагревателе определяется соотношением $q = IU/S$, где $S = \pi dl$ – площадь боковой поверхности нагревателя, d, l – диаметр и длина нагревателя, I – сила тока в цепи нагревателя, U – падение напряжения на нагревателе. Температуры поверхности нагревателя определяется по зависимости сопротивления нити от температуры. Оценки показывают, что погрешность определения плотности теплового потока составляет 2%, а погрешность в определении температуры нагревателя – ~3%.

В результате проведенных экспериментов были получены зависимости критического теплового потока при кипении дистиллированной воды и наножидкости от концентрации камеди и полиакриламида, а также показано, что добавление ПАВ в обоих случаях увеличивает КТП. С увеличением концентрации ПАВ в воде КТП увеличивается и выходит на «плато» при концентрации 50 мг/л. При дальнейшем увеличении концентрации ПАВ до 200 мг/л критический тепловой поток изменяется слабо. Повышение критического теплового потока для воды с полиакриламидом составило 1.61 раза, а для воды с ксантановой камедью – 1.32 раза по сравнению с чистой водой. Максимальное увеличение КТП наножидкости с ПАА составило 73% при 50 мг/л ПАА в наножидкости. Также было обнаружено влияние материала поверхностно-активного вещества на кризис кипения, а именно полиакриламид даёт лучший прирост КТП по сравнению с ксантановой камедью.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства Образования и Науки Российской Федерации Сибирскому федеральному университету в 2018 году (проект № 16.8368.2017/БЧ).

Список литературы:

1. You S.M., Kim J.H., Kim K.H. Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. Pp. 3374-3376.
2. Moreno G.J., Oldenburg S., You S.M., Kim J.H. Pool boiling heat transfer of alumina-water, zinc oxide-water and alumina-water ethylene glycol nanofluids // HT2005; July 17-22; San Francisco, California, USA 2005.
3. Taylor R.A., Phelan P. Pool boiling of nanofluids: Comprehensive review of existing data and limited new data // JNHT. 2009. Vol. 52. Pp. 5339-5347.
4. Pryazhnikov M.I., Minakov A.V., Rudyak V.Y. The Influence of the Size and Material of Nanoparticles and the Heater Size on the Critical Heat Flux Density in Boiling Nanofluids // Tech. Phys. Lett. 2015. Vol. 41. Is. 9. Pp. 891-893.
5. Minakov A.V., Lobasov A.S., Rudyak V.Y., Guzei D.V., Pryazhnikov M.I. Measuring of Critical Density of Heat Flow during Boiling of Nanofluids on a Cylindrical Heater // Tech. Phys. Lett. 2014. Vol. 40. Is. 7. Pp. 562-564.

УДК 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В СПЛЮСНУТЫХ ТРУБАХ С ПЛОСКИМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ

Марчук И.В.^{1,2}, Люлин Ю.В.^{1,2}, Барский А.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова 2

Пленочная конденсация пара широко применяется в различных тепло и массообменных аппаратах. Ее исследование и интенсификация являются важными научно-техническими задачами. Одним из эффективных методов интенсификации конденсации является использование мини и микро-каналов с различной формой. В частности использование сплюснутых труб приводит к существенному увеличению интенсивности конденсации чистого пара, когда благодаря поверхностному натяжению локально уменьшается толщина пленки конденсата, а теплообмен улучшается в целом (1)–(3). Такие трубы применяются при изготовлении конденсаторов пара, в которых необходимо обеспечить термический контакт с плоской поверхностью теплообменника.

Большинство теоретических моделей описывающих пленочную конденсацию основаны на двумерных стационарных уравнениях баланса потоков пара и конденсата. Целью данной работы являются: разработка обобщенной трехмерной нестационарной модели пленочной конденсации пара на криволинейной поверхности с учетом капиллярных эффектов и массовых сил и численные расчеты конденсации пара в сплюснутых трубах.

Разработаны алгоритмы расчета и выполнено численное моделирование пленочной конденсации чистого пара в сплюснутых трубах с плоскими боковыми стенками. Рассчитывался процесс нестационарной конденсации неподвижного водяного пара внутри сплюснутой трубы, для которой сечение имело следующие геометрические параметры: длина прямого участка сечения 3 мм, радиус скругления 2 мм, периметр 18.6 мм, Рис. 1а. В расчетах начальная толщина пленки полагалась равной 1 мкм, перепад температуры между стенкой трубы и температурой насыщения пара 0.5 К. Минимальная толщина пленки конденсата и, соответственно, наибольшая интенсивность конденсации наблюдаются в местах сопряжения плоской и круглой частей трубы в верхней её части, Рис. 1б. Максимальная толщина пленки конденсата и, соответственно, место где скапливается большая часть сконденсировавшейся жидкости, наблюдались в нижних скругленных частях трубы, куда жидкость перемещается за счет гравитации и градиента капиллярного давления. Рассчитанные средние значения коэффициентов теплоотдачи для сплюснутой трубы оказались выше, чем для круглой трубы с одинаковой длиной периметра сечения.

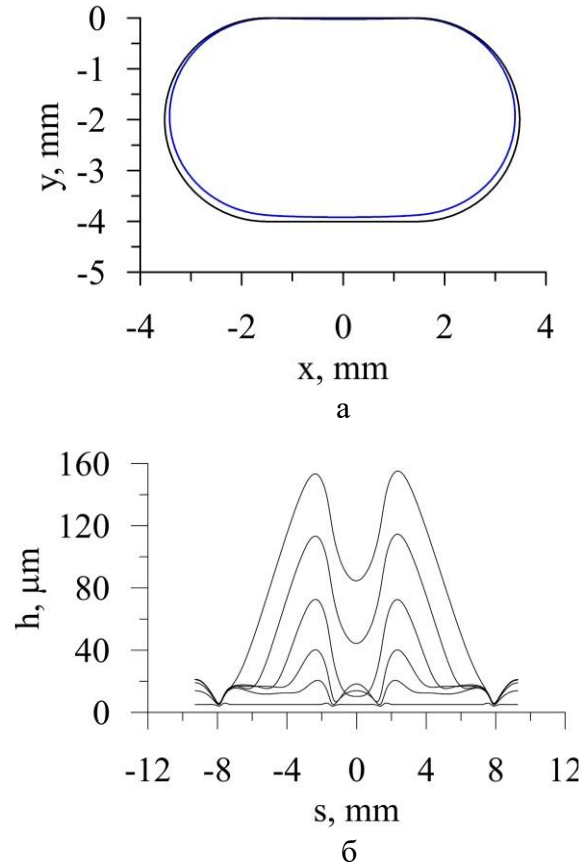


Рисунок 1. Распределения толщины пленки конденсата воды в сплюснутой трубе. (а) – в сечении трубы после 10 секунд конденсации, внутренняя кривая – поверхность жидкости, внешняя кривая – стенка трубы, (б) – в различные моменты времени от начала конденсации: 0.1 сек, 0.5 сек, 1 сек, 2 сек, 5 сек, 10 сек.

Список литературы:

1. Jian Wen, Xin Gu, Simin Wang, Yanzhong Li, Jiyan Tu Numerical investigation on condensation heat transfer and pressure drop characteristics of R134a in horizontal flattened tubes// Int. J. Refrigeration. 2018. V. 85. P. 441-461.
2. Zhang, J.Z., Li, W., Sherif, S.A. A numerical study of condensation heat transfer and pressure drop in horizontal round and flattened minichannels// Int. J. Therm. Sci. 2016. V. 106. P. 80–93.
3. Kaew-On, J., Naphatharanum, N., Binmud, R., Wongwises, S. Condensation heat transfer characteristic of R134a flowing inside mini circular and flattened tubes// Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V.102. P. 86–97.
4. Марчук И.В. Кабов О.А. Модель пленочной конденсации пара на криволинейных поверхностях// Доклады Академии наук. 2016. Т. 466 №.1 С. 33.

УДК 536.24

ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ НЕАЗЕОТРОПНЫХ СМЕСЕЙ В ТРУБАХ

Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н.

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

При кипении озонобезопасных неазеотропных смесей происходит интенсивное выделение легкокипящего компонента и, соответственно, изменяется концентрация раствора, которая приводит к изменению температурного напора стенка-жидкость. Поэтому при проектировании теплообменных аппаратов необходимы уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи при кипении смесей, учитывающие особенности данного процесса. Кроме того, коэффициент теплоотдачи также зависит от режима течения, расходного массового паросодержания, массовой скорости, давления, теплового потока и др.

Представленные в литературе расчетные зависимости для вычисления коэффициента теплоотдачи можно разделить на две категории. К первой категории относятся модели *Liu and Winterton (1991)*, *Wattelet et al. (1994)*, *Bivens and Yokozeki (1994)*, *Шуришев (2006)*, *Данилова (1983)* и др. В этих работах при расчете теплообмена при кипении жидкости в горизонтальных трубах учитываются две составляющие: теплоотдача при вынужденной конвекции и при пузырьковом кипении. В одних работах предлагается вклады парообразования и конвекции суммировать во всем диапазоне параметров, а в других работах предлагается использовать асимптотический подход, предложенный *Кутателадзе (1961)*. Ко второй категории можно отнести работы *Bennett-Chen (1981)*, *Mishra et al. (1981)*, *Mezentseva et al. (2014)* и др. В этих работах, как и в первой группе, учитывают две составляющие теплообмена, но влияние кипения всегда учитывают лишь с помощью параметра Локкарта – Мартинелли (*Martinelli's, 1949*). В работах *Sami et al. (1991,1992,1995)*, *Shin et al. (1997)* учитывают не только параметр Локкарта – Мартинелли, но и разность концентраций компонентов в жидкой и паровой фазах хладагента.

В работе рассмотрены зависимости, предложенные авторами *Shin et al.* формула (1) [1] и *Mezentseva et al.* формула (2) [2]:

$$\alpha / \alpha_{CON} = (1 - C_F) \cdot F \quad (1)$$

$$\alpha / \alpha_{CON} = 2,33 \times (1 / X_{tt})^{0,78} \quad (2)$$

По этим зависимостям были определены и сопоставлены экспериментальные данные по коэффициентам теплоотдачи при кипении неазеотропной смеси *R32/R134a (30/70%)* в медной трубе диаметром 6.34 мм автором работы *Yoshida (1999)*. Результаты расчета представлены на рис. 1.

Представленные зависимости для расчета неазеотропных смесей в трубах хорошо согласуются с экспериментальными данными с точностью $\pm 15\%$. Ре-

зультаты расчета, по зависимости *Mezentseva et al. (2014)* хорошо согласуются с экспериментальными данными. Расчетная зависимость учитывает не только соответствующий режим теплообмена, но и требует меньшего набора термодинамических свойств смеси при выполнении расчетов.

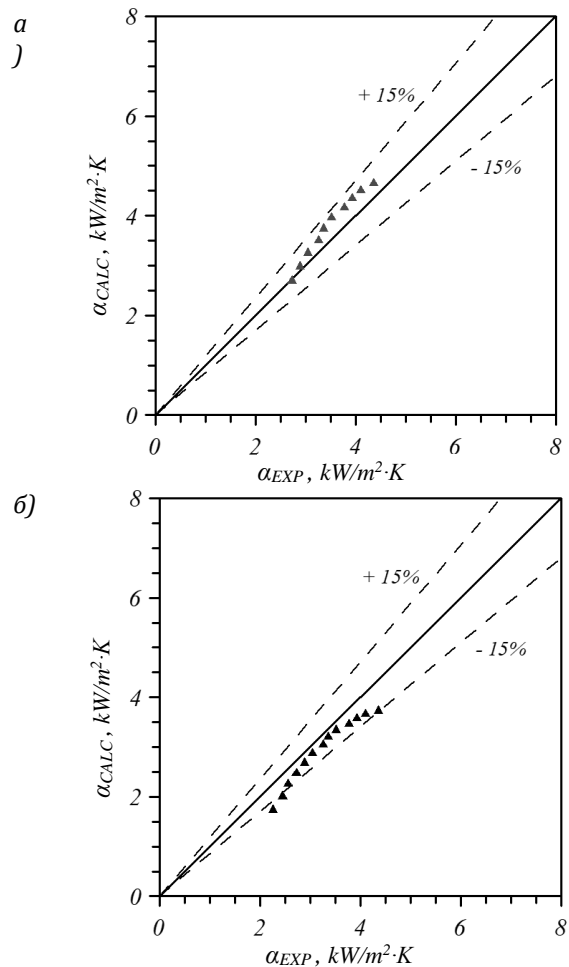


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных *Yoshida* для смеси *R32/R134a (30/70 %)* при массовой скорости 300 кг/м²·с : а) - по формуле (1) и б) - по формуле (2)

Список литературы:

1. Shin J.Y., Kim M.S., Ro S.T. Experimental study on forced convective boiling heat transfer of pure refrigerants and refrigerant mixtures in a horizontal tube // *International Journal of Refrigeration*. 1997. Vol. 20, №. 4. P. 267-275.
2. Мезенцева Н.Н., Мухин В.А., Мезенцев И.В. Теплообмен при кипении двухкомпонентных неазеотропных смесей внутри горизонтальных гладких труб. Тезисы Шестой Российской национальной конференции по теплообмену. М. 2014. Т.2. С. 70-71.

УДК 621.175

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА В НАКЛОННОЙ ОХЛАЖДАЕМОЙ ТРУБЕ С РАЗЛИЧНЫМИ СХЕМАМИ ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

Мильман О.О., Кондратьев А.В.

ЗАО НПВП «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская Роща, 43

При расчёте конденсаторов пара пользуются зависимостями, представленными в [1-3]. Влияние схемы движения теплоносителей на теплообмен и гидродинамику процесса не исследовалось.

Схема движения теплоносителей не оказывает влияния на параметры процесса в том случае, когда во всех точках теплообменной поверхности значение коэффициента теплопередачи одинаково. Однако в [4] исследован процесс конденсации пара в многорядном трубном пучке и показано, что гидравлические процессы могут оказывать значительное влияние на теплообмен.

С целью более детального исследования процессов, происходящих при конденсации пара с прямоточной и противоточной схемами движения теплоносителей, были проведены экспериментальные исследования стенда теплообменного аппарата типа «труба в трубе», оборудованного схемой оперативного переключения схемы движения теплоносителей.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

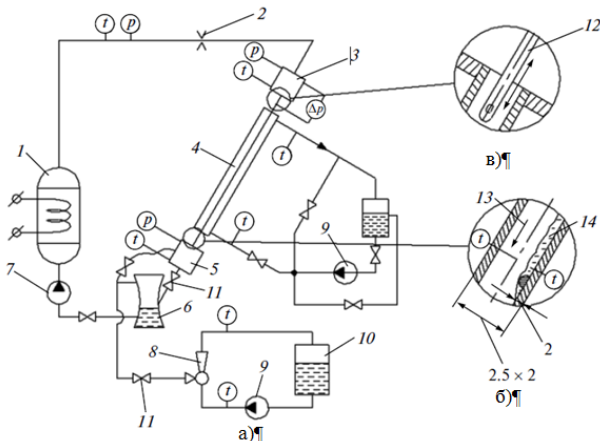


Рис. 1. Принципиальная схема (а) экспериментального стенда со схемой установки термпар на выходе из теплообменной трубы (б) и зонда для измерения статического давления на входе в теплообменную трубу (в).

Экспериментально получена и теоретически обоснована зависимость потерь давления конденсирующегося пара от схемы движения теплоносителей.

В [5,6] были предложены две физические модели для расчёта потерь давления пара, конденсирующегося в наклонной охлаждаемой трубе при различных схемах движения теплоносителей.

Квадратичная модель основывается на допущении, что плотность пара по мере конденсации сохраняется постоянной, а потери давления от вязкого трения при конденсации пропорциональны квадрату его средней по сечению скорости.

Вторая физическая модель, применимая в данной ситуации – модель потери импульса [6].

Приведены результаты экспериментальных исследований и расчётов по двум физическим моделям для зависимости отношения потерь давления при противоточной и прямоточной схемах движения теплоносителей от параметра, включающего в себя коэффициент теплопередачи k , площадь теплообменной поверхности F_0 и произведение удельной теплоёмкости и расхода охлаждающей воды W . Результаты сопоставления представлены на рис. 2.

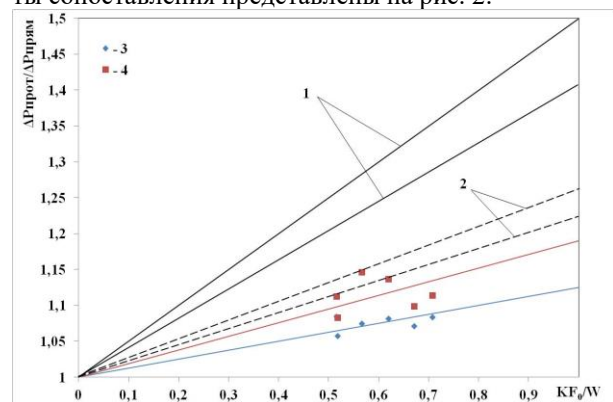


Рис. 2. Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке и противотоке: 1 – расчёт по квадратичной модели, 2 – расчёт по модели потери импульса, 3 – экспериментальные данные с учётом восстановления давления, 4 – экспериментальные данные без учёта восстановления давления.

Показано, что потери давления конденсирующегося пара при противоточной схеме движения теплоносителей всегда превышают таковые при прямоточной схеме.

Модель потери импульса лучше согласуется с данными экспериментов.

Список литературы:

1. Мильман О.О., Федоров В.А., Воздушно-конденсационные установки. М.: Изд-во МЭИ, 2002. – 208 с.
2. Справочник по теплопередаче. Т. 1. / под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987. – 560 с.
3. Кутателадзе С.С. Теплоотдача при конденсации и кипении. М.: ГНТИ, 1952. – 232 с.
4. Milman O.O., Spalding D.B., Fedorov V.A. Steam condensation in parallel channels with nonuniform heat removal in different zones of heat-exchange surface // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. №55. P.6054-6059.
5. Мильман О.О., Федоров В.А., Кондратьев А.В., Птахин А.В. Особенности конденсации пара внутри труб и каналов. // Теплоэнергетика. 2015. №4. С.71-80.
6. Леонтьев А.И., Мильман О.О. Гидравлическое сопротивление при течении конденсирующегося пара в трубах. // Теплофизика и аэромеханика. 2014. №6. С.803-806.

СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ В КАПЛЕ ПРИ ИСПАРЕНИИ ЖИДКОСТИ

Мисюра С.Я., Морозов В.С.

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

Процессы испарения капель растворов нашли широкое применение в энергетических аппаратах и современных химических технологиях. Спreeвое охлаждение приводит к неравномерному охлаждению стенки, когда на стенку падают капли разного размера. Скорость охлаждения теплообменника зависит от геометрических параметров капли [1]. Поток пара и мелкие капли образуются при сжигании гидрата метана, что приводит к снижению температуры горения топлива [2]. При высоких тепловых потоках важно учитывать размер капель и теплофизические свойства жидкости и твёрдой стенки [1]. В первые секунды падения капли на стенку быстро изменяется поле скорости и температур в жидкости, так как быстро изменяется коэффициент теплоотдачи. Падающая на стенку капля с разным диаметром, может испаряться как в режиме пузырькового кипения, так и в режиме кризиса кипения при десятикратном падении коэффициента теплоотдачи. Поведение капель раствора соли существенно отличается от чистой воды [3]. При высокотемпературном нестационарном испарении формируется временная зависимость концентрации соли, температуры испарения и коэффициента диффузии. Структурированная стенка приводит к интенсификации теплообмена [4, 5].

При испарении капли на высокотемпературной стенке большую роль играет свободная конвекция в газовой фазе [5]. В настоящее время крайне мало экспериментальных данных о влиянии конвекции внутри капли на теплообмен при испарении жидкости. Цель настоящей работы – экспериментальное исследование конвекции внутри капли и её влияние на теплообмен. В экспериментах применялись бесконтактные методы: Particle Image Velocimetry (PIV) и Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) для визуализации мгновенных полей температуры и скорости внутри капли. Тепловые поля свободной поверхности капли измерялись с применением тепловизора. Указанные оптические методы позволяют глубже выявить влияние свободной конвекции на скорость испарения.

Эксперименты проведены на горизонтальной нагреваемой металлической стенке в атмосфере воздуха при его параметрах: давление 1 атм., влажность 40 %, температура 21 °С. Температура стенки поддерживалась постоянной в автоматическом режиме и равнялась 53 °С.

На Рис. 1 приведены экспериментальные кривые изменения средней скорости течения внутри капли U_c для воды (кривая 1) и водного раствора соли LiBr (2). Начальная массовая концентрация соли в растворе $C_{01} = 30$ %. Капля испарялась в режиме прикреплённой контактной линии с радиусом $R_0 = 8$ мм. Максимальное падение скорости конвекции в жидкости наблюдается в первые несколько секунд, после касания капли стенки. Данное падение скорости вы-

звано быстрым прогревом жидкости от стенки и резким уменьшением температурного градиента. На поверхности капли имеется градиент концентрации соли. В результате образуется не только тепловое, но и концентрационное течение Марангонни, которое направлено от центра капли к её краю.

С ростом времени ($t > 20$ s) падение скорости внутри капли связано с несколькими факторами: 1) уменьшение высоты капли воды и раствора соли; 2) рост вязкости в растворе соли; 3) уменьшение температурного градиента $\Delta T_s = T_w - T_s$, где T_w – температура стенки, T_s – температура поверхности капли.

Поля скорости в жидкости были получены с применением метода PIV. Показано, что термокапиллярная конвекция оказывает важное влияние на теплообмен в капле. Наибольшее влияние конвекции наблюдается в первые 6-8 s после падения капли на стенку.

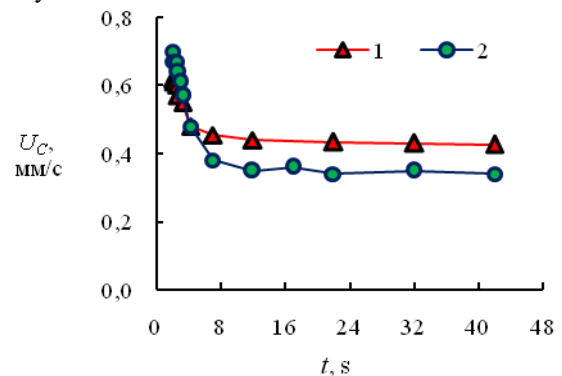


Рис. 1. Средняя скорость в капле U_c ($R_0 = 8$ мм, $T_w = 53$ °С, $C_{01} = 30$ %): 1 - H₂O; 2 - LiBr.

Экспериментальные данные показывают, что учёт свободной конвекции в жидкости может приводить к двухкратному занижению коэффициента теплоотдачи. Для водного раствора соли необходимо учитывать число Марангонни даже перед началом кристаллизации.

Список литературы:

1. Misyura S.Y. Droplets Evaporation and heat and mass transfer of a sessile drop of aqueous salt solution on heated wall. International Journal of Heat and Mass Transfer 116 (2018) 667–674.
2. Misyura S.Y., The influence of porosity and structural parameters on different kinds of gas hydrate dissociation, Scientific Reports 6 (2016) 30324.
3. Misyura S.Y., Evaporation of a sessile water drop and a drop of aqueous salt solution, Scientific Reports 7 (2017) 14759.
4. Misyura S.Y., Contact angle and droplet evaporation on the smooth and structured wall surface in a wide range of droplet diameters, Applied Thermal Engineering 113 (2017) 472–480.
5. Misyura, S.Y. Contact angle and droplet heat transfer during evaporation on structured and smooth surfaces of heated wall, Appl. Surf. Sci. 414 (2017) 188–196.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-19-10025.

УДК 621.039.58:544.351

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСТВОРИМОСТИ БОРНОЙ КИСЛОТЫ В ПАРЕ ПРИ КИПЕНИИ

Морозов А.В., Питык А.В., Сахипгареев А.Р., Шлепки А.С.

АО «ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского»,
249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

Основной задачей, стоящей перед разработчиками современных проектов АЭС, является повышение их уровня безопасности. В отечественном проекте ВВЭР-ТОИ эта задача решается путем применения пассивных систем безопасности, таких как системы пассивного залива активной зоны из гидроемкостей второй и третьей ступеней (системы ГЕ-2 и ГЕ-3) и система пассивного отвода тепла [1, 2]. Они обеспечивают отвод тепла от реактора в течение 72 часов.

В ходе функционирования из гидроемкостей каждой ступени в активную зону поступает раствор борной кислоты с концентрацией 16 г/кг. Из-за длительности процесса, учитывая малую концентрацию кислоты в паровой фазе, возможно увеличение количества борной кислоты в теплоносителе и достижение условий её кристаллизации в объёме активной зоны. Согласно оценочным расчетам, проведенным в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ», по достижении 24 часов аварийного процесса концентрация борной кислоты в активной зоне составляет 311 г/кг и не достигает предела растворимости [3]. Выполненные оценки показывают, что при дальнейшем развитии аварии возможно превышение этого предела растворимости. При этом, вынос борной кислоты из активной зоны с паром может существенно снизить риск ее кристаллизации. Поэтому, исследование данного процесса имеет важное прикладное значение для расчета аварийных режимов на АЭС с реакторами нового поколения.

Для исследования процессов растворимости борной кислоты в паре при кипении в АО «ГНЦ РФ-ФЭИ» была создана экспериментальная установка. В состав стенда входят: бак подготовки раствора объемом ~14 л; рабочий участок высотой 2,5 м изготовленный из нержавеющей трубы с внутренним диаметром 27 мм и воздухоохлаждаемый конденсатор. Основное оборудование стенда было теплоизолировано, оснащено электрическими охранными нагревателями и связано между собой технологическими линиями, оснащенными запорно-отсечной арматурой. Высота подъема пара в рабочем участке соответствует расстоянию от зеркала испарения теплоносителя в корпусе реактора ВВЭР до холодной ветки главного циркуляционного трубопровода.

Исследования проводились по следующей методике. В начале эксперимента происходило заполнение бака раствором борной кислоты с заданной концентрацией. Затем, после продолжительного перемешивания, по достижению полного растворения вещества, в объем бака подготовки раствора подавался газ, т.е. создавалась газовая подушка, обеспечивающая превышение давления насыщения при заданной температуре с целью недопущения кипения. Далее происходил последовательный нагрев бака

подготовки раствора, рабочего участка и линии подачи раствора до необходимых температур. Заданные значения поддерживались с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$ в течение всего эксперимента.

С помощью постепенного открытия управляющего вентиля на линии подвода раствора борной кислоты устанавливается расход из бака, соответствующий расходу пара в рабочем участке, что приводит к стабилизации уровня раствора. Затем с помощью последовательного включения вентиляторов происходит регулировка мощности воздушного конденсатора. Критерием выхода на необходимый уровень конденсационной мощности является постоянство значения давления в рабочем участке и температуры на выходе из конденсатора.

После выхода на рабочие параметры происходит открытие вентиля постоянного отбора конденсата. По длительности накопления конденсата определялась фактическая испарительная мощность установки на момент отбора. Концентрация борной кислоты в полученных пробах конденсата осуществлялась методом титрования. Эксперимент продолжался до достижения предела растворимости в испарительном участке и выпадения борной кислоты в осадок.

Представленные в работе эксперименты проводились при атмосферном давлении и тепловой мощности 340 Вт. Было проведено две серии экспериментов, которые отличались значением начальной концентрации борной кислоты в баке подготовки раствора, составившей 10 и 30 г $\text{H}_3\text{BO}_3/\text{кг H}_2\text{O}$. Целью этого было исследование растворимости борной кислоты в паре при различных темпах её накопления в испарительном участке. В результате проведенных исследований были получены значения концентраций H_3BO_3 в паре при кипении растворов борной кислоты с концентрацией 25-250 г /кг H_2O .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).

Список литературы:

1. Морозов А.В., Ремизов О.В. Экспериментальное обоснование проектных функций дополнительной системы пассивного залива активной зоны реактора ВВЭР // Теплоэнергетика. 2012. №5. С. 22–27.
2. Kopytov I.I., Kalyakin S.G., Berkovich V.M., etc. Experimental investigation of non-condensable gases effect on Novovoronezh NPP-2 steam generator condensation power under the condition of passive safety systems operation // Proceedings of the ICONE17. Brussels: ASME, 2009, P. 735-743.
3. Морозов А.В., Питык А.В., Рагулин С.В. и др. Оценка влияния капельного уноса борной кислоты на ее накопление в реакторе ВВЭР в случае аварии // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. 2017. № 4. С. 72–82.

УДК 621.039.58

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА БОРНОЙ КИСЛОТЫ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА ВВЭР В АВАРИЙНОМ КИПАЮЩЕМ РЕЖИМЕ

Морозов А.В., Питык А.В., Рагулин С.В., Сахипгареев А.Р., Сошкина А.С., Шлепкин А.С.

АО «ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского»,
249033, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко, 1

В настоящее время исследование процессов массопереноса борной кислоты в активной зоне реакторов ВВЭР нового поколения приобретает особую актуальность. Связано это с тем, что согласно требованиям EUR к проектам атомных станций нового поколения с реакторами типа LWR, при запроектных авариях система отвода тепла от активной зоны должна быть рассчитана на 72 часа автономной работы. В рамках реализации проекта ВВЭР-ТОИ данная задача решается за счет функционирования пассивных систем безопасности, которые обеспечивают охлаждение активной зоны за счет подачи в реактор раствора борной кислоты из гидроемкостей первой, второй и третьей ступеней (ГЕ-1, ГЕ-2, ГЕ-3) [1, 2].

Поскольку в случае аварии в реакторе имеет место кипение теплоносителя, следовательно, происходит интенсивный выход пара с малой концентрацией кислоты в нем. При этом в активной зоне будет отмечаться увеличение количества борной кислоты в теплоносителе и возможно достижение условий её кристаллизации, что может привести к ухудшению теплоотвода (рис. 1).

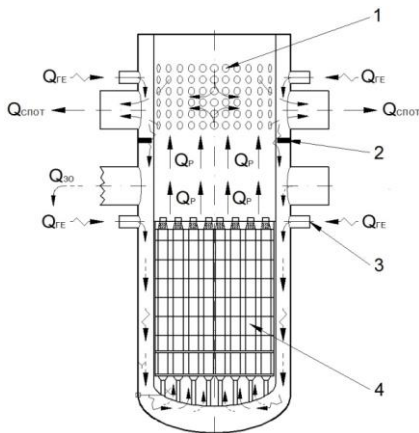


Рис. 1. Массоперенос борной кислоты в РУ ВВЭР при авариях с разрывом главного циркуляционного трубопровода:

1 – перфорация шахты реактора; 2 – разделительный бурт; 3 – патрубок системы аварийного охлаждения зоны; 4 – активная зона;
 → – поток пара, ← – поток конденсата; ↗ – поступление борной кислоты из гидроемкостей; Q_R – тепловая энергия, выделяющаяся в реакторе; Q_Z – энергия поступающего из течи в объём защитной оболочки пара; $Q_{ГЕ}$ – доля энергии, отводимая жидкостью из гидроемкостей; $Q_{спот}$ – часть тепловой энергии, уходящая с паром в парогенератор за счет теплообмена в СПОТ.

Процесс капельного уноса способствует снижению концентрации борной кислоты в реакторе. Для оценки возможности накопления и кристаллизации борной кислоты в активной зоне ВВЭР и влияния ка-

пельного уноса на эти процессы была проведена расчетная оценка изменения концентрации борной кислоты в реакторе. Необходимо отметить, что данный расчет был выполнен с использованием ряда консервативных допущений, необходимость которых связана с недостаточностью сведений о свойствах раствора борной кислоты и процессах ее массопереноса при аварийном режиме ВВЭР [3].

В расчете рассматривались два этапа аварийного процесса. На первом - расход раствора борной кислоты из гидроемкостей был достаточно велик, что приводило к переливу жидкости и выходу ее через разрыв в пространство защитной оболочки. На втором этапе выход борной кислоты из активной зоны осуществлялся только за счет капельного уноса.

С целью выяснения влияния концентрации борной кислоты в системе ГЕ-3 на ее накопление в активной зоне ВВЭР, работающей в кипящем режиме, расчет проводился для различных вариантов концентрации H_3BO_3 в системе пассивного залива: 16 г/кг (как предусмотрено действующим регламентом эксплуатации АЭС), а также при сниженных концентрациях 8, 4, 2 и 1 г/кг.

Проведенная расчетная оценка показала превышение предельной концентрации борной кислоты в активной зоне ВВЭР через ~ 43 часа после начала аварии. Данный процесс может вызвать ее кристаллизацию в объеме активной зоны. Снижение концентрации борной кислоты в системе ГЕ-3 до 8 г/кг практически снимает эту проблему. В ходе проведения расчетного анализа было также установлено, что существует неопределенность в имеющихся зависимостях для вычисления паросодержания среды на выходе из активной зоне ВВЭР в случае аварии. Для устранения имеющихся неопределенностей необходимы экспериментальные исследования процессов массопереноса H_3BO_3 при параметрах, характерных для аварийных режимов АЭС с ВВЭР.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).

Список литературы:

1. Калякин С.Г., Сорокин А.П., Пивоваров В.А. и др. Экспериментальные исследования теплофизических процессов в обоснование безопасности ВВЭР нового поколения // Атомная энергия. 2014. Т. 116. Вып. 4. С. 241–246.
2. Беркович В.М., Таранов Г.С., Калякин С.Г. и др. Разработка и обоснование технологии удаления неконденсирующихся газов для обеспечения работоспособности системы пассивного отвода тепла // Атомная энергия. 2006. Т. 100. Вып. 1. С. 13–19.
3. Морозов А.В., Рагулин С.В., Питык А.В. и др. Влияние процессов массопереноса борной кислоты на ее накопление в активной зоне при аварийных режимах АЭС с ВВЭР // Теплоэнергетика. 2017. №7. С. 1–6.

УДК 536.248

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТРУКТУРИРОВАННОГО КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТОГО ПОКРЫТИЯ НА ДИНАМИКУ ПОВТОРНОГО СМАЧИВАНИЯ И ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ЖИДКИМ АЗОТОМ

Павленко А.Н., Кузнецов Д.В.

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

В последнее время повышенный интерес исследователей направлен на поиск различных методов интенсификации теплообмена и увеличения критических тепловых потоков при кипении жидкостей с различными физическими свойствами. Наиболее перспективными на сегодняшний день являются методы создания микроструктурированных и капиллярно-пористых поверхностей. Авторами работы [1] был предложен метод направленного плазменного напыления с формированием трёхмерной капиллярно-пористой (ТКП) структуры при варьировании угла наклона оси конуса напыляемых частиц к поверхности подложки. Преимуществом данного метода по сравнению с традиционным плазменным напылением является то, что он позволяет получать уникальные поверхности, которые одновременно сочетают в себе высокопористое покрытие (до 80%) и структурированность поверхности в виде квазиупорядоченных гребней и каналов. Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование теплообмена и динамики повторного смачивания при пленочном охлаждении жидким азотом на поверхности с капиллярно-пористым покрытием, полученным методом направленного плазменного напыления, в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

В качестве исходных поверхностей использовались пластинчатые нагреватели из меди толщиной 2.5 мм, высотой и шириной 50 и 75 мм соответственно. Для напыления был использован порошок бронзы, содержащий 9% алюминия и 2% марганца. Как показал анализ морфологии полученного покрытия, крупные гребни имеют пологую поверхность с одной стороны и более крутую с отрицательным углом наклона с другой стороны. Эксперименты проводились как при прямой ориентации покрытия относительно потока жидкости (жидкость набегаёт на пологую часть гребней) так и с обратной ориентацией. В качестве рабочей жидкости использовался азот, находящийся на линии насыщения при атмосферном давлении. Подробное описание рабочей установки, а также экспериментальных методик представлено в [2,3].

Были проведены опыты по изучению влияния ТКП покрытия на динамику повторного смачивания при пленочном охлаждении жидким азотом. Анализ экспериментальных данных показал, что характер и темп снижения температуры пластины существенно отличаются для нагревателя с покрытием и без покрытия. Наличие покрытия приводит к значительному снижению времени полного охлаждения нагревателя (более чем в 3 раза) от заданной температуры 190 К до температуры насыщения жидкого азота.

Кроме того минимальное время охлаждения наблюдается для ориентации поверхности, при котором поток жидкости набегаёт на более крутую часть гребней. Величина максимального перегрева пластины с покрытием практически не влияет на время охлаждения, однако наблюдается тенденция уменьшения времени охлаждения с увеличением степени орошения. Анализ результатов высокоскоростной видеосъёмки показал незначительные различия в структуре и форме фронта повторного смачивания для гладкого нагревателя и нагревателя с капиллярно-пористым покрытием. Однако средние по высоте пластины локальные скорости фронта вдоль его границы для гладкого нагревателя и нагревателя с капиллярно-пористым покрытием в значительной степени отличаются и лежат в диапазонах (7-10) см/с и (1-3) см/с, соответственно.

Проведено экспериментальное исследование по изучению интенсивности теплообмена и величины критических тепловых потоков для гладкого пластинчатого нагревателя и нагревателя с ТКП покрытием в зависимости от степени орошения пленкой жидкого азота в условиях стационарного тепловыделения. Величина критического теплового потока для гладкого образца увеличивается с повышением степени орошения и составляет 3.7; 5.4; 6.7 и 7.5 Вт/см² при значениях числа Рейнольдса 350; 500; 750; 1010, соответственно. Наличие капиллярно пористого покрытия на поверхности пластины оказывает слабое влияние, как на интенсивность теплообмена, так и на величину критического теплового потока. Однако характерной особенностью процесса кипения на ТКП покрытии является образование и стабильное существование в течении длительного времени зон осушенной поверхности при высоких тепловых потоках, что затрудняет точное определение величины критического теплового потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-08-00402).

Список литературы:

1. Kalita, V.I., Komlev, D.I., Komlev, V.S., Radyuk, A.A., The Shear Strength of Three-Dimensional Capillary-Porous Titanium Coatings for Intraosseous Implants, *Material Science and Engineering*, 2016, vol. 60, pp. 255-259.
2. Павленко А.Н., Суртаев А.С., Цой А.Н., Стародубцева И.П., Сердюков В.С. Динамика повторного смачивания перегретой поверхности стекающей пленкой жидкости // ТВТ. 2014. Т. 52. №. 6. С. 886-894.
3. Павленко А.Н., Цой А.Н., Суртаев А.С., и др. Экспериментальное исследование повторного смачивания перегретой пластины со структурированным капиллярно-пористым покрытием стекающей пленкой жидкости // ТВТ. 2018. Т. 56. №. 3. С. 1-7.

УДК 66.021.3:532.546

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ В КРУПНОМАСШТАБНОЙ МОДЕЛИ ДИСТИЛЛЯЦИОННОЙ КОЛОННЫ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ОРОШЕНИИ НАСАДКИ

Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Слесарева Е.Ю., Li X., Gao X., Sui H., Li H.

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

Результаты исследований и эксплуатации промышленных дистилляционных колонн с регулярными насадками показали, что эффективность разделения при увеличении их высоты и диаметра очень часто может снижаться, что сказывается на производительности и чистоте готовой продукции. Фундаментальными явлениями, ответственными за снижение эффективности разделения, являются эффекты, вызванные поперечной неравномерностью распределения и продольным перемешиванием.

Задание оптимальной структуры начального орошения позволяет использовать максимальную высоту насадки без заметного ухудшения эффективности разделения смеси, обуславливаемого формированием крупномасштабной неравномерности распределения локальных потоков смеси внутри насадки [1]. Использование периодического орошения насадки также позволяет разрушить крупномасштабные структуры неравномерного распределения локальных потоков внутри структурированной насадки [2].

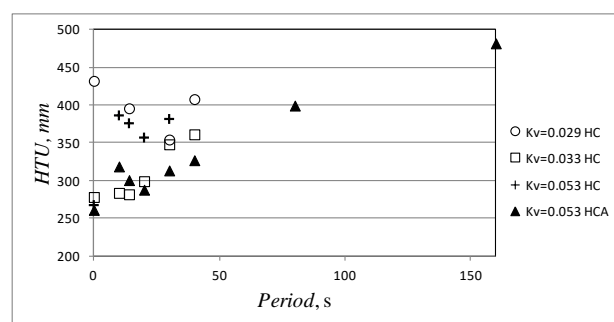
Целью данной работы является исследование влияния структуры точек орошения структурированной насадки на эффективность разделения смеси фреонов и динамику формирования крупномасштабной неравномерности распределения температуры в сечении насадки по высоте колонны в условиях периодического орошения.

Описание экспериментального стенда и методик

Эксперименты проводились на стенде «Большая Фреоновая Колонна», детальное описание которого приведено в [1]. В качестве рабочей смеси использовалась смесь фреонов R114 – R21 при давлении 0.3 МПа. Данная смесь была выбрана для моделирования процессов разделения криогенных смесей. Разделение смеси проводилось на регулярной насадке *Sulzer 500X* диаметром 0.6 м в условиях полного возврата флегмы ($L/V = 1$) и при $L/V = 1.7$. Эксперименты были проведены при высоте насадки 2.2 м. Для орошения насадки использовался специально разработанный распределитель жидкости с возможностью заданных изменений количества и структуры точек орошения [2]. В процессе эксперимента определялась эффективность разделения смеси (высота единицы переноса HTU) в диапазоне значений приведенной скорости пара $0.029 < K_v < 0.053$ м/с и регистрировалось распределение температурного поля в сечении насадки в трех уровнях по высоте колонны. Также под насадкой измерялось распределение локальной плотности расхода жидкости, которое сформировалось в процессе прохождения жидкости по всей высоте насадки.

В данной серии экспериментов применялось периодическое орошение насадки с использованием двух различных структур расположения точек орошения. В одном случае периодически орошалась одна половина сечения насадки, затем вторая половина. Данный режим обозначался НС. В другом случае периодически орошались половина сечения насадки и часть насадки во второй половине сечения. Данный режим обозначался НСА.

На *Рис. 1* показана зависимость эффективности разделения смеси $HTU(K_v)$ при периодическом орошении с различной структурой точек орошения.



*Рис. 1. Зависимость $HTU(K_v)$ при периодическом орошении с различной структурой точек орошения. $L/V = 1$. Насадка *Sulzer 500X*.*

Как видно из диаграммы, периодическое орошение насадки при структуре точек орошения НС в диапазоне $0.029 < K_v < 0.033$ м/с не приводит к ухудшению разделения по сравнению с равномерным орошением. При повышении приведенной скорости пара до $K_v = 0.053$ м/с периодическое орошение со структурой точек орошения НС приводит к существенному ухудшению эффективности разделения смеси. Применение при периодическом орошении структуры НСА позволило получить при периоде 20 с более лучшую эффективность разделения при более высоких значениях K_v .

Список литературы:

1. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Chekhovich V.Yu., Volodin O.A., Shilkin A., Grossmann C. Investigation of Flow Parameters and Efficiency of Mixture Separation on a Structured Packing// *AICHE J.* 2014. Vol. 60. Is. 2. P. 690–705.
2. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I., Li X., Sui H. Features of liquid mixtures separation in large-scale distillation columns with structured packing. New ideas and approaches// *JPCS.* 2016. Vol.754. 042012.P. 1-5.

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

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ В ДВУХФАЗНОМ ЗАКРУЧЕННОМ ТЕЧЕНИИ ЗА ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ТРУБЫ

Пахомов М.А.

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

Введение. Закрученные газокпельные течения при наличии внезапного расширения канала широко используются при стабилизации процесса горения в промышленных горелочных устройствах и в сепараторах. Закрученные потоки характеризуются большими локальными градиентами осредненных и пульсационных скоростей и других параметров и сопровождаются сложными гидродинамическими явлениями за счет действия центробежных сил и эффекта Кориолиса. Наличие рециркуляционного течения оказывает заметное влияние на интенсивность процессов переноса импульса, теплоты, дисперсию частиц или капель и определяет структуру турбулентного двухфазного течения. Поэтому, не смотря на широкое применение двухфазных закрученных течений в различных практических приложениях, процессы турбулентного переноса в таких потоках остаются недостаточно изученными.

Целью данной работы является численное исследование влияния испарения капель различных жидкостей (вода, этанол и метанол) на изменение турбулентности, структуру течения и теплообмен в отрывном двухфазном закрученном потоке за внезапным расширением трубы.

С использованием разработанной авторами ранее численной модели [1] проведено моделирование влияния испарения дисперсной фазы на турбулентные структуру и теплоперенос за внезапным расширением трубы. Для описания динамики течения и тепло-массопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров континуальный подход. Для описания динамики и тепло-массопереноса в двухфазном потоке используется система осесимметричных RANS уравнений. Турбулентность газовой фазы моделируется с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [3] с учетом двухфазности потока.

Результаты численных расчетов и их анализ. Выполнено численное моделирование структуры течения, модификации турбулентности и теплопереноса для системы испаряющихся капель этанола и метанола при течении воздушного закрученного потока за внезапным расширением трубы и проведено сравнение полученных результатов с данными [2] для испаряющихся капель воды при прочих идентичных условиях.

Показано, что мелкодисперсные капли при значениях числа Стокса $Stk < 1$ вовлекаются в отрывное закрученное течение и присутствуют по всему поперечному сечению трубы. Пристенная часть трубы оказывается практически свободной от мелких испаряющихся частиц за счет интенсивного процесса испарения. Тяжелые частицы ($Stk > 1$), не попадают в зону рециркуляционного течения, присутствуя только в слое смешения и в ядре течения.

В двухфазном потоке за внезапным расширением трубы без закрутки ($S = 0$) присутствует вторичный угловой вихрь, которого нет в закрученном потоке. В закрученном течении получено две рециркуляционные зоны: первая располагается в приосевой части трубы, и она образована за счет вращения потока, а вторая – в пристенной части канала. Причиной ее образования является отрыв потока и его дальнейшее присоединение. Крупные частицы располагаются в пристенной области канала за счет действия центробежных сил. Более мелкие – в центральной рециркуляционной зоне камеры. Капли, попавшие в приосевую отрывную область, не могут его покинуть, так как уровень турбулентности в сдвиговом слое выше, чем у дисперсной фазы.

Показано значительное увеличение теплообмена при добавлении испаряющихся капель воды в отрывное течение (более чем в 1.5 раза по сравнению с однофазным потоком) при малой величине массовой концентрации капель ($M_{L1} \leq 0.05$). Показано, что капли этанола и метанола испаряются заметно быстрее капель воды за счет меньшей величины теплоты фазового перехода. Поэтому интенсификация теплообмена при использовании этих жидкостей выше соответствующего значения для водяных капель (примерно на 10-20%). При этом заметно уменьшается область существования двухфазного течения и уменьшается степень подавления турбулентности несущей фазы за счет наличия дисперсных частиц (до 10-15%) из-за более быстрого их испарения.

Расчеты по разработанной модели неплохо согласуются с данными измерений для двухфазного ограниченного закрученного потока (различие измеренных и рассчитанных параметров не превышает 20%). Показана работоспособность разработанной авторами математической модели для описания закрученных двухфазных течений за внезапным расширением трубы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (код проекта 18-19-00161).

Список литературы:

1. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 66. P. 210–222.
2. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Numerical modeling of turbulent flow structure and heat transfer in a droplet-laden swirling flow in a pipe with a sudden expansion // Numerical Heat Transfer, Part A. 2017. V. 71. P. 721–736.
3. Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence and Combust. 2008. V. 81. P. 395–410.

РАЗДЕЛЕНИЕ СМЕСЕЙ В ДИСТИЛЛЯЦИОННОЙ КОЛОННЕ С ПОЛУЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ НАСАДКОЙ

Печеркин Н.И.¹, Павленко А.Н.¹, Жуков В.Е.¹, Назаров А.Д.¹, Мески Г.², Хоуптон П.²

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

² Аэр Продактс энд Кэмикэлс, Инк.,
7201 Хэмилтон Булевар, Аллентаун, Пенс. 18195-1501, США

Дистилляционные колонны с разделительными стенками являются интенсивно развивающимися системами для разделения многокомпонентных смесей [1, 2]. Строительство раздельных колонн предполагает производство и установку структурированных насадок, имеющих в сечении форму, отличную от цилиндрической [3]. Большая часть публикаций по этой тематике посвящена разработке и анализу термодинамических схем всего технологического цикла разделения многокомпонентных смесей. Данные по эффективности разделения смесей и потерь давления в структурированных насадках некруглой формы в литературе отсутствуют.

В статье представлены результаты экспериментального исследования влияния расходов пара и жидкости, высоты насадки на эффективность разделения, гидравлическое сопротивление, распределение по сечению локальных потоков жидкости и состава смеси в колоннах с некруглым поперечным сечением. Вставки с различной формой поперечного сечения устанавливались в экспериментальную модель ректификационной колонны диаметром 0.9 м [4].

Исследование влияния числа слоёв на эффективность разделения связано с необходимостью уменьшения негативного влияния неравномерности распределения потоков жидкости и пара в колоннах большой высоты. Экспериментально показано, что увеличение высоты насадки приводит к увеличению НЕТР, как при полном возврате флегмы ($L/V = 1$), так и при $L/V = 1.7$. При обработке результатов по эффективности разделения для полуцилиндрической насадки получено удовлетворительное совпадение коэффициентов массопередачи для различных отношений L/V , а также для насадки KochLY с меньшей удельной поверхностью в круглой колонне диаметром 0.9 м (см. рис. 1а). Коэффициенты массопередачи рассчитывался по формуле:

$$M = K_{ог} F(y - y_e).$$

Потери давления в полуцилиндрической насадке удовлетворительно обобщаются при использовании в обработке коэффициента сопротивления в зависимости от числа Рейнольдса паровой фазы (см. рис. 1б).

В работе определена область нагрузок колонны по пару, в которой имеет место значительное влияние формы поперечного сечения колонны на эффективность разделения.

Основные закономерности по влиянию высоты насадки, отношения расходов жидкости и пара, других режимных параметров и конструктивных особенностей насадки (в частности, угла наклона ребер), полученные для круглых колонн, действительны и для колонн с некруглым поперечным сечением.

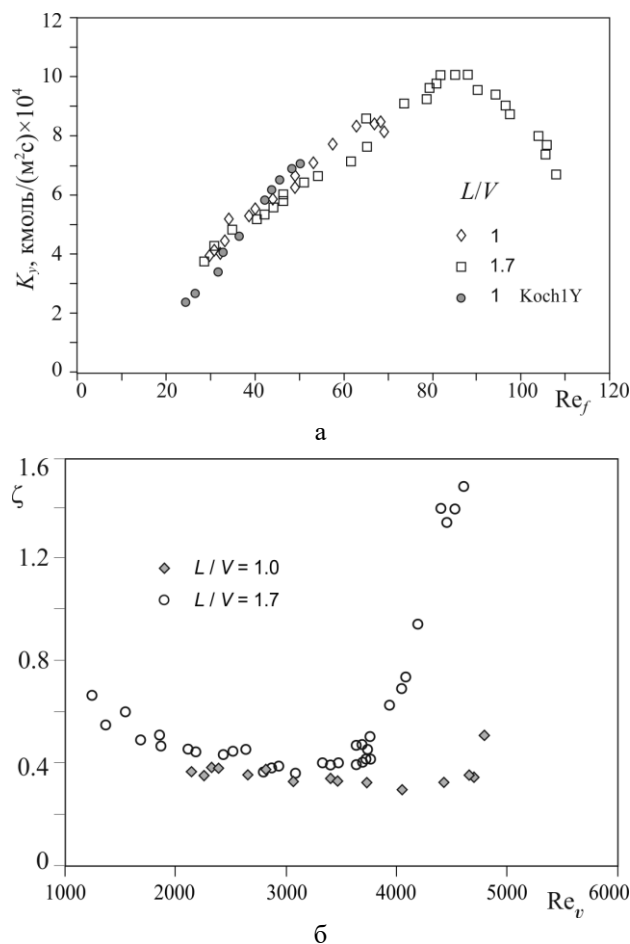


Рис. 1. Зависимость коэффициента массопередачи (а) и коэффициента сопротивления насадки (б) в полуцилиндрической колонне от расходных параметров.

Работа выполнена в рамках научно-технического сотрудничества Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе и компании «Аэр Продактс энд Кэмикэлс, Инк.», США и при финансовой поддержке ФАНО России по Программе ФНИ ГАН на 2013-2020 годы (тема III.18.2.3).

Список литературы:

1. Yildirim Ö., Kiss A.A., Kenig E.Y. Dividing wall columns in chemical process industry: A review on current activities // Separation and Purification Technology. 2011. Vol. 80. P. 403–417.
2. Kiss A.A., Olujić Ž. A review on process intensification in internally heat-integrated distillation columns // Chem. Eng. and Processing. 2014. Vol. 86. P. 125–144.
3. Wilson J., Sunder S., Houghton P. Structured packing. US Patent: US 2013/0233016 A1, Sep. 12, 2013.
4. Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Чехович В.Ю. и др. Разделение смесей и распределение жидкости на структурированной насадке в крупномасштабной модели дистилляционной колонны // ТОХТ. 2006. Т. 40. № 4. С. 355–365.

УДК 544.227

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ КРИСТАЛЛ-ПАР ЛЕННАРД-ДЖОНСОВСКОЙ СИСТЕМЫ

Проценко К.Р., Байдаков В.Г.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Поверхности твердых тел ответственны за протекание многих важных в практическом отношении процессов, таких как адсорбция, смачивание, адгезия и др. В данной работе представлено исследование структурных и термодинамических свойств кристаллической фазы леннард-джонсовской системы на линии сублимации методом молекулярно-динамического моделирования.

Двухфазные системы содержали от 64000 до 108000 частиц с радиусом обрезания потенциала взаимодействия 6.78σ (σ – линейный параметр ЛД потенциала). Расчеты выполнены для 20 значений температур в интервале от абсолютного нуля до температуры тройной точки $T_t = 0.692$ (в единицах ε/k_B , ε – энергетический параметр потенциала, k_B – постоянная Больцмана). Рассмотрены три кристаллической фазы по отношению к межфазной границе ориентации (100), (110) и (111).

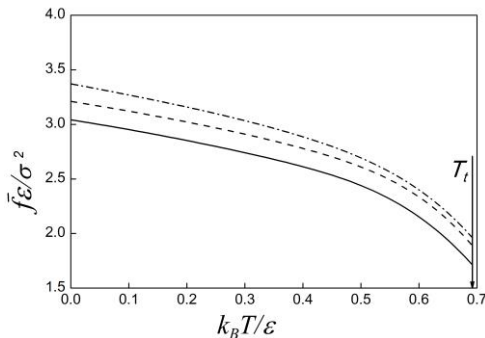


Рис. 1. Температурная зависимость поверхностной свободной энергии при различных ориентациях кристаллической фазы к межфазной границе: (100) – штриховая линия, (110) – штрихпунктирная линия, (111) – сплошная линия, T_t – температура тройной точки.

Получены температурные зависимости механического поверхностного натяжения γ , поверхностных плотностей энергии \bar{u} , энтропии \bar{s} , свободной энергии \bar{f} на линии сублимации (см. рис.1). Показано, что $\bar{f}(T)$ является монотонно убывающей функцией температуры. В каждой точке линии сублимации $\bar{f}_{111} < \bar{f}_{100} < \bar{f}_{110}$, аналогичное соотношение справедливо для \bar{u} и \bar{s} . При достижении температуры $T \approx 0.5$ наблюдается изменение характера температурной зависимости параметров межфазной границы, что связано с процессом поверхностного предплавления кристалла.

Путем анализа профиля числовой плотности двухфазной системы рассчитана толщина квазижидкого слоя l на поверхности кристалла и определена ее температурная зависимость. Показано, что величина l растет с увеличением температуры, а вблизи тройной точки $l(t) \sim \ln(1 - T/T_t)$ (см. рис.2).

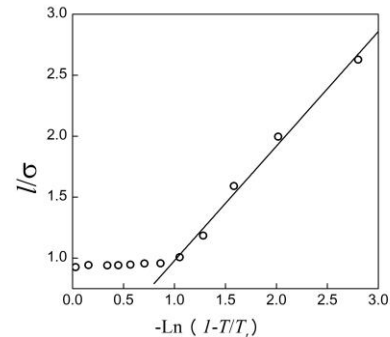


Рис.2. Температурная зависимость толщины квазижидкого слоя при ориентации (111). Точками отмечены результаты молекулярно-динамических расчетов, сплошная линия – линейная аппроксимация результатов вблизи тройной точки.

Определены температурные зависимости параметра Линдемана и коэффициента самодиффузии в объеме кристаллической фазы и в поверхностном слое.

Параметр Линдемана в поверхностном слое значительно больше, чем в объеме и не показывает существенных отличий для различных ориентаций. Коэффициент самодиффузии также выше в поверхностном слое, при этом наблюдается преобладание диффузии в плоскости, параллельной границе раздела фаз (см. рис. 3).

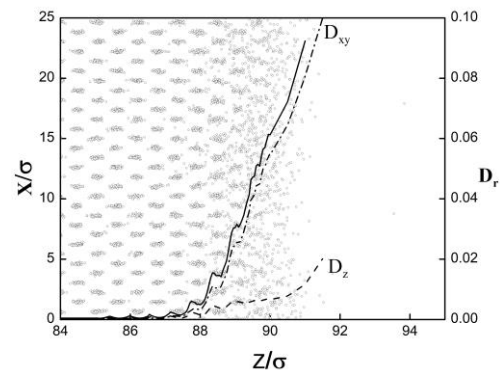


Рис.3. Профиль коэффициента самодиффузии D_r , сплошная линия – диффузия по всем направлениям, штриховая линия – диффузия в перпендикулярном к межфазной границе направлении, штрихпунктирная – диффузия в плоскости, параллельной межфазной границе.

Расчеты проведены на суперкомпьютере ИММ УрО РАН (г. Екатеринбург).

Исследование выполнено за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-38-00823) и Программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 18-2-2-13).

УДК 542.47:621.6.

ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ В ПРОЦЕССАХ ЗАМОРОЗКИ И РАЗМОРОЗКИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ТЕЛ

Сальников М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И.

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

В капиллярно-пористых материалах, таких как почва, глинистые минералы, древесина, пищевые продукты и т.д., поры обычно заполнены влагой, парами воды и воздухом. Влагосодержание определяет состояние пористого тела, его механические и теплофизические свойства, такие как плотность, вязкоупругость, пластичность и т.п. Сложные процессы тепло- и массо- обмена возникают в пористых телах при их нагревании или охлаждении, в процессе сушки или заморозки [1,2]. Протекание этих процессов существенно зависит от физико-химического состава и свойств пористого материала, размеров, пористости и влажности тела, от содержания в порах воды и её агрегатного состояния, а также от зависимости эффективных коэффициентов переноса от температуры и влажности [3].

Образцы глины часто подвергаются нестационарной термической обработке для модификации её физических свойств при изменении температуры во внешней среде. При этом обычно изменение влагосодержания в объёме глины происходит в разы медленнее, чем изменение температуры, ввиду малости эффективного коэффициента диффузии влагосодержания по сравнению с коэффициентом теплопроводности. В этом случае при исследовании нестационарного нагрева или охлаждения пористых тел, расчет температурного поля в теле может быть осуществлён с помощью модели теплообмена с фиксированной зависимостью всех параметров и коэффициентов переноса от влагосодержания.

В данной работе представлена одномерная численная модель для расчёта нелинейного распределения температуры в процессе заморозки и нагрева сферических образцов глины при различных начальных и граничных условиях в окружающей среде.

На Рис.1 показан результат охлаждения сферы радиуса $r = 20$ см. Влагосодержание u в образце глины задано как параметр. Начальная температура образца $T_0 = +20^\circ\text{C}$, температура окружающей среды $T_{amb} = -20^\circ\text{C}$. Видно, что чем больше влажность образца, тем дольше происходит переход к отрицательным температурам, поскольку необходимо затратить больше энергии для фазового превращения жидкости, содержащейся в порах глины, в лёд.

На Рис.2 показан результат последовательного нагрева и охлаждения того же образца. Влагосодержание фиксировано, $u = 25\%$. Сферический образец глины сначала нагрели до $T = 80^\circ\text{C}$ (при начальной температуре $T = -20^\circ\text{C}$), а затем охладили до $T = -20^\circ\text{C}$. Видно, что путь, по которому в образце происходит изменения температуры, различен для нагрева и охлаждения, т.е. во временной зависимости температуры наблюдается гистерезис.

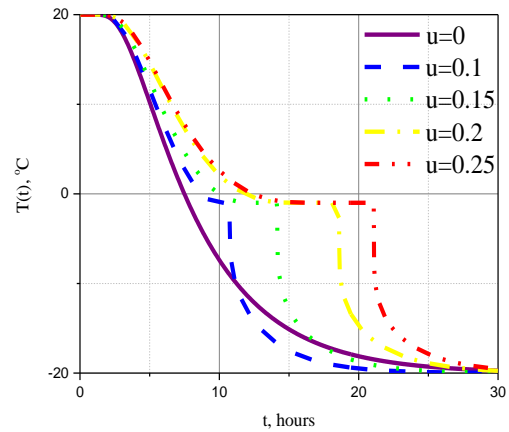


Рис.1. Температура в центре образца для различных значений влажности.

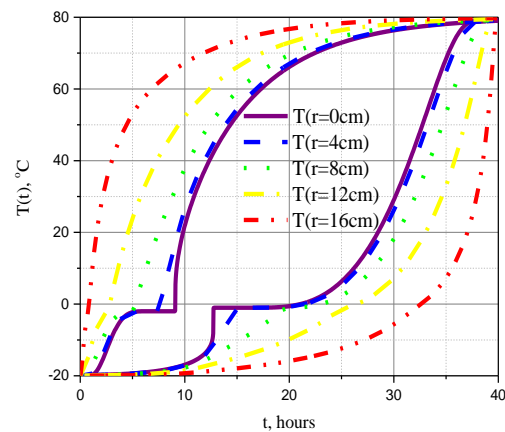


Рис.2. Изменение температуры с течением времени в различных точках образца.

Список литературы:

1. Luikov, A. V. Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies// Pergamon Press, 1966.
2. Twardowski, K., Rychinski, S., Traple, J. A Role of Water in the Porosity of Groundrock Media// Acta Montanistica Slovaca 11 (1), Faculty of Drilling, Oil and Gas AGHUST, Krakow, pp. 208-212, 2006.
3. Deliiski, N. Computation of the 2-dimensional Transient Temperature Distribution and Heat Energy Consumption of Frozen and Non-frozen Logs// Wood Research, Volume 54, № 3, pp. 67–78, 2009.

*Исследования выполнены при финансовой поддержке
министерства образования и науки
Российской Федерации.*

Идентификатор проекта: RFMEFI60417X0193

УДК 536.423.4

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ХЛАДОНА R134A В МИКРОКАНАЛЕ

Сафонов С.А., Кузнецов В.В.

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

Одним из факторов, сдерживающих развитие компактных двухфазных систем охлаждения, является отсутствие надежных методов расчета микроканальных испарителей и конденсаторов. Наиболее перспективным режимом работы микроканальных конденсаторов является кольцевое течение, при котором формируются тонкие плёнки жидкости на стенках [1,2]. С целью разработки метода расчета микроканальных конденсаторов проведено численное исследование конденсации хладона R-134a в прямоугольном микроканале в условиях вынужденной конвекции

Расчеты проведены на основе уравнений Навье-Стокса в приближении тонкой безволновой пленки жидкости и наличия межфазного мениска с изменяемой кривизной в углах прямоугольного микроканала размером 335x930 мкм. Предлагаемая модель течения основана на выделении двух областей (течение в углу канала, ограниченное межфазным мениском, и пленочное течение на стенках канала), и сшивки решений с учетом условий сопряжения [3]. Уравнения движения дополнены кинематическим условием на поверхности жидкости, граничными условиями и интегральным уравнением сохранения массы для системы пленка-мениск. Для пленочного течения при $\varepsilon = \delta_0/a \ll 1$, где δ_0 - начальная толщина пленки жидкости и a - половина ширины длинной стороны канала, уравнения Навье-Стокса проинтегрированы по толщине пленки и сведены к нелинейному эволюционному уравнению для безразмерной толщины пленки в виде:

$$(\gamma m^3 + 1.5 \frac{\kappa}{\varepsilon} m^2)_x + (m^3 m_{yyy})_y = \frac{3}{\varepsilon^4} (Ga (\frac{m_y}{m})_y - \frac{G_0 \Theta_{w,i}}{m \varepsilon}) \quad (1)$$

где $\gamma = 1 - (dp_g/dx)/\rho_f g$, $\kappa = \pm \tau / \rho_f g$, $Vo = \rho_f g a^2 / \sigma$, $Ga = A_0 / (6\pi a^2 \sigma)$. Здесь $m = \delta / \delta_0$ - толщина пленки, продольная x и поперечная y координаты обезразмерены на aVo/ε и a , τ - трение на поверхности жидкости, $G_0 = \lambda_f T_s V_f / (h_{fg} \sigma a)$, $\Theta_{w,i} = (T_{w,i} - T_{sat}) / T^*$, A_0 - константа Гамакера, h_{fg} - скрытая теплота парообразования, $T_{w,i}$ - внутренняя температура стенки и T_{sat} - температура насыщения. Поток массы на межфазной поверхности определен по модели кондуктивного переноса тепла в пленке $G_e = \lambda_L (T_{w,i} - T_{sat}) / (\delta_o h_{fg})$. При численном решении определяется вначале форма межфазной поверхности, затем уравнения теплопроводности для жидкости и стенки решаются совместно.

Результаты расчета динамики формы межфазной поверхности для массовой скорости 500 кг/м²с и теп-

лового потока 10 кВт/м² при начальной равномерной толщине пленки жидкости по периметру канала и начальном паросодержании 0.995 показаны на рис. 1.

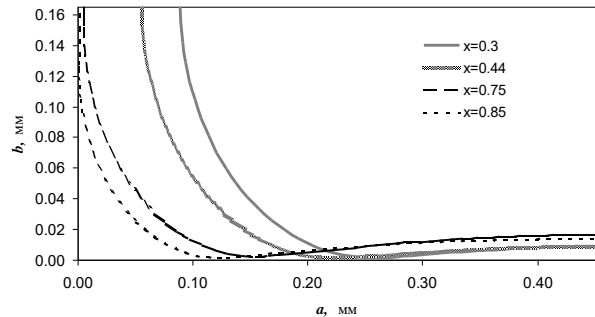


Рис. 1. Результаты расчета формы межфазной поверхности для конденсации R-134a в прямоугольном микроканале при массовой скорости 500 кг/м²с.

Как видно, расчёт показывает преимущественное стягивание жидкости на короткую сторону канала и формирование тонкой плёнки жидкости на длинной стороне микроканала, что поддерживает высокие значения коэффициента теплоотдачи при конденсации. Длина теплообменника, соответствующая достижению массового паросодержания 0.3, равна 1.07 м. В действительности, длина микроканальных конденсаторов не превышает 0.1 м и изменение массового паросодержания по длине теплообменника при данном тепловом потоке не превышает 0.75. При такой длине теплообменника капиллярные силы уже на малом расстоянии от входа формируют форму межфазной поверхности, показанную на рис. 1, которая существенно не меняется по длине теплообменника. Полученные в расчете значения коэффициентов теплоотдачи изменяются от 12000 Вт/м²К до 7000 Вт/м²К при изменении паросодержания от 0.9 до 0.35, что соответствует области существования кольцевого течения.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Kim S. M., Mudawar I. Theoretical model for annular flow condensation in rectangular micro-channels // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 958-970.
2. Al-Zaidi A. H., Mahmoud M. M., Karayiannis T. G. Condensation flow patterns and heat transfer in horizontal microchannels // Experimental Thermal and Fluid Science. 2018. V. 90. P. 153-173.
3. 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. Boca Raton: CRC Press, 2013. P. 465–496.

УДК 536.248.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИКИ ПАРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ПРОЗРАЧНОГО НАГРЕВАТЕЛЯ

Сердюков В.С.^{1,2}, Туманов В.В.^{1,2}, Сургаев А.С.^{1,2}, Павленко А.Н.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

На сегодняшний день, несмотря на большое количество работ, посвящённых исследованию различных аспектов процесса пузырькового кипения жидкости нет общепринятой теории процесса. В частности, многими исследователями было показано значительное влияние испарения микрослоя на процесс роста парового пузыря и локальный теплообмен в области центра парообразования. В то же время детальная картина, основанная на экспериментальной информации о динамике микрослоя до настоящего времени отсутствовала. Помимо режима отдельных пузырей, внимание исследователей также привлекает динамика парообразования и эволюция двухфазного слоя при кипении в области средних и высоких тепловых потоков, вплоть до развития кризиса кипения. Такой интерес связан как с недостаточным пониманием механизмов переноса тепла при кипении в области высоких тепловых потоков, так и с необходимостью определения основных причин, приводящих к развитию кризиса пузырькового кипения.

Развитие в последние два десятилетия современных экспериментальных методов таких, как высокоскоростная видео и термографическая съёмка, лазерная интерферометрия и др. [1, 2], позволяет сегодня получить принципиально новую информацию о локальных и интегральных нестационарных характеристиках процесса кипения.

В работе представлены результаты исследования особенностей динамики парообразования при кипении воды и этилового спирта в условиях большого объёма в широком диапазоне изменения тепловой нагрузки $q/q_{кр} \sim 0.9$. Эксперименты были проведены с использованием установки, подробное описание которой представлено в работе [3]. В качестве рабочих жидкостей были использованы деионизированная вода и этиловый спирт на линии насыщения при атмосферном давлении. Нагреватель представлял собой сапфировую подложку с напыленной проводящей и прозрачной плёнкой из оксида индия-олова. Такая конструкция нагревателя позволила изучить нестационарное поле температур на поверхности ИТО нагревателя с помощью тепловизора и исследовать процессы роста и отрыва паровых пузырей непосредственно на поверхности сапфировой подложки с использованием высокоскоростной видеокамеры.

Разработанная экспериментальная методика позволила не только измерить внешний диаметр парового пузыря, но и регистрировать размеры области микрослоя жидкости и границу сухого пятна, а также исследовать нестационарное поле температур выделяющей поверхности с использованием высокоскоростного ИК сканера. С использованием разрабо-

танного численного алгоритма на основе данных ИК-термографии были изучены особенности локального теплообмена под паровым пузырьком.

Помимо режима отдельных паровых пузырей в работе был проведён анализ поведения двухфазного слоя вблизи поверхности нагревателя при кипении в области средних и высоких тепловых потоков. Для примера на рис. 1 показана структура двухфазного слоя вблизи нагревателя при кипении этилового спирта ($q = 246 \text{ кВт/м}^2$). На рисунке наблюдается упорядоченная структура из паровых пузырей, разграниченных, так называемыми «жидкими мостиками». При этом непосредственно под крупными паровыми конгломератами происходит активное парообразование в тонком пристеночном слое жидкости.

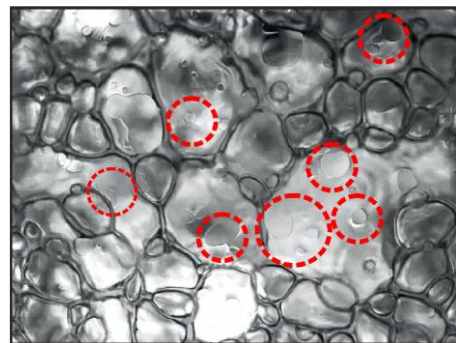


Рис. 1. Картина двухфазного слоя вблизи нагревателя при кипении этилового спирта ($q = 146 \text{ кВт/м}^2$).

Полученные в работе экспериментальные данные могут быть использованы для формирования новых теоретических подходов, а также для верификации существующих теоретических моделей и численных расчётов, разработанных для описания основных характеристик процесса кипения, механизмов теплообмена и критических тепловых потоков.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00086).

Список литературы:

1. Jung S., Kim H. An experimental study on heat transfer mechanisms in the microlayer using integrated total reflection, laser interferometry and infrared thermometry technique // Heat Transfer Eng. 2015. V. 36. № 12. P. 1002.
2. Chen Z., Haginiwa A., Utaga Y. Detailed structure of microlayer in nucleate pool boiling for water measured by laser interferometric method // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. V. 108. P. 1285–1291.
3. Сердюков В.С. и др. Исследование локального теплообмена в окрестности контактной линии под паровыми пузырями при кипении жидкостей // ТВТ. 2018 (принята к печати).

УДК 532.68, 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ САМОСМАЧИВАЕМОЙ ЖИДКОСТИ С ТОЧЕЧНЫМ НАГРЕВОМ

Спесивцев С.Е.^{1,2}, Люлин Ю.В.^{1,2}, Марчук И.В.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследование теплоотвода от локального источника тепла становится в настоящее время одной из наиболее востребованных и сложнейших задач в теплофизике, поскольку такая задача прямым образом связана с проблемой охлаждения микроэлектронного оборудования. Одним из перспективных методов решения подобных инженерных задач являются технологии, использующие процессы с фазовым превращением, например, испарение тонкого слоя жидкости в различных однофазных и двухфазных системах. В данном случае основным механизмом теплоотвода от источника тепла является интенсивное испарение за счет скрытой теплоты парообразования. Динамика испарения и, соответственно, теплоотвод от источника тепла существенным образом зависят от условий в тонком слое жидкости. Отличительными чертами жидких пленок являются: существенное влияние поверхностного натяжения, в том числе термокапиллярного эффекта, неустойчивость течений, а также многообразие форм свободной поверхности. Термокапиллярные явления в тонких нагреваемых пленках жидкости приводят к возникновению различных деформаций поверхности жидкости, образованию остаточного слоя, в котором велика вероятность появления разрывов и образования сухих пятен. Данная работа посвящена исследованию термокапиллярных деформаций на поверхности самосмачиваемой жидкости (поверхностное натяжение с ростом температуры возрастает в некотором диапазоне температур) с точечным нагревом со стороны подложки. Такие жидкости интересны с точки зрения стабилизации теплообмена при охлаждении локальных нагревателей, так как в них не возникает положительного градиента поверхностного натяжения в радиальном направлении и термокапиллярные деформации не дестабилизируют пленку, как это происходит в обычных жидкостях.

Измерение толщины пленки жидкости производилось с помощью бесконтактной конфокальной оптической системы Micro-Epsilon. Детально исследовано изменение толщины слоя жидкости при локальном нагреве и измерена критическая толщина слоя жидкости, после которой происходит разрыв слоя жидкости и образование сухого пятна. Измерение толщины слоя жидкости проводилось с частотой 10 кГц и погрешностью 0.7 мкм. Измерение деформаций на поверхности слоя жидкости при локальном

нагреве произведено с помощью прецизионной подвижки и конфокального метода. Датчик конфокального метода установлен на платформу подвижки и способен перемещаться с заданной скоростью (до 100 мм/сек) по одной линии в горизонтальной плоскости.

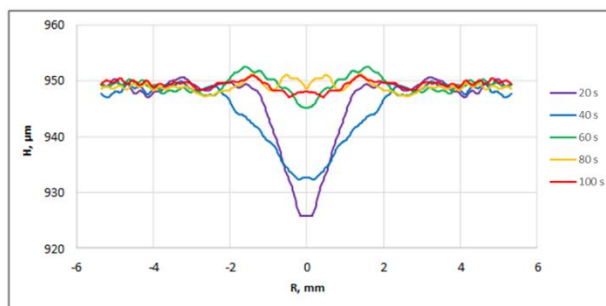


Рис. 2. Обратный эффект уменьшения деформаций границы раздела перед разрывом слоя при локальном нагреве водного раствора 1-бутанола (5%), толщина слоя 950 мкм.

В качестве рабочей жидкости был выбран водный раствор 1-бутанола концентрации 5%, критический тепловой поток составил 3 Вт при толщине слоя 950 мкм. Обнаружено, что при локальном нагреве слоя данного раствора возникает эффект выравнивания профиля поверхности раздела газ-жидкость непосредственно перед разрывом слоя. В течение первых 20 секунд после старта нагрева развитие деформаций идет по стандартному сценарию, с ростом углубления в центре слоя, где происходит нагрев. Затем, при достижении диапазона температур, в котором поверхностное натяжение убывает с ростом температуры (выше 50°C), возникает обратный эффект уменьшения деформаций и выравнивания поверхности раздела (Рис. 1). После выравнивания границы раздела температура постепенно достигает критического значения и возникает разрыв слоя.

Список литературы:

1. Spesivtsev S.E., Lyulin Y.V., Marchuk I.V., Kabov O.A., Thickness measurement in a horizontal liquid layer when heated from a localized hot-spot, (2016) Journal of Physics: Conference Series, 754 (3), № 032017, DOI: 10.1088/1742-6596/754/3/032017.

УДК 621.52

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА ПРОЦЕСС ВАКУУМНОЙ СУШКИ ГЛИНИСТЫХ ТЕЛ

Сухинин Г.И., Федосеев А.В., Мальцев В.А., Ярыгин И.В., Приходько В.Г., Новопашин С.А.

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

Капиллярность и пористость - важнейшие характеристики различных искусственных композитных материалов и природных материалов, таких как почва, глина и глинистые минералы, древесина, пищевые продукты [1,2]. Микроскопические капилляры и поры могут быть заполнены водой, находящейся в связанном, капиллярном или свободном (жидком) состоянии. Нестационарные процессы тепло- и массопереноса в пористых телах могут сопровождаться фазовыми переходами свободной воды в твердое состояние (лёд) с выделением или поглощением скрытой теплоты перехода.

В процессе сушки пористый глинистый материал подвергается существенным механическим напряжениям из-за неравномерного распределения температуры и влажности внутри него. Влагосодержание и температурный режим определяют механические, реологические и теплофизические свойства пористых материалов, такие как пластичность, вязко-упругость и хрупкость, теплоемкость и теплопроводность [3,4]. При изменении влагосодержания и температуры меняются плотность и деформация тела, обусловленная модулем Юнга пористого материала, происходит его расширение или набухание, возникают дефекты и трещины в пористых телах. Во многих случаях подобные процессы играют негативную роль. Однако, процессы, приводящие к дезинтеграции и частичному разрушению глинистых тел, содержащих в порах микро- и нано-частицы металлов (меди, золота и т.д.), могут быть полезными для более полного их извлечения из породы. Перспективным направлением является вакуумная сушка пористых глинистых материалов.

Для описания процессов тепло- и массопереноса внутри пористого глинистого материала, помещенного в вакуумную камеру и подвергаемого внезапной откачке, обычно используются уравнения теплопроводности и диффузии влаги:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \lambda_{eff}(U, T) \frac{\partial T}{\partial r} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 D_{eff}(U, T) \frac{\partial U}{\partial r} \right], \quad (2)$$

в которых плотность и теплоёмкость влажной глины, $\rho(U, T)$, $c_p(U, T)$, а также эффективные коэффициенты теплопроводности $\lambda_{eff}(U, T)$ и диффузии влаги $D_{eff}(U, T)$ в пористых являются функциями локальных температуры $T(r, t)$ и влагосодержания $U(r, t)$, r – радиальная координата. В начальный момент времени температура T_0 , и влагосодержание U_0 были распределены однородно по сферическому пористому телу. В качестве граничных условий использовались условия Герца-Кнудсена для переноса влаги и тепла от тела с учетом теплоты испарения или конденсации влаги на поверхности тела.

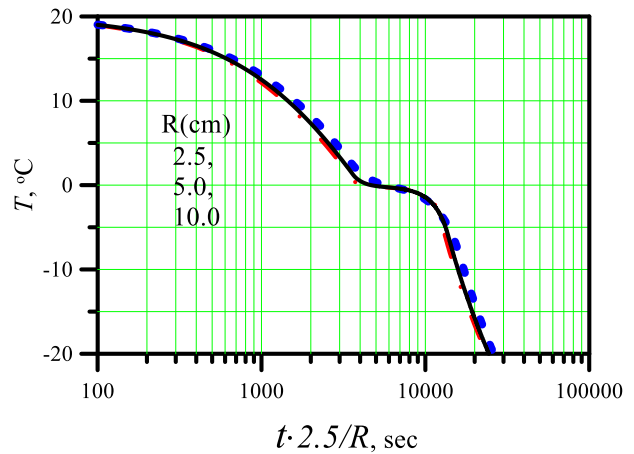


Рис.1. Изменение во времени средней температуры для образцов глины с различными радиусами.

Были проведены расчёты радиальных зависимостей температуры $T(r, t)$ и влагосодержания $U(r, t)$ для различных начальных и граничных условий в вакуумной камере для различных радиусов образцов глины R . На Рис. 1 представлены характерные для вакуумной сушки временные зависимости средней по объёму образца температуры для сферических глинистых пористых тел с радиусами $R = 2.5, 5.0$ и 10 см. Начальная температура тел $T_0 = 20^\circ\text{C}$, начальное влагосодержание $U_0 = 0.2$ кг/кг. Шкалы времени для образцов с различными радиусами нормированы на радиус R . Видно, что зависимости средних температур $T(r, t)$, а также среднего по объёму влагосодержания $U(r, t)$, в модифицированных координатах практически совпадают. Так же были проведены первые экспериментальные измерения временной зависимости влагосодержания сферических образцов глины разного размера под действием вакуума. Экспериментальные и расчетные данные показали качественное согласие.

Список литературы:

1. Luikov, A. V. (1966). Heat and Mass Transfer in Capillary Porous Bodies, Pergamon Press
2. Chudinov, B. S. (1968). Theory of Thermal Treatment of Wood, Publishing Company "Nauka", Moscow, USSR (in Russian)
3. Kowalski S. J., Pawlowski A. Modeling of Kinetics in Stationary and Intermittent Drying // Drying Technology. 2010. V. 28, № 8. P. 1023-1031.
4. Heydari M., Khalili K. Ahmadi Y. Simulation of Stresses Induced by Heat and Mass Transfer in Drying Process of Clay-like Material // Journal of Computational Applied Mechanics. 2017. V. 48, № 2. P. 171-184.

*Исследования выполнены при финансовой поддержке
министерства образования и науки
Российской Федерации.
Идентификатор проекта: RFMEFI60417X0193*

УДК 536.242

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛО- И ВЛАГОПЕРЕНОСА В ГЛИНИСТОМ ПОРИСТОМ МАТЕРИАЛЕ

Федосеев А.В., Демин Н.А., Сальников М.В., Сухинин Г.И.

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

Промышленная сушка является одной из самых старых технологичных операций, применяемых при производстве широкого спектра материалов (от пищевых продуктов до глиняных / керамических изделий), и использует до 15% от общего потребления энергии промышленностью [1]. В процессе сушки пористый глинистый материал подвергается существенным механическим напряжениям из-за неравномерного распределения температуры и влажности внутри него. Для контроля процессов тепло- и массопереноса внутри пористого глинистого материала была разработана одномерная численная модель (является модификацией интегральных моделей [2,3]), основанная на одновременном решении уравнений переноса тепла (1) и влаги (2):

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} [\lambda_{eff} \cdot \text{grad} T], \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \text{div} [D_{eff} \cdot \text{grad} U]. \quad (2)$$

Механизм распределения тепла в пористом теле может быть описан обычным уравнением теплопроводности (1), так же известном как уравнение Фурье-Кирхгофа. Перенос влаги (2) в пористых материалах в большей степени определяется обычной диффузией Фика.

В модели плотность $\rho(U, T)$, теплоемкость $c(U, T)$, коэффициенты теплопроводности $\lambda_{ef}(U, T)$, и диффузии $D_{eff}(U, T)$ взаимосвязаны и являются функциями локальных температуры $T(r)$ и влагосодержания $U(r)$, r – радиальная координата. Считается, что в начальный момент времени, $t = 0$, температура и влагосодержание распределены однородно по сферическому пористому телу: $T(r) = T_0$, $U(r) = U_0$. В качестве граничных условий на поверхности сферического тела учитывались конвективный перенос тепла в/от окружающей среды, скрытая теплота при испарении или конденсации влаги на поверхности тела.

В результате численного моделирования были рассчитаны радиальные зависимости $T(r, t)$ и $U(r, t)$ в различные моменты времени для различных начальных и граничных условий. На Рис. 1 представлены характерные для сушки временные зависимости влагосодержания (а) и температуры (б) сферического глинистого пористого тела на его поверхности ($R = 5$ см), в центре тела ($r = 0$) и их средние по объему значения. Начальная температура тела $T_0 = 20$ °С, начальное влагосодержание $U_0 = 0.2$ кг/кг. Температура в сушильной камере $T_{amb} = 60$ °С, относительная влажность в камере $\varphi_{amb} = 10\%$.

В конвективной сушке глины можно выделить четыре характерных периода: период предварительного нагрева ППН (см. Рис.1, участок АВ), период постоянной сушки ППС (BC), период замедления сушки ПЗС (CD) и насыщения ПН (DE) [5]. В ППН матери-

ал нагревается до температуры влажного термометра (T_w), и скорость сушки повышается. ППС полностью регулируется скоростями внешнего тепло- и массопереноса. В конце ППС скорость испарения начинает уменьшаться из-за уменьшения влагосодержания на поверхности пористого тела. Полученные данные хорошо согласуются с результатами интегральных моделей [2,3].

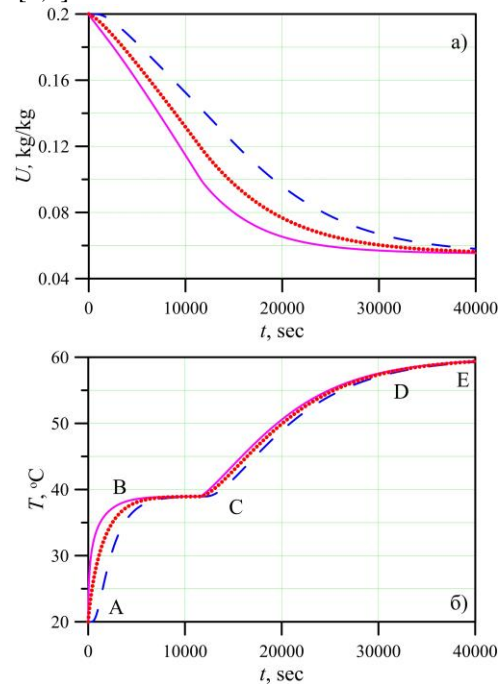


Рис. 1. Временные зависимости (а) влагосодержания U и (б) температуры T на поверхности глинистого пористого тела (сплошные линии), в центре тела (пунктирные линии) и их средние по объему значения (точечные линии).

Список литературы:

1. Chua K. J., Mujumdar A. S., Hawlader M. N. A., Chou S. K., Ho J. C. Convective drying of agricultural products. Effect of continuous and stepwise change in drying air temperature // *Drying Technology*. – 2001. – Т. 19, № 8. – С. 1949-1960.
2. Kowalski S. J., Pawlowski A. Modeling of Kinetics in Stationary and Intermittent Drying // *Drying Technology*. 2010. V. 28, № 8. P. 1023-1031.
3. Heydari M., Khalili K. Ahmadi Y. Simulation of Stresses Induced by Heat and Mass Transfer in Drying Process of Clay-like Material // *Journal of Computational Applied Mechanics*. 2017. V. 48, № 2. P. 171-184.
4. Van Belleghem M., Steeman M., Janssen H., Janssens A., De Paepe M. Validation of a coupled heat, vapour and liquid moisture transport model for porous materials implemented in CFD // *Building and Environment*. 2014. V. 81. P. 340-353.

Исследования выполнены при финансовой поддержке министерства образования и науки Российской Федерации.

Идентификатор проекта: RFMEFI60417X0193

УДК 536.42

О ГЕТЕРОГЕННОМ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИИ В ПЕРЕОХЛАЖДЕННОМ РАСПЛАВЕ

Черепанова В.К.^{1,2}, Черепанов А.Н.²

¹Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

²Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская 4/1

Исследование процессов зарождения твердой кристаллической фазы в расплаве, содержащем наноразмерные частицы, имеет важное значение для понимания механизмов структурообразования при затвердевании наномодифицированных металлов и сплавов. В последние годы все большее внимание уделяется новой технологии обработке металлов и сплавов с помощью модифицирования расплава нанопорошками тугоплавких соединений с характерным размером частиц ≤ 100 нм [1–2]. Эти частицы характеризуются высокой удельной поверхностью, хорошо смачиваются расплавом и служат активными центрами образования твердой фазы. Для прогнозирования влияния такого рода наномодификаторов на структуру и свойства сплава необходимо изучение особенностей зарождения твердой фазы на экзогенной наночастице-подложке в зависимости от ее размеров, морфологических, капиллярных и других свойств, что требует разработки соответствующих физико-математических моделей.

На основе термодинамического подхода нами проведено исследование процессов гетерогенного зародышеобразования в переохлажденном расплаве на кубических наночастицах с учетом капиллярных и размерных эффектов подложки и зародыша.

В соответствии с представлениями Ребиндера [3] тугоплавкие наночастицы являются потенциальными центрами кристаллизации, на поверхности которых группируются отдельные кластеры. Для определения скорости гетерогенного зародышеобразования примем, что наночастицы имеют форму куба, плоские грани которого характеризуются одинаковым углом смачивания $0^\circ < \theta < 90^\circ$. Считаем, что зародыш, формирующийся на грани наночастицы, имеет форму сферического сегмента. Выражение для свободной энергии Гиббса образования зародыша в данном случае будет иметь вид:

$$\Delta G = \pi \sigma_{12}^\infty R^2 \left(1 - \frac{2\delta}{R} - \frac{2R}{3R_0} \right) (1 - \cos \theta)^2 (2 + \cos \theta).$$

Здесь $R_0 = 2\sigma_{12}^\infty T_s / (\rho \Delta T)$ – радиус критического зародыша при гомогенном зародышеобразовании, δ – параметр Толмена в формуле для поверхностного натяжения на границе расплав – зародыш с учетом кривизны его поверхности [4]:

$$\sigma_{12} = \sigma_{12}^\infty (1 - 2\delta / R),$$

R – радиус кривизны гетерогенного зародыша, σ_{12}^∞ – поверхностное натяжение плоского зародыша ($R \rightarrow \infty$), переохлаждение $\Delta T = T_s - T$, T_s – температура кристаллизации, T – температура расплава, ρ – плотность вещества зародыша, k – теплота кристаллизации.

Критический радиус гетерогенного зародыша R_c будет иметь вид:

$$R_c = \frac{R_0}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4\delta}{R_0}} \right\} \approx R_0 \left(1 - \frac{\delta}{R_0} \right).$$

Для свободной энергии критического зародыша с точностью до малой величины δ/R_0 первого порядка будем иметь

$$\Delta G^* = \frac{1}{3} \pi \sigma_{12}^\infty R_0^2 \left(1 - \frac{6\delta}{R_0} \right) (1 - \cos \theta)^2 (2 + \cos \theta).$$

При $\delta = 0$ полученное соотношение совпадает с известным выражением для ΔG^* [5].

В итоге выражение для скорости гетерогенного зародышеобразования на кубических нанозатравках примет следующий вид:

$$I = n_p \frac{12\pi D_0}{l_a^4} \left(\frac{l_p}{l_c} \right)^2 R_c^2 (1 - \cos \theta) \exp \left[\frac{-(E + \Delta G^*)}{k_B T} \right],$$

где D_0 – предэкспонента в законе Аррениуса, E – энергия активации диффузии в расплаве, l_a , l_c – расстояние между центрами атомов расплава и затравки соответственно, l_p – размер ребра затравки, n_p – число затравок в единице объема расплава.

Результаты расчетов показывают, что скорость образования зародышей в единице объема расплава алюминийевого сплава (Al+6,5%Si) I в значительной степени зависит от краевого угла смачивания θ , наибольшие скорости зародышеобразования $I > 10^{10}$ 1/(м³·с) имеют место при углах смачивания $\theta < 15^\circ$. Учет размерного фактора в выражении для поверхностного натяжения приводит к уменьшению значения свободной энергии образования гетерогенного зародыша, что, в свою очередь, способствует увеличению скорости образования зародышей в наномодифицированном сплаве.

Исследования проводились при поддержке гранта РФФИ №18-08-00571.

Список литературы:

1. Модифицирование сталей и сплавов дисперсными инокуляторами / Сабуров В.П., Еремин Е.Н., Черепанов А.Н., Миннеханов Г.Н. Омск: изд-во ОмГТУ. 2002, 212 с.
2. Нанопорошковые технологии в машиностроении/ В.В. Москвичев, Г.Г. Крушенко, А.Е. Буров и др. Красноярск: Сиб. федер.ун-т, 2013, 186 с.
3. Ребиндер П.А. Качественная сталь. 1939. № 3. С. 31–34.
4. Tolman R.C. The effect of droplet size on surface tension // J. Chem. Phys. 1949. V. 17. № 3. P. 333–337.
5. Чалмерс Б. Теория затвердевания. М.: Металлургия. 1968, 288 с.

УДК 536.248

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИИ

Чернявский А.Н., Павленко А.Н.

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

Стекающие пленки жидкости широко применяются в различных технологических процессах для интенсификации теплообмена. Область высокоэффективного теплообмена при пленочном течении жидкости ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения. Достижение критических условий приводит к распаду пленочного течения, образованию крупномасштабных несмоченных зон, падению интенсивности теплоотдачи, и, как следствие, резкому росту температуры теплоотдающей поверхности, что может привести к разрушению тепловыделяющего элемента.

Время наступления кризиса и различные сценарии распада пленочного течения характеризуются такими параметрами как время ожидания вскипания и время полного локального испарения стекающей пленки жидкости. Данные величины определяют максимальные времена воздействия критических тепловых потоков на пленку, обладающую определенными волновыми характеристиками и соответствующим распределением по толщине.

В данной работе представлена математическая модель, позволяющая производить расчет профиля волновой поверхности, полей скорости, температуры, и исследовать их эволюцию при условии резкого изменения тепловой нагрузки во времени, проводить расчеты волновых характеристик и времен ожидания вскипания в пленках жидкости при различных входных числах Рейнольдса, плотностях теплового потока и параметрах нагревателя.

Проведен расчет среднестатистических волновых характеристик стекающих волновых пленок жидкого азота при различных величинах расхода жидкости. Исследовано влияние параметров малых начальных возмущений на течение процесса волнообразования.

Построены расчетные зависимости времен ожидания вскипания и полного локального испарения от плотности теплового потока при различных входных числах Рейнольдса.

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.

Построены зависимости критических плотностей тепловых потоков подавления вскипания и полного локального испарения от входного числа Рейнольдса (рис. 1). Кривые 1, 2 и 3 образуют карту режимов распада пленочного течения и делят пространство исследованных плотностей тепловых потоков и входных чисел Рейнольдса на три области. Область I соответствует стабильному теплообмену без разви-

тия кризисных явлений. В области II преобладающим механизмом распада пленочного течения является полное локальное испарение пленки жидкости, сопровождающееся образованием и дальнейшим ростом сухих пятен на поверхности тепловыделяющего элемента. В области III распад пленочного течения осуществляется посредством развития кипения пленки на нагревательной поверхности.

Расчетные критические плотности тепловых потоков подавления полного локального испарения (кривая 3) удовлетворительно согласуются с расчетной зависимостью, представленной в работе [2], описывающей плотности критических тепловых потоков в режиме стационарного тепловыделения — кривая 4. Данный факт говорит об отсутствии влияния нестационарности тепловыделения на критические плотности тепловых потоков подавления полного локального испарения.

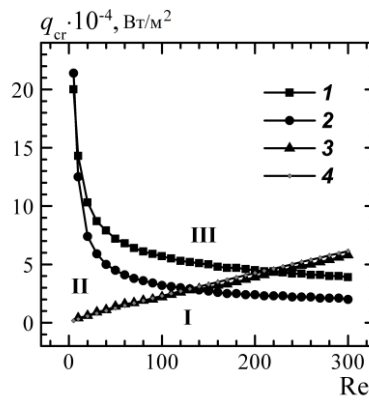


Рис. 1. Критические плотности тепловых потоков: 1 — распад стекающей пленки при вскипании жидкости, $\Delta T = 26$ К; 2 — распад стекающей пленки при вскипании жидкости, $\Delta T = \Delta T(q)$; 3 — осушение поверхности в режиме испарения при нестационарном тепловыделении; 4 — расчет критического теплового потока в режиме испарения при стационарном тепловыделении [2].

Список литературы:

1. Павленко А.Н., Суртаев А.С., Мацех А.М. Переходные процессы в стекающих пленках жидкости при нестационарном тепловыделении // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 905-916.
2. Pavlenko A.N., Le' V.V. Heat transfer and crisis phenomena in falling films of cryogenic liquid // Russian Journal of Engineering Thermophysics. 1997. V. 7. N. 3-4. P. 177-210.

Работа выполнена в ИТ СО РАН за счет средств, полученных от ФАНО России по Программе ФНИ ГАН на 2013-2020 годы (тема III.18.2.3, АААА-17-117030310025-3) и при финансовой поддержке РФФ (грант № 14-49-00010).

УДК 536.423.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ХЛАДОНА R134А В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛОБМЕННИКЕ.

Шамирзаев А.С.

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

В настоящее время проявляется большой интерес к компактным микроканальным двухфазным системам охлаждения. Широко исследуется проблема охлаждения теплонапряженных узлов в системах с кипением и испарением теплоносителя. В связи с этим, при создании замкнутого контура теплоносителя, возникает проблема создания компактных конденсаторов способных передавать большое количество тепла [1,2]. Наиболее перспективными для такого применения являются микроканальные конденсаторы способные поддерживать кольцевой режим течения в широком диапазоне массовых паросодержаний, при котором формируются тонкие плёнки жидкости вследствие высоких значений напряжения трения в микроканальных системах.

С целью изучения процессов конденсации в микроканальных системах в данной работе проводится экспериментальное исследование теплообмена при конденсации хладона R 134а в микроканальной системе содержащей 21 микроканал размером 335x930 мкм в диапазоне массовых расходов от 400 до 850 кг/м²с и паросодержаний в диапазоне от 0.1 до 0.8. Паросодержание на входе в участок создавалось посредством парогенератора, величина паросодержания определялась по начальной энтальпии рабочей жидкости и балансу тепла вложенного в поток на парогенераторе. В ходе экспериментов производились измерения: температуры на входе и выходе из теплообменника, давления на входе в теплообменник; перепада давления на длине теплообменника; распределения теплового потока и температуры стенки по длине теплообменника в 4х сечениях на расстоянии 5,15,25,35 мм от начала каналов. Коэффициенты теплоотдачи определялись как

$$h = \frac{q_{loc,i}}{\Delta T_{loc,i}}$$

где $q_{loc,i}$ – измеренный локальный тепловой поток, приведённый к внутренней поверхности теплообменника, а $\Delta T_{loc,i}$ локальная разность температур между внутренней стенкой микроканальной пластины и локальной температурой насыщения потока в i -м сечении теплообменника. Тепло от теплообменника отводится посредством двух элементов Пельтье DRIFT –0.8 HT(200)L2, с максимальной хладопроизводительностью 172 Вт каждый, присоединённых к массивному медному блоку. Тепло от элементов Пельтье отводится посредством водных теплообменников, расход жидкости в них определялся турбинным датчиком расхода ТПР-2. Полное количество тепла снятого с теплообменника определялось по изменению энтальпии воды в водных теплообменниках

и Джоулеву теплу, выделяющемуся на элементах Пельтье.

На рис. 1 показаны полученные зависимости локального коэффициента теплоотдачи по длине теплообменника от локального паросодержания при различных массовых расходах. С увеличением массового расхода коэффициенты теплоотдачи увеличиваются.

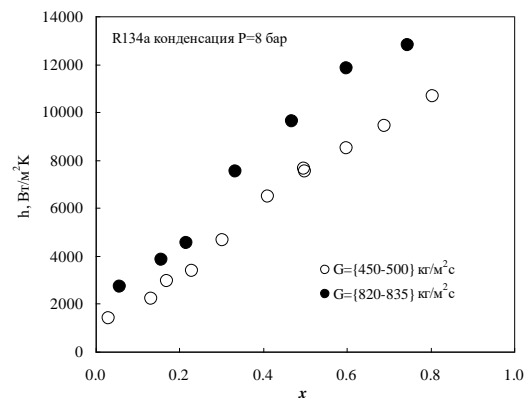


Рис. 1. Экспериментальная зависимость коэффициента теплоотдачи от паросодержания при конденсации хладона R 134а в системе микроканалов.

Проведено сравнение экспериментальных данных с расчётом термического сопротивления равномерной плёнки рассчитанной по модели из [3]. Относительное отклонение расчёта от измеренных значений составило 45%. На основе модели конденсации в горизонтальных трубах по модели из работы [4] предложено рассчитывать теплоотдачу при конденсации с учётом напряжения трения по [3]. Относительное отклонение расчёта по предложенной модели от измеренных значений составило 18%

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Kim S. M., Mudawar I. Theoretical model for annular flow condensation in rectangular micro-channels //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2012. – Т. 55. – №. 4. – С. 958-970.
2. Al-Zaidi A. H., Mahmoud M. M., Karayiannis T. G. Condensation flow patterns and heat transfer in horizontal microchannels //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2018. – Т. 90. – С. 153-173.
3. Asali J. C., Hanratty T. J., Andreussi P. Interfacial drag and film height for vertical annular flow //AIChE Journal. – 1985. – Т. 31. – №. 6. – С. 895-902.
4. Butterworth D. An analysis of film flow and its application to condensation in a horizontal tube //International Journal of Multiphase Flow. – 1974. – Т. 1. – №. 5. – С. 671-682.



СЕКЦИЯ 4

Многофазные течения и волновые процессы
в газожидкостных системах

УДК 532.528; 532.529; 544.012

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ ИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА В ЖИДКОСТЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОТКРЫТОГО ПАКЕТА OPENFOAM

Алексеев М.В.¹, Вожаков И.С.^{1,2}, Лобанов П.Д.¹, Светоносов А.И.^{1,2}, Калпана Мохан В.П.^{1,2},
Лежнин С.И.^{1,2}, Прибатурин Н.А.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630073, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В работе рассматривается задача численного моделирования режимов импульсного истечения различных газов (воздух, аргон, водяной пар) в вертикальную трубу, заполненную жидкостью разной плотности (вода, свинец, сплав Розе), реализуемая в пакете OpenFOAM. Данная задача имеет широкий круг технических приложений, начиная от моделирования аварийных режимов работы жидкометаллических атомных реакторов до разгерметизации подводных газопроводов, функционирования систем корабельной техники и др.

Экспериментальное исследование истечения газа в вертикальную трубу, заполненную жидкостью разной плотности, является классическим бенчмарком для верификации теплогидравлических кодов, например для атомной энергетики [1].

В работе [2] было показано, что численное решение задачи вытеснения газом жидкости под большим давлением с использованием двухскоростной модели двухфазной среды [3] сопряжено с существенными трудностями, связанными с адекватным моделированием межфазного взаимодействия и задания режимной карты двухфазного потока. С развитием свободных кодов CFD, таких как, например, OpenFoam [4], задача о вытеснении газом жидкости приблизительно (минимальный размер включений одной фазы в другую определяется расчётной сеткой) может быть решена с использованием односкоростной модели двухфазной среды.

Цель настоящего исследования — численное моделирование нестационарного истечения газа в затопленную область жидкости в трубе с помощью пакета OpenFoam, сравнение результатов с экспериментальными данными для инъекции газа в воду. Верификация на результатах эксперимента поможет получить надежные полуэмпирические замыкающие соотношения и использовать их в дальнейшем при моделировании инъекции газа в жидкометаллические среды, в которых затруднено проведение визуализации.

В приближении $k-\epsilon$ модель турбулентности рассматривается осесимметричная задача об истечении газа через нижний торец вертикальной трубы. Диаметр расчётной области составлял 25×10^{-3} м, длина расчётной области – 1.2 м. Начальный уровень жидкости варьировался в пределах 0.5 - 1 м. Уравнения состояния жидкости и кинематические свойства устанавливались для воды, свинца [5], сплава Розе. Свойства газа задавались в идеальном приближении для воздуха, аргона, водяного пара. Давление газа на

входе 3×10^5 Па. Начальное давление жидкости соответствовало атмосферному давлению. Время инъекции газа соответствовало 50-100 мс. Выбранные расчетные параметры соответствовали геометрии и рабочим средам в проводимом и планируемом экспериментах.

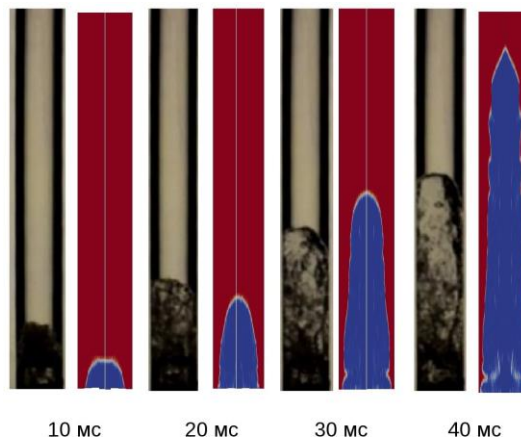


Рис 1. Экспериментальная регистрация межфазной поверхности (слева) и расчёт объёмной доли жидкости (справа). Время отсчитывается от начала инъекции газа.

На рисунке представлено сравнение экспериментальной визуализации межфазной поверхности с расчетом объёмной доли жидкости (вода) для различных времен, отсчитываемых от начала истечения газа (воздух).

Работа выполнена за счёт средств ФАНО России, государственное задание III.22.7.3.

Список литературы:

1. Лобанов П.Д., Усов Э.В., Бутов А.А., Прибатурин Н.А., Мосунова Н.А., Стрижов В.Ф., Чухно В.И., Кутлиметов А.Э. Экспериментальные исследования импульсного впрыска газа в жидкость и верификация на основе полученных данных системного теплогидравлического кода HYDRA-IBRAE/LM // ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2017, No 10, С. 1–9
2. Вожаков И.С., Лежнин С.И., Алексеев М.В., Богомолов А.Р., Прибатурин Н.А. Моделирование истечения газа в среду с высокой плотностью // Вестник Кузбасского государственного технического университета. – 2016. No 5. - С. 86-92.
3. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред, Том I / Р.И. Нигматулин – М: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит-ры, 1987. – С330
4. OpenFOAM: <http://openfoam.org/>
5. Савченко И.В., Лежнин С.И., Мосунова Н.А. Рекомендации по значениям и расчетным соотношениям для теплофизических и кинетических свойств жидкого свинца // ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2015, No 6, С. 51–54.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ХАРАКТЕРИСТИК ФАКЕЛА РАСПЫЛА ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ФОРСУНКИ

Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Усанина А.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Проблема распыливания жидкости актуальна применительно к обеспечению надежного сгорания топливных смесей в двигателях внутреннего сгорания и в камерах сгорания ракетных двигателей. В порошковой металлургии эти вопросы активно изучаются с середины прошлого века, а в настоящее время приобрели особую актуальность в связи с повышением требований к размерам частиц конечного порошкового продукта.

Для определения основных характеристик капель (дисперсность, пространственная структура) в факеле распыла центробежной форсунки наиболее перспективно применение бесконтактных оптических методов, в частности метода малоугловой индикатрисы рассеяния и метода спектральной прозрачности. Методы обладают рядом преимуществ, к числу которых относятся минимальный объем необходимой априорной информации, возможность измерения параметров капель в факеле распыла и определения функции распределения их по размерам, а также установление пространственного распределения концентрации капель [1].

Теоретической основой метода определения дисперсного состава капель в факеле распыла является использование аналитического описания рассеяния света частицами, более крупными по сравнению с длиной волны излучения, под малыми углами к направлению падающего излучения. Восстановление функции распределения размеров капель по измеренной индикатрисе рассеяния проводилось численно с помощью метода и алгоритма расчета, основанных на концепции подбора при решении серии прямых задач – методе прямого поиска [2].

Одной из основных характеристик форсунки является структура факела распыла – пространственное распределение концентрации капель по радиусу и по длине факела (плотность орошения). Определение пространственной структуры факела распыла осуществлялось с помощью метода спектральной прозрачности. Метод основан на измерении спектрального коэффициента пропускания при лазерном сканировании по хордам факела распыла в разных его сечениях с последующим решением соответствующей обратной задачи (уравнения Абеля) [3].

Экспериментальное изучение структуры и основных характеристик дисперсности капель в факеле распыла центробежной форсунки проводилось на лазерно-диагностическом комплексе, включающем в себя: модуль для определения дисперсности капель; модуль для определения концентрации капель в факеле распыла.

Основные геометрические параметры исследуемой центробежной форсунки: $r_{вх}=0.1$ см – радиус входных тангенциальных каналов; $r_c=0.1$ см – радиус выходного сопла форсунки; $R_0=0.4$ см – плечо за-

крутки; $n=1$ – количество входных тангенциальных каналов. Толщина пленки жидкости, вытекающей из центробежной форсунки – δ и скорость истечения жидкости из сопла – u , определялись по теории Абрамовича-Клячко.

На рис. 1 приведены графики радиального распределения безразмерной концентрации капель для центробежной форсунки при разных расстояниях от среза сопла, на которых проводились измерения.

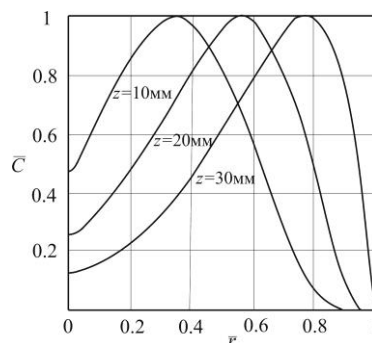


Рис. 1. Радиальные распределения концентрации капель в разных сечениях факела распыла центробежной форсунки.

На рис. 2 приведены зависимости D_{max}/δ от значений критериев Re и Oh , где D_{max} – максимальный диаметр частиц, Re – число Рейнольдса для пленки жидкости; Oh – число Онезорге.

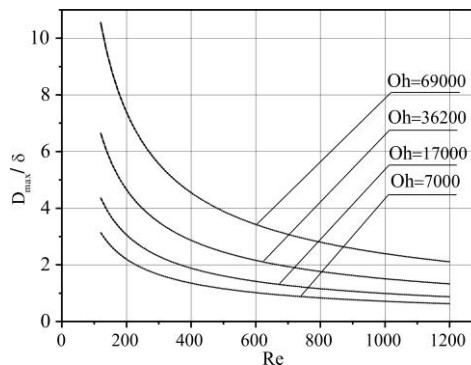


Рис. 2. Зависимость D_{max}/δ от значений критериев Re и Oh .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №15-19-10014).

Список литературы:

1. Пажи Д.Г., Галустов В.С. Основы техники распыливания жидкостей. М.: Химия, 1984. 324 с.
2. Трофимов В.Ф., Архипов В.А., Жарова И.К. Диагностика дисперсного состава жидкокапельных аэрозолей методом малоуглового рассеяния // Оптика атмосф. и океана. 2014. Т. 27, № 12. С. 1102–1106.
3. Архипов В. А., Басалаев С. А., Трофимов В. Ф., Золоторев Н. Н. Лазерная диагностика структуры факела распыла при диспергировании жидкости форсунками // Инженерно-физический журнал. 2017. Т.90, №6. С.1499–1506.

ЭВОЛЮЦИЯ ПОРИСТЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Архипов В.А.¹, Шеховцов В.В.², Волокитин О.Г.²

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

²Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634003, Россия, Томск, пл. Соляная, 2

Порошки, состоящие из полых микросфер диаметром в десятки микрон, нашли широкое применение в различных отраслях промышленности [1]. Для оптимизации технологии получения полых микросфер необходима разработка адекватных математических моделей, описывающих процессы движения, нагрева, плавления частиц прекурсора, а также формирование морфологии полых частиц [2, 3].

В работе [4] предложен и экспериментально апробирован способ получения полых частиц на основе агломерированных (пористых) порошков. Рассматривая процесс формирования морфологии полых микросфер, необходимо учитывать, как исходную структуру пористых частиц, так и теплофизические характеристики несущей среды (плазменный поток).

Поскольку давление газа внутри частицы в процессе нагрева возрастает, то на первом этапе возможны следующие ситуации:

– поры сообщаются с внешней средой на протяжении всего этапа. В этом случае давление в порах незначительно отличается от давления окружающей среды и диаметр частицы не меняется;

– все поры являются замкнутыми и не сообщаются с внешней средой. При этом давление в порах возрастает, и будет заметно отличаться от давления в окружающей среде;

– промежуточная ситуация: часть пор являются открытыми, часть – замкнутыми. При возрастании давления внутри закрытых пор они могут становиться открытыми вследствие растрескивания твердого материала.

На втором этапе нагрева идет сложный процесс плавления твердого вещества при изотермических условиях. Расплавленные элементы исходной частицы сливаются и образуют жидкую пленку на ее поверхности, которая препятствует свободному выходу газа. После завершения процесса плавления внутри частицы образуется газовая полость, изолированная от внешней среды.

На третьем этапе под действием нагрева давление в газовой полости будет возрастать, в результате чего газовая полость и частица в целом будут увеличиваться в объеме.

Для того, чтобы при заданной температуре определить внешний D и внутренний d диаметр частицы, необходимо знать их значения к моменту завершения второго этапа нагрева, то есть необходимы значения D_1 , d_1 . Оценку этих величин рассмотрим состояние частицы к моменту окончания проплавления частицы. Пусть к этому моменту объемная доля газа в замкнутых порах равна $\alpha\Pi$ (значение α может варьироваться в диапазоне $\alpha = 0 \div 1$).

Для проведения численных расчетов в качестве исходного материала использовались теплофизические

характеристики диоксида кремния (SiO_2) [5]. Начальные значения температуры (5.6 кК) и скорости (308 м/с) плазменной струи определялись путем расчета удельной энтальпии струи для заданных рабочих параметров плазмотрона (мощность, тепловое КПД, расход плазмообразующего газа) [5].

На рисунке 1 показаны конечные значения диаметра частицы (а) и относительной толщины оболочки (б) в зависимости от пористости агломерированной частицы.

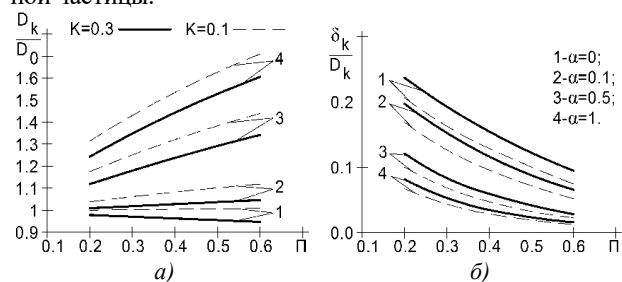


Рис. 1. Конечные значения диаметра частицы (а) и относительной толщины оболочки (б) в зависимости от пористости агломерированной частицы

Как видно из рис. 1, а если в частице не было замкнутых пор, то конечный диаметр слабо отличается от начального; причем для мелких частиц, для которых поверхностное натяжение существенно, он может оказаться даже меньше начального. Если же доля замкнутых пор значительна, то конечный диаметр становится больше начального и при $\alpha = 1$ это увеличение может достигать 70 %. С увеличением начального размера частиц влияние поверхностного натяжения ослабевает, и относительное значение конечного диаметра увеличивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания, проект № 9.9063.2017/8.9. , гранта Президента РФ (МД-553.2018.8) и стипендии Президента РФ (СП-313.2018.1).

Список литературы:

1. Shinkareva E. V., Safonova A. M. Conductive paints made from nickel-plated glass microspheres. *Glass and Ceramics*. 2007. Vol. 64, No. 9. P. 316-317.
2. Жуков А.С., Архипов В.А., Бондарчук С.С., Гольдин В.Д. Оценка морфологии частиц при плазмохимическом синтезе керамических порошков. *Химическая физика*. 2013. Т. 32, № 12. С. 52–58.
3. Гуляев И.П., Солоненко О.П. Моделирование поведения полых частиц ZrO_2 в плазменной струе с учетом их термического расширения. *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20, № 6. С. 789-802.
4. Шеховцов В.В., Власов В.А., Волокитин Г.Г., Волокитин О.Г. Использование низкотемпературной плазмы для получения золотых микросфер. *Известия Высших учебных заведений. Физика*. 2016. Т. 59, № 9-3. – С. 305-308.
5. Физические Величины: Справочник / Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

**УСТОЙЧИВОСТЬ ВОЗМУЩЕНИЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА
ЛАМИНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ДВУХ СЛОЕВ ЖИДКОСТЕЙ В НАКЛОННОМ КАНАЛЕ**

Архипов Д.Г., Хабахпашев Г.А.

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

Расслоенные режимы течения несмешивающихся жидкостей активно используются в ряде современных технологий [1]. Стабильность режима является ключевым фактором при его выборе на практике. Устойчивость стратифицированных потоков в горизонтальных и слабонаклонных закрытых каналах в значительной степени определяется относительной разницей плотностей сред [2, 3]. Особенно интересен случай близких плотностей: скорость внутренних волн при этом может быть достаточно малой и сопоставимой со скоростью установившегося течения.

В настоящей работе исследуется стационарное плоскопараллельное течение двух слоев различных жидкостей в плоском наклонном канале, образованном твердыми параллельными крышкой и дном (Рис. 1). Рассмотрен общий случай двух независимых движущих сил течения: проекции силы тяжести и постоянного внешнего градиента давления χ , приложенного на значительном расстоянии от исследуемой области. Безразмерный профиль скорости течения при этом имеет кусочно-параболический вид:

$$U_{0i} = 1 + A_1 \tilde{z} - B_1 \tilde{z}^2, \quad A_1 = A_2 / \mu, \quad B_1 = B_2 \beta / \mu,$$

$$A_2 = \frac{(1+h)(\beta h^2 - \mu)}{h(1+\beta h)}, \quad B_2 = \frac{(1+h)^2(h+\mu)}{h(1+\beta h)}, \quad \tilde{z} = \frac{z}{H}$$

где $\mu = \mu_1/\mu_2$, $\beta = \chi/\chi_2$, $\chi_1 = \chi + \rho_1 g \sin \alpha$, $h = h_1/h_2$, $H = h_1 + h_2$. В дальнейшем знак «~» будет опущен.

Целью работы является анализ устойчивости данного течения по отношению к линейным периодическим (по координате x) возмущениям. Как известно, для этого достаточно рассмотреть только гармонические возмущения со всевозможными волновыми числами k . Соответствующая задача на собственные значения и функции (по координате z) принимает следующий вид: два уравнения Орра–Зоммерфельда

$$(c - U_{0i}) \left(\frac{d^2 w_i}{dz^2} - k^2 w_i \right) + w_i \frac{d^2 U_{0i}}{dz^2} =$$

$$= \frac{i}{k \text{Re}_i} \left(\frac{d^4 w_i}{dz^4} - 2k^2 \frac{d^2 w_i}{dz^2} + k^4 w_i \right),$$

с соответствующими граничными условиями:

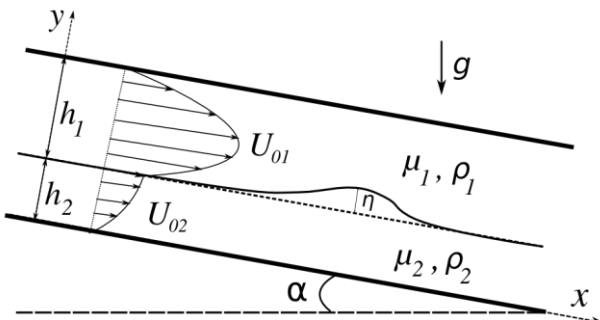


Рис. 1. Схема двухслойного течения в наклонном канале

$$w_i \Big|_{z=0} = c - 1, \quad A_1 + \frac{dw_1}{dz} \Big|_{z=0} = A_2 + \frac{dw_2}{dz} \Big|_{z=0},$$

$$\mu \frac{d^2 w_1}{dz^2} \Big|_{z=0} = \frac{d^2 w_2}{dz^2} \Big|_{z=0} + 2B_2(\beta - 1) + (1 - \mu)k^2(c - 1),$$

$$(1 - \rho) \left[\tilde{g} - (c - 1) \left(\frac{dw_2}{dz} \Big|_{z=0} + A_2 \right) \right] =$$

$$= \frac{i}{k} \left[\frac{\rho}{\text{Re}_1} \left(\frac{d^3 w_1}{dz^3} - 3k^2 \frac{dw_1}{dz} \right) - \frac{1}{\text{Re}_2} \left(\frac{d^3 w_2}{dz^3} - 3k^2 \frac{dw_2}{dz} \right) \right] \Big|_{z=0},$$

$$w_1 \Big|_{z=h/(1+h)} = 0, \quad w_2 \Big|_{z=-1/(1+h)} = 0,$$

$$\frac{dw_1}{dz} \Big|_{z=h/(1+h)} = 0, \quad \frac{dw_2}{dz} \Big|_{z=-1/(1+h)} = 0$$

Здесь $w_i(z)$ – комплексные амплитуды возмущений вертикальной скорости в слоях, $\text{Re}_i = U_{0i} H \rho_i / \mu_i$ – числа Рейнольдса в слоях, $\rho = \rho_1/\rho_2$, $\tilde{g} = g \cos \alpha H / U_{0i}^2$, U_{0i} – значение скорости (размерной) установившегося течения на границе раздела.

На основе численного решения системы уравнений Орра–Зоммерфельда методом Галеркина с базисом функций из полиномов Чебышева получен глобальный спектр линейных возмущений задачи. Выяснено, что в асимптотике высоких чисел Рейнольдса одна из собственных мод (межфазная) соответствует внутренней гравитационной волне на границе раздела жидкостей. Ее нейтральная устойчивость сохраняется с ростом скорости стационарного течения вплоть до возникновения критического слоя в одной из жидкостей.

Показано, что при малой относительной разнице плотностей жидкостей (скорости внутренних гравитационных волн) возможны течения, единственным механизмом неустойчивости которых является неустойчивость критического слоя. Проанализированы различия влияний наклона канала и продольного градиента давления на спектр собственных значений системы.

Список литературы:

1. Joseph D.D., Renardy Y.Y. Fundamentals of two-fluid dynamics. Springer–Verlag. 1992. 443 p.
2. Yiantsios S.G., Higgins B.G. Linear stability of plane Poiseuille flow of two superposed fluids // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31, No. 11. P. 3225–3238.
3. Arkhipov D.G., Kachulin D.I., Khabakhpashev G.A. Instability of waves on an interface of two-layer Poiseuille flow // Latest Trends in Applied and Theoretical Mechanics. 2014. V. 25. P. 63–67.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

УДК 532.5.01

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ АГЛОМЕРАТА ТВЕРДЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Басалаев С.А., Усанина А.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Задача о динамике поведения двухфазных систем с учетом свойств дисперсной и дисперсионной фаз является чрезвычайно сложной и требует экспериментальных данных (эмпирических зависимостей и критериальных соотношений) по элементарным процессам, происходящим на границе раздела фаз при их взаимодействии.

В частности, в настоящее время существует ограниченное количество экспериментальных данных по обтеканию совокупности частиц потоком. В работах В.Г. Хоргуани показано, что при движении высококонцентрированного облака частиц в области малых чисел Рейнольдса сохраняется сферическая форма облака и наблюдается циркуляция периферийных частиц в направлении, противоположном движению облака [1]. Однако данная картина движения системы частиц наблюдается лишь в начальный момент после помещения частиц в дисперсионную среду. Дальнейшая динамика облака определяется начальной концентрацией частиц в облаке и режимом движения (продуваемое, непродуваемое, частично продуваемое облако).

Актуальной задачей является экспериментальное определение коэффициента сопротивления облака частиц в зависимости от режима движения. В монографии [2] отмечено: «Если объемная концентрация твердых частиц достаточно велика (толщина пограничного слоя среды превышает расстояние между частицами), то коэффициент сопротивления для одиночных частиц не применим для облака частиц». Экспериментальные исследования процесса гравитационного осаждения высококонцентрированных аэрозольных систем проводились в работах В.Г. Хоргуани [1, 3], Nitsche J.M., Batchelor G.K. [4], Machu G., Meile W., Nitsche L.C., Schaflinger U. [5], Metzger B., Ekiel-Jezewska M.L., Guazzelli E. [6]. Однако обобщение этих данных затруднено в связи с различными условиями проведения экспериментов и способами обработки полученных результатов. В указанных работах не проводилась обработка экспериментальных данных в виде эмпирической зависимости для коэффициента сопротивления облака частиц.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процесса гравитационного осаждения совокупности твердых сферических частиц в вязкой жидкости в области чисел Рейнольдса $Re=(10^{-3} \div 1)$ и начальной объемной концентрации частиц $C=2.3 \cdot 10^{-5} \div 0.52$.

В экспериментах использовался глицерин, силиконовое масло марки ПМС-10000; в качестве частиц – стальные шарики.

В исследованном диапазоне чисел Рейнольдса были реализованы все три режима движения системы

частиц. Экспериментально обнаружены граничные значения начальной объемной концентрации C_* , разделяющие эти режимы. При $C_* \leq 2.3 \cdot 10^{-5}$ реализуется режим продуваемого облака, при котором совокупность частиц движется со скоростью одиночной частицы, составляющей облако. Данное экспериментально найденное граничное значение хорошо согласуется с величиной C_* , полученное В.Г. Хоргуани и Х.М. Каловым $C_*=2 \cdot 10^{-5}$ [7].

Обнаружено, что при $C_* > 0.3$ и в области чисел Рейнольдса $Re < 0.01$ при осаждении системы частиц увлекается вся среда внутри этой системы, сохраняется сферическая форма, размер облака частиц и реализуется режим непродуваемого облака.

Получена эмпирическая зависимость для коэффициента сопротивления совокупности частиц

$$C_D = a(Re \cdot C)^{-b},$$

где a, b – экспериментально определяемые постоянные. Для значений $C \geq 0.08$ постоянные в выражении равны $a=13.5, b=0.9$ (коэффициент детерминации $R^2=0.93$), для значений $C \leq 0.01$ – $a=0.3, b=0.8$ (коэффициент детерминации $R^2=0.6$).

Отметим, что зависимости для коэффициента сопротивления получены в предположении постоянства размера облака в процессе осаждения. Анализ влияния расширения облака на характеристики осаждения позволит уточнить полученные зависимости для коэффициента сопротивления, что является предметом дальнейших исследований.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10014).

Список литературы:

1. Хоргуани В.Г. О характере и скорости падения системы частиц одинаковых размеров // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1966. Том 2, № 4. С. 394-401.
2. Гидродинамика многофазных систем / С. Соу. М.: Мир. 1971. 536 с.
3. Хоргуани В.Г. О характере обтекания падающей системы частиц одинаковых размеров при $Re < 10^1$ // Труды ВГИ. 1969. Выпуск 13. С. 97-100.
4. Nitsche J.M., Batchelor G.K. Break-up of a falling drop containing dispersed particles // J. Fluid Mech. 1997. Vol. 340. P. 161-175.
5. Machu G., Meile W., Nitsche L.C., Schaflinger U. Coalescence, torus formation and break-up of sedimenting drops: experiments and computer simulations // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 447. P. 299-336.
6. Metzger B., Ekiel-Jezewska M.L., Guazzelli E. Spherical cloud of point particles falling in a viscous fluid // Ph. Fluids. 2006. Vol. 18. 38104-0.
7. Хоргуани В.Г., Калов Х.М. О падении высококонцентрированной системы грубодисперсных аэрозольных частиц в атмосфере // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11, № 3. С. 278-284.

УДК 621.9

ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ НА СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ

Вожаков И.С.^{1,2}, Архипов Д.Г.^{1,2}, Цвелодуб О.Ю.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Настоящая работа посвящена моделированию динамики нелинейных волн на пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести. Полная постановка задачи для жидкости включает уравнения Навье–Стокса и неразрывности с соответствующими кинематическими и динамическими граничными условиями. Для случая пленки, свободно стекающей по вертикальной плоскости в поле тяжести в приближении длинноволновости возмущений, в работе [1] была получена дивергентная система уравнений.

Плоскопараллельное пленочное течение неустойчиво относительно линейных периодических возмущений с волновым числом $\alpha < \alpha_n \approx 1$. Амплитуды неустойчивых возмущений с волновыми числами, близкими к нейтральному волновому числу, сначала экспоненциально растут. Первая гармоника таких возмущений получает энергию от основного потока и благодаря нелинейным эффектам передает ее во вторую и высшую гармоники, расположенные в устойчивой области и таким образом обеспечивая диссипацию энергии. В результате формируется стационарный режим течения. Согласно численным экспериментам такое поведение характерно для большинства возмущений из диапазона $0,5 < \alpha < 1$. При заходе вглубь области неустойчивости вторая гармоника (ее волновое число 2α) также оказывается неустойчивой. Это означает, что при определенных условиях во время эволюции существует возможность появления квазистационарных состояний с преобладанием только четных гармоник. Такое состояние можно интерпретировать как стационарный режим течения с двойным волновым числом. Исследования показывают, что при $0,41 < \alpha < 0,5$ эволюция оказывается более сложной.

Численно изучена динамика периодических возмущений свободной поверхности в диапазоне волновых чисел $0,41 < \alpha < 0,5$ и чисел Рейнольдса $1 < Re < 30$. Типичные сценарии эволюции возмущений с малой начальной амплитудой представлены на рисунке 1 ($\alpha = 0,42$). Приведены зависимости модулей амплитуд гармоник (рис. 1a) и «разности фаз» (рис. 1b). Видно, что эти функции изменяются периодически. В течение значительной части периода амплитуда второй гармоники близка к значению, соответствующему стационарно-бегущему решению с двойным волновым числом. При этом амплитуда первой и других нечетных гармоник экспоненциально возрастает. В то же время наблюдается увеличение нелинейных эффектов, главным из которых оказывается передача энергии от первой ко второй гармонике. В результате амплитуда второй гармоники

проходит через нуль (и ее фаза сразу меняется на π), вскоре после того, как рост первой гармоники прекратится, вторая гармоника растет за счет первой гармоники.

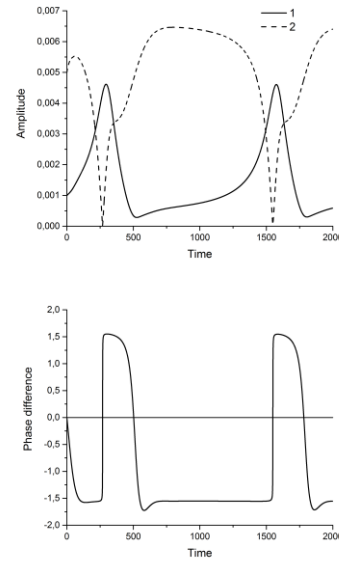


Рис. 1. Эволюция амплитуд модулей гармоник и разность фаз.

Как видно из рис. 1b, при росте первой гармоники «разность фаз» отрицательна и с хорошей точностью равна $-\pi$. При положительных значениях «разности фаз» первая гармоника быстро уменьшается, а вторая растет.

Чтобы лучше понять такие режимы пульсации, мы провели их анализ на основе упрощенной модели течения пленки при малых числах Рейнольдса (уравнение Непомнящего). Для этих уравнений был найден интересный класс решений. В них такой «пульсирующий» характер более выражен, чем в решениях дивергентной системы уравнений. В случае эволюции начальных возмущений с безразмерными волновыми числами $0,41 < \alpha < 0,5$ устанавливается аналогичный квазипериодический режим. Амплитуда первой гармоники стремится к нулю, тогда как амплитуда второй гармоники достигает некоторого постоянного значения. Система остается в таком состоянии довольно долго. Затем в течение короткого периода времени параметры потока резко изменяются, и снова устанавливается квазистационарный режим.

Работа поддержана РФФ (грант №14-22-00174).

Список литературы:

1. Алексеев С. В., Архипов Д. Г., Цвелодуб О. Ю. Дивергентная система уравнений для пленки жидкости, стекающей по вертикальной плоскости // Доклады Академии наук. – 2011. – Т. 436, № 1. – С. 43-46.

УДК 532.529.5

ТЕПЛООБМЕН ПУЗЫРЬКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ СБОРКЕ СТЕРЖНЕЙ ЗХЗ

Воробьев М.А.

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

В настоящее время двухфазные газожидкостные течения представляют собой один из наиболее интенсивно развивающихся разделов механики и теплообмена многофазных систем.

Большое количество работ посвящено исследованию движения пузырьковых газожидкостных смесей в трубах и каналах простой геометрии. В исследованиях показано влияние газосодержания и дисперсности газовой фазы на гидравлическое сопротивление, тепло- и массообмен. Также появилось множество работ посвященных численному моделированию движения газожидкостных смесей. Но модели, полученные для труб, нельзя напрямую перенести на каналы с более сложной геометрией, например такие, как сборки стержней. В связи с этим возникает необходимость экспериментальных исследований структуры двухфазного течения в каналах сложной геометрии. Зарубежными специалистами собрана обширная база экспериментальных данных по тепловым и гидродинамическим характеристикам течения однофазного теплоносителя в сборках вертикальных стержней, позволяющая проводить валидацию расчетных кодов [1, 2]. Так же рядом ведущих научных групп (Томияма, Ишии, Прасер) проведены исследования двухфазных пузырьковых течений в каналах ТВС [3 - 5]. В данных работах основное внимание уделено определению локального газосодержания и скорости газовых включений, а так же влиянию на эти параметры дистанцирующих и перемешивающих решеток. Но исследования, посвященные изучению, непосредственно, теплообмена между двухфазной пузырьковой средой и стержнем ТВС в литературе отсутствуют.

Таким образом, цель данной работы, это экспериментальное исследование влияния газосодержания на теплообмен в пузырьковом потоке в вертикальной сборке стержней.

Установка представляет собой замкнутый по жидкости контур. Из насоса рабочая жидкость подается в канал, представляющий собой оргстеклянную трубу квадратного сечения шириной 40 мм. В канале с помощью трех дистанцирующих решеток удерживаются 9 стержней диаметром 9 мм. 8 из них оригинальные ТВЭЛы, а центральный представляет собой трубку из нержавеющей стали, в которую и монтируется датчик. В нижней части канала установлен газовый дистрибьютор, генерирующий пузыри. Расход жидкости определяется по перепаду давления на расходомерной диафрагме. Перепад давления измерялся дифференциальным преобразователем давления Метран 100 ДД. Предварительная калибровка расходомерной диафрагмы осуществлялась весовым методом. Рабочей жидкостью выступала дистиллированная вода. Эксперимент проводился при числах Рейнольдса 4000-11000 и расходе газосодержания $\beta = 0-10\%$.

Для исследования теплообмена изготовлен участок, представляющий собой трубку из нержавеющей стали к внутренней поверхности которой плотно прижат платиновый резистивный датчик температуры. Трубка может вращаться вокруг своей оси и смещаться вверх и вниз, изменяя угол ориентации датчика и расстояние от датчика до дистанцирующей решетки. С помощью медных трубок к участку подводится электрический ток (до 200А). Зная подводимую к рабочему участку мощность и температуру стенки несложно найти коэффициент теплообмена $\alpha = q/\Delta T$.

На рис. 1 представлена зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса при различных расходах газосодержания. В данном случае датчик температуры находился на 280 мм. выше дистанцирующей решетки. Видно существенное влияние газовой фазы на теплообмен.

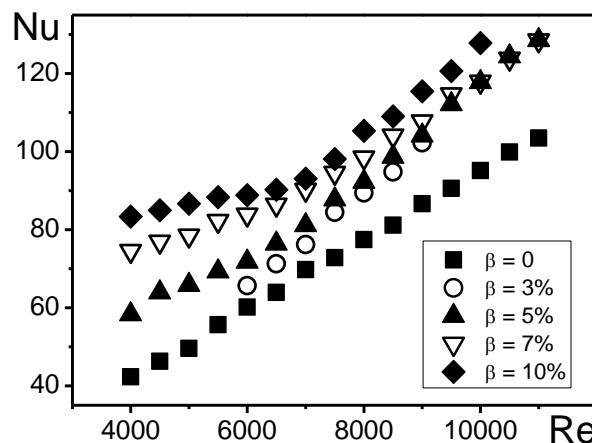


Рис. 1. Зависимость интенсивности теплоотдачи (Nu) от числа Рейнольдса в однофазном и пузырьковом потоке при различных газосодержаниях.

Список литературы:

1. Sh. Hosokawa, T. Yamamoto, J. Okajima, A. Tomiyama. Measurements of turbulent flows in a 2x2 rod bundle // Nuclear Engineering and Design 249 (2012) 2–13.
2. S. Lomperski, N. Bremer, C. Gerardi. Distributed temperature sensing inside a 19-rod bundle // Nuclear Engineering and Design 319 (2017) 201–209.
3. Sh. Hosokawa, K. Hayashi, A. Tomiyama. Void distribution and bubble motion in bubbly flows in a 4x4 rod bundle. Part I: Experiments // J. Nuclear Science and Technology 51 (2014) 220–230.
4. K. Goodheart, A. Ylonen, V.D. Cacqueray, H.-M. Prasser. CFD validation of void distribution in a rod bundle with spacer // Proceedings of the 2014 22nd International Conference on Nuclear Engineering (ICONE22).
5. X. Yang, J.P. Schlegel, Y. Liu, S. Paranjape, T. Hibiki, M. Ishii. Measurement and modeling of two-phase flow parameters in scaled 8x8 BWR rod bundle // Int. J. Heat and Fluid Flow 34 (2012) 85–97.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НИЗКОРЕЙНОЛЬДСОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ СУСПЕНЗИИ С РАЗДЕЛЕНИЕМ ФРАКЦИЙ

Гаврилов А.А.¹, Шебелев А.В.²

¹ Красноярский филиал Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 660036, Россия, Красноярск, ул. Академгородок, 50/44

² Сибирский федеральный университет 660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

Большой практический интерес представляют течения полидисперсной суспензии с разделением фракций под действием различных факторов. В работе предложена математическая модель низкорейнольдсовых течений полидисперсной суспензии на основе модели смеси [1].

Математическая модель

Полидисперсная фаза представляет собой совокупность частиц разного размера и плотности, при этом распределение частиц по размерам дискретно. Математическая модель включает уравнения неразрывности и количества движения, сформулированных для смеси в целом, а также уравнения переноса концентрации частиц и алгебраическое уравнение на относительную межфазную скорость для каждой фракции. Для формулирования модели течений полидисперсной суспензии использовались следующие основные допущения:

1. Движение частицы p -ой фракции рассматривается как движение частицы в среднем поле, создаваемым всеми остальными частицами. Реологические соотношения для монодисперсной суспензии переносятся для описания полидисперсной суспензии, сформулированные в виде зависимостей от параметра свободного объема ϕ/ϕ_{\max} , где ϕ – суммарная объемная доля твердой фазы, ϕ_{\max} – максимально плотная упаковка.
2. Суммарные напряжения поля частиц распределяются по разным фракциям в соответствии с объемной долей.

В полидисперсном случае значение случайной максимально плотной упаковки является переменной величиной. Для её определения используется модель, зависящая от второго и третьего момента функции распределения частиц по размерам [2].

Для моделирования эффект миграции частиц в сдвиговом потоке применяется изотропная версия модели баланса суспензии [1]. Касательные напряжения смеси описываются эффективной вязкостью смеси, являющейся функцией параметра свободного объема ϕ/ϕ_{\max} .

Реология среды при постоянном межчастичном контакте задаётся эмпирической моделью, в которой нормальные напряжения не зависят от скорости сдвига и является функцией локальной суммарной концентрации частиц [1].

Результаты моделирования

Рассмотрено две задачи о сепарации тяжелых частиц бидисперсной суспензии и суспензии из четы-

рех фракций разных диаметров при гравитационном осаждении. Сравнение численных результатов с экспериментальными данными [5] демонстрирует хорошее предсказание эволюции контактных границ и значений концентраций между ними.

Выполнено моделирование течения бидисперсной суспензии с нейтрально плавучими частицами в плоском канале. На рис. 1 приведено сравнение экспериментальных данных [6] и результатов расчёта для суммарной концентрации частиц 30% и доли мелких частиц 50% при отношении диаметров частиц 3.4. Модель правильно предсказывает эффект «обогащения» центра канала крупными частицами, т.е. крупные частицы накапливаются в центре канала, а мелкие частицы или распределены относительно однородно по каналу.

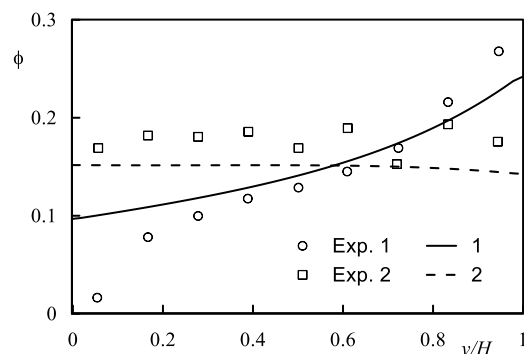


Рис.1. Распределения концентрации в плоском канале. Символы – эксперимент [5], линии – расчет. Символы 1 и 2 обозначают крупную и мелкую фракции соответственно.

Разработанная модель низкорейнольдсовых течений полидисперсных суспензий адекватно предсказывает сепарацию частиц разных размеров под действием факторов различной природы.

Список литературы:

1. Гаврилов А.А., Шебелев А.В. Одножидкостная модель смеси для ламинарных течений высококонцентрированных суспензий // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2018. № 2. с. 84–98.
2. Desmond K.W., Weeks E.R., Influence of particle size distribution on random close packing of spheres // Phys. Rev. E. V. 2014. 90. P. 22204-6.
3. Johnson, P.C., Jackson, R. Frictional–collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing // J. Fluid Mech. 1987. V. 176. P. 67–93.
4. Schneider W., Anestis G., Schafflinger U. Sediment composition due to settling of particles of different sizes // International Journal of Multiphase Flow. 1985. V. 11 (3). P. 419-423.
5. Lyon M. K. and Leal L. G. An experimental study of the motion of concentrated suspensions in two-dimensional channel flow. Part 2. Bidisperse systems // J. Fluid Mech. 1998. V. 363. P. 57-77.

УДК 536

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ ЖИДКОСТИ С НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ И ЕЁ РАСПАД НА МИКРОКАПЛИ

Гатапова Е.Я.^{1,2}, Кириченко Е.О.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1, gatarova@itp.nsc.ru

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

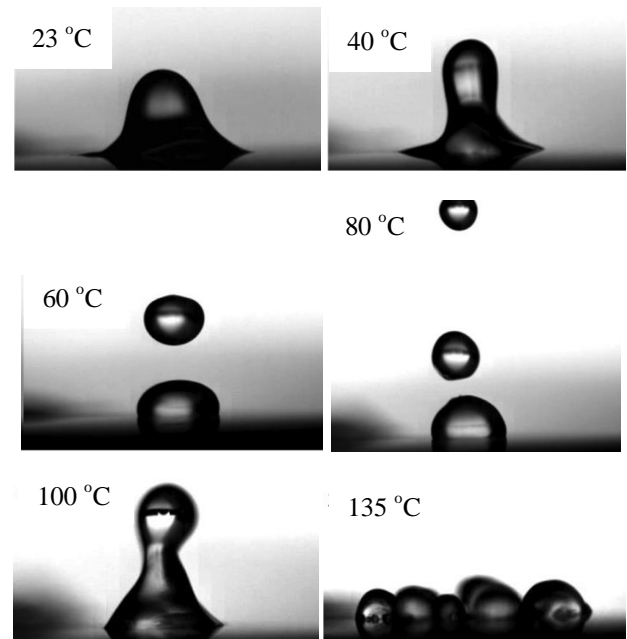
Подробное изучение взаимодействия жидких капель с нагретой поверхностью вызвано многочисленными приложениями в микроэлектронике, изготовлении структурированных поверхностей, закалке стали.

В настоящей работе представлены результаты исследований взаимодействия одиночной падающей капли на нагретую сапфировую пластину в диапазоне температур 23–135 °С. Этот диапазон недостаточно изучен в литературе, хотя является очень важным для практических применений, таких как охлаждение электроники где поверхность нагретого чипа не должна превосходить 100 °С.

Капля воды объемом 10 мкл падает под действием гравитации на нагретую сапфировую подложку. Рассмотрены горизонтально расположенная и наклонная подложка. Видеорегистрация производилась высокоскоростной камерой Photron Fastcam SA 1.1 со скоростью съемки 5400 кадров в сек. Выделены характерные этапы взаимодействия падающей капли с подложкой при различных температурах, а именно: удар, растекание, откат, образование жидкого столба, отрыв микрокапель, формирование, стабилизация, распад на сидячие микрокапли, кипение и испарение. Показано, что время растекания и максимальный контактный диаметр капли практически не зависят от температуры горизонтально расположенной подложки. Это объясняется коротким временем растекания, которое не позволяет нагреть достаточно большой объем воды. Однако повышение температуры приводит к значительному уменьшению контактного диаметра и увеличению высоты жидкого столба, образующегося в конце отката (рис. 1). Отрыв микрокапель от жидкого столба наблюдается для температур подложки 60–100 °С. Начиная с температуры подложки 100 °С высота жидкого столба снова уменьшалась.

Одним из важных результатов является для температуры подложки 135 °С капля распадается на несколько сидячих микрокапель практически сразу после стадии растекания [1]. Показано влияние силы Марангони, приводящей к распаду тонкого растекшегося жидкого блина на сидячие микрокапли, предотвращая откат и отскок.

Отрыв микрокапель от основной капли полностью отсутствует для наклонной подложки (38 ° относительно горизонта). Наблюдалось непрерывное скольжение по поверхности под действием силы тяжести.



?

Рис. 1. Влияние температуры подложки на стадию отката: изменение контактного диаметра капли, высоты жидкого столба, отрыв микрокапель с поверхности столба и распад на микрокапли без образования столба.

Список литературы:

1. Gatarova E.Ya., Kirichenko E.O., Kabov O.A., Interaction of impacting water drop with a heated surface and break-up into micro-drops// Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2018. V. 6.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России (Соглашение 14.613.21.0067, (идентификатор проекта RFMEFI61317X0067).

УДК 532.54

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ РАСХОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РУЧЕЙКОВОГО РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Дехтярь Р.А.^{1,2}, Овчинников В.В.¹, Слесарева Е.Ю.^{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, 1

В абсорберах, конденсаторах, теплообменниках для интенсификации тепломассообмена используются пленочные течения жидкости. При пульсации расхода жидкости повышается вероятность образования сухих пятен, в результате жидкость стягивается и начинает течь в виде струй или ручейков, что ухудшает средние характеристики тепломассопереноса. Характер ручейкового течения жидкости определяется свойствами жидкости, удельным расходом, свойствами подложки, коэффициентом поверхностного натяжения, гравитацией [1-3]. Целью настоящего исследования является экспериментальное исследование влияния пульсаций расхода жидкости на характеристики ручейкового течения.

Эксперименты проводились на гладкой полиэтиленовой пластине шириной 300 мм и длиной 1400 мм. Угол наклона поверхности пластины относительно вертикали изменялся от нуля до минус 14 градусов. Жидкость подавалась перпендикулярно поверхности пластины через трубку внутренним диаметром 0,5 мм. Расход жидкости определялся по изменению уровня в калиброванной стеклянной трубке с внутренним диаметром 4 мм. Расход регулировался при помощи игольчатого вентиля. Для создания пульсаций производилось путем изменения проходного сечения силиконовой трубки с помощью двух цилиндров с регулируемой амплитудой перемещения (время пульсации от 0,3 с). В ходе эксперимента производилась скоростная видеосъемка картин течения (до 1200 кадров в секунду). Скорость и форма ручейка определялись при обработке кадров видеосъемки.

Полученные данные сопоставлены с картой режимов течения струй, предложенной в работе [1]. Показано, что вследствие пульсации расхода ширина переходной зоны между режимами течения (капельный, стационарный и нестационарный меандрирующий) увеличивается. Расширение зоны перехода связано с тем, что в результате пульсации расхода в начале ручейка по длине ручья могут существовать различные режимы течения, так как из-за появления разрывов потока и каплеобразных структур в разных сечениях вдоль ручья могут быть различные значения расхода жидкости. При этом величина изменения расхода жидкости сопоставима с расходом на входе струи; характерное время изменения расхода соизмеримо со временем формирования каплеобразной структуры.

Визуализация движения струи показала, что при малых расходах жидкости меандрирование ручейка происходит вследствие образования каплеобразных структур по длине ручейка или временного разрыва и последующего слияния частей ручейка. При небольших размерах «капли» она работает, как точка изме-

нения кривизны струи: у одной части потока около этой точки кривизна увеличивается, а у другой уменьшается. Таким образом, происходит изменение формы ручейка и направления движения струи. Во втором случае изменение направления движения ручейка происходит в результате роста в точке разрыва каплеобразного образования с волнообразной линией контакта с подложкой. Опыты на пластине с отрицательным наклоном показали, что по мере изменения количества жидкости в такой капле происходит изменение результирующей прижимной силы (рис. 1). Такое поведение капли свидетельствует о сложной

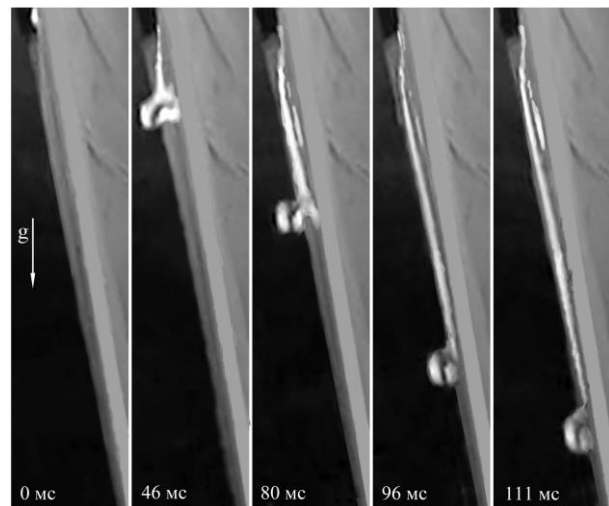


Рис. 1. Кадры видеосъемки движения ручейка с каплеобразным нижним краем. Наклон пластины -14 градусов.

структуре течения в каплеобразном образовании, а также такая структура течения приводит к формированию нескольких пальцеобразных выступов в зоне контакта жидкости с пластиной. При достижении определенного объема происходит «сброс» жидкости из капли по одному из пальцеобразных выступов. В дальнейшем иногда такая струя соединяется с нижней частью ручья (поток ниже точки разрыва). Но, как правило, формируется новый путь движения потока ниже точки разрыва. В этом случае вдоль траектории ниже точки разрыва остается несколько капель различного размера. В дальнейшем такие капли могут быть причиной изменения траектории ручья.

Список литературы:

1. Nakagawa T., John C., Scott Stream meanders on a smooth hydrophobic surface. // J. Fluid Mechanics, 1984. T. 149. P. 89-99.
2. Towell G.D., Rothfeld L.B. Hydrodynamics of rivulet flow // AIChE Journal. 1966. Vol. 12. N 5. P. 972-980.
3. Alekseenko S.V., Bobylev A.V., Markovich D.M. Rivulet Flow on the Outer Surface of an Inclined Cylinder // J. Engineering Thermophysics. – 2008. – Vol. 17, No. 4. – P. 259–272.

УДК 532.5

ТЕПЛООБМЕН НИСХОДЯЩЕГО ПУЗЫРЬКОВОГО ПОТОКА ПРИ МАЛЫХ РАСХОДАХ ГАЗА

Евдокименко И.А.^{1,2}, Лобанов П.Д.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

Проблема турбулентного переноса в пузырьковых двухфазных течениях является актуальной для атомной энергетики, химической промышленности, медицины, при совместной добыче нефти и газа. Современные методы расчета таких течений, такие как Direct Numerical Simulation (DNS) и Large Eddy Simulation (LES) занимают значительное время даже на суперкомпьютерах. Для разработки и тестирования менее требовательных к системным ресурсам компьютеров моделей, необходимо знание об осредненных и пульсационных характеристиках потоков.

Структура двухфазного газожидкостного течения существенно зависит от ориентации канала и направления течения. В частности, при движении двухфазного потока в вертикальной трубе, имеется значительное различие в характеристиках восходящего и нисходящего течений. В восходящем течении направление подъемной силы совпадает с направлением потока жидкости, а в нисходящем течении подъемная сила, действующая на пузырек, и скорость потока разнонаправлены. Это приводит к тому, что при одинаковых расходах газа в восходящем течении истинное газосодержание ниже, чем в нисходящем. Для восходящего течения при малых расходах жидкости и газа характерно "седлообразное" распределение газосодержания, а в нисходящем потоке максимум газосодержания, как правило, находится в центральной части канала, а вблизи стенок трубы регистрируется слой однофазной жидкости. Нисходящее течение, как правило, обладает осевой симметрией и поэтому более удобно для верификации новых теоретических моделей. В литературе существует ряд работ, посвященных экспериментальному и теоретическому исследованию нисходящего течения. В частности было показано, что введение пузырей в поток может приводить к демпфированию пристенной турбулентности.

В данной работе был рассмотрен пузырьковый нисходящий режим течения. Основное влияние уделено влиянию дисперсного состава газовой фазы на характеристики потока. При проведении экспериментов производилось управление отрывным диаметром пузырей от массива капилляров. Изменение размера и количества пузырей влияют на локальную гидродинамику потока и, соответственно, теплообмен.

Эксперименты проводились в вертикальной трубе диаметром 20мм. Для определения размеров пузырей использовалось теневое освещение потока.

Влияние пузырей на теплообмен определялось с помощью тепловизора и миниатюрных резистивных датчиков температуры с номинальным сопротивлением 1000 Ом при 0 °С. Для измерения теплообмена производился нагрев тонкостенного участка трубы длиной 520мм и толщиной стенки 0,2мм. Нагрев

производился с помощью источника постоянного электрического тока. Измерения проводились при расходном газосодержании $\beta = 0 \div 0,05$ и $Re = 5000 \div 11000$.

Проведено детальное теплообмена нисходящего пузырькового потока при субмиллиметровых размерах пузырей. Шаг изменения β равнялся 0.005, шаг изменения чисел Рейнольдса потока 1000. Ранее было показано, что введение в поток мелких пузырей газа приводит к «ламинаризации» в пристенной области. Для исследованных режимов течения, это вызывает ухудшение теплообмена по сравнению с однофазным потоком на величину до 40%. Крупные пузыри приводят к более высокой степени турбулентности в пристенной области, увеличению среднего трения, и интенсификации теплообмена. Нужно отметить, что подобные результаты могут быть получены при крайне малых количествах газа ($b < 0,01$), вводимых в поток.

На рисунке приведены данные о распределении температуры нагреваемой стенки в одно- и двухфазных потоках. Эксперименты выполнялись при постоянном тепловом потоке, $Re = 7000$ и $\beta = 0.015$, менялись только размеры пузырей (см. фото). Добавление пузырей газа в поток может приводить как к интенсификации теплообмена (снижение температуры стенки), так и к его ухудшению, в зависимости от дисперсного состава газовой фазы.

Подобных результатов в литературе на настоящий момент не представлено, однако имеются данные работ, подтверждающих возможность подавления турбулентности нисходящих пузырьковых потоков в области вблизи стенок труб и каналов.

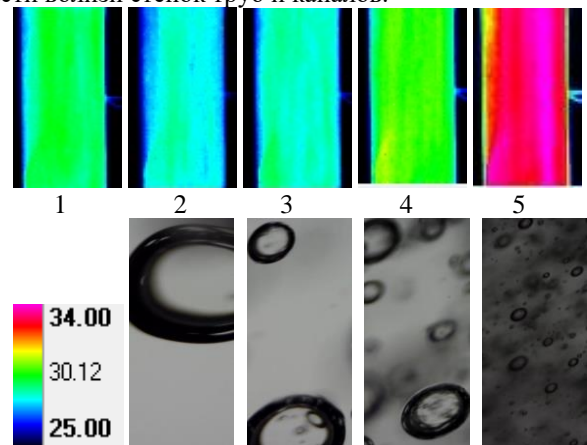


Рисунок. Поля температуры нагреваемой стенки и фотографии пузырей в потоке: 1 - однофазный поток; 2-5 - пузырьковый поток.

Работа выполнена за счёт средств ФАНО России, государственное задание III.22.7.3.

УДК 532.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОБАВКИ НАНОЧАСТИЦ НА ЗНАЧЕНИЕ ПЕРЕПАДА ДАВЛЕНИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

Жигарев В.А.¹, Минаков А.В.^{1,2}, Михиенкова Е.И.¹, Неверов А.Л.¹

¹ ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»,
660041, Россия, г. Красноярск, пр. Свободный, 79

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

В практике буровых работ, несмотря на применение новых технических средств, технологий, материалов и реагентов затраты на ликвидацию осложнений по-прежнему остаются высокими. В балансе календарного времени строительства скважин эти затраты составляют 6-10 %. Ежегодные убытки исчисляются сотнями миллионов рублей. Сервисные компании уделяют повышенное внимание качеству применяемых компонентов буровых растворов, что приобретает особую актуальность в связи с перемещением основных объемов буровых работ в труднодоступные районы и водоохранные зоны. В этих условиях одним из направлений повышения технико-экономических показателей и экологической безопасности строительства скважин является внедрение ресурсосберегающих технологий с использованием новых материалов и реагентов многофункционального действия. Одними из новых материалов, которые стали применять для создания буровых растворов являются наножидкости. Наножидкости стали использоваться для снижения коэффициента трения буровой трубы и стенок скважины и предотвращения таких явлений как прихват буровой колонны. В ряде работ [1, 2] показано, что добавка наночастиц в буровой раствор на водной основе способна на 20-30% снизить коэффициент трения. Это делает такие растворы конкурентно способными по сравнению с растворами на углеводородной основе, применение которых ограничивается природоохранными требованиями.

Поэтому одним из приоритетных направлений повышение эффективности сооружения скважин является разработка и исследование новых промывочных растворов с добавлением частиц нано размеров. Однако не стоит забывать, что наличие частиц в растворе может приводить к повышению значения перепада давления в скважине. Поэтому целью данной работы было исследование влияния добавления наночастиц в буровой раствор на значение перепада давления в кольцевых каналах.

Для экспериментального исследования использовалась базовая модель бурового раствора, она представляла собой водную суспензию глинистого раствора с массовой концентрацией глины 5% с добавлением наночастиц различной концентрации. Полученные растворы исследовались на ротационных вискозиметрах с целью получения реологических характеристик растворов. Были проведены лабораторные испытания для 4 различных концентраций для одного материала наночастиц, в качестве нано-

частиц в работе рассмотрены частицы оксидов кремния с размером 5 и 50 нанометров.

Из анализа полученных данных видно, что добавление наночастиц влияет на реологию суспензии даже при очень низких концентрациях. С увеличением концентрации наночастиц снижается показатель степенной модели для мелких частиц более сильная зависимость чем для крупных, а индекс консистенции, для мелких частиц падает, а для крупных частиц напротив, возрастает. Помимо концентрации наночастиц многие авторы также отмечают влияние размеров наночастиц на реологию буровых растворов. Полученные в ходе лабораторных исследований реологические характеристики буровых растворов использовались в расчетах. Для расчета течения бурового раствора в кольцевом канале использовалась методика расчета перепада давления для неньютоновских жидкостей в кольцевых каналах [3-4].

В ходе расчетов были получены значения перепада давления для буровых растворов в зависимости от концентрации и размеров наночастиц. А также исследована зависимость эффективности выноса шлама от концентрации частиц в буровом растворе.

Добавление наночастиц малого размера приводит к повышению перепада давления с ростом концентрации содержания наночастиц. В качестве количественных параметров, определяющих эффективность удаления шлама, была взята величина производительности переноса шлама (СТР). Добавление наночастиц приводит к росту эффективности удаления шлама.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке
Российского научного фонда в рамках проекта № 17-
79-20218.*

Список литературы:

1. Люгай Д.В., Шарафутдинов З.З. Управление поведением дисперсных систем в строительстве скважин с применением нанотехнологий // Вести газовой науки. 2010. №1(4). С. 270-281.
2. Хузина Л.Б., Петрова Л.В., Любимова С.В. Методы снижения трения при разработке месторождений горизонтальными скважинами // Электронный научный журнал «Нефтегазовое дело». 2012. №5. С. 62-70.
3. Gavrillov A.A., Dekterev A.A., Minakov A.V., Rudyak V.Y. A numerical algorithm for modeling laminar flows in an annular channel with eccentricity // J. Appl. Ind. Math. 2011. Т. 5. № 4. С. 559-568.
4. Zhigarev V.A., Neverov A.L., Guzei D.V., Pryazhnikov M.I. Studying laminar flows of power-law fluids in the annular channel with eccentricity // IOP Conf. JPCS. 2017. V. 899. No. 09201. P.1-6.

УДК 532.529.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПУСКНОГО ПУЗЫРЬКОВОГО ПОТОКА В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ ПРИ ДОКРИТИЧЕСКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Кашинский О.Н., Рандин В.В., Воробьев М.А.

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

В настоящее время двухфазные газожидкостные течения представляют собой один из наиболее интенсивно развивающихся разделов механики и теплообмена многофазных систем. Изучение пузырьковых течений играет важную роль для химической и атомной промышленности, металлургии, окисгениции и отчистки воды. Знание информации о структуре, осредненных и пульсационных характеристиках пузырьковых потоков необходимо при проектировании современных энергоустановок.

Цель данной работы – экспериментальное исследование локальных параметров опускного пузырькового течения при докритических числах Рейнольдса.

Экспериментальная установка представляет собой замкнутый по жидкости контур. Рабочая жидкость из бака с помощью центробежного насоса подается в вертикальную трубу. Расход жидкости измерялся с помощью ротаметров. Перепад давления на газовом расходомере измерялся дифференциальным манометром. В верхней части вертикальной трубы был установлен генератор пузырей. Рабочий канал представлял собой вертикально расположенную трубу с внутренним диаметром 20 мм. Измерительный блок выполнен из плексигласа. В верхней части измерительной секции была вмонтирована прозрачная секция 9 для контроля потока.

Исследование локальных характеристик потока проводилось электродиффузионным методом. Рабочая жидкость представляла собой дистиллированную воду с добавлением карбоната натрия, феррицианида и ферроцианида калия. Для увеличения вязкости в раствор был добавлен глицерин (57% по массе).

Датчик напряжения трения представлял собой кусочек платиновой фольги (0,05x0,6 мм.), вмонтированный в стенку канала и заполированный заподлицо с ней. Измерение скорости жидкости и локального газосодержания проводилось электродиффузионным зондом типа «лобовая точка» при помощи комбинированного метода, описанного в [2].

Эксперименты проводились при среднерасходных скоростях жидкости V_L от 0,133 до 0,376 м/с, что соответствует числам Рейнольдса $Re = d \cdot V_L / \nu$, от 500 до 1500. Газосодержание β определялось как $\beta = V_G / (V_G + V_L)$, где V_G – среднерасходная скорость газа. Средний размер пузырьков в потоке находился в диапазоне 2,6–3,5 мм.

В ходе эксперимента были измерены профили локального газосодержания, профили скорости и пульсаций скорости, а также напряжение трения и пульсации напряжения трения на стенке канала (в однофазном и пузырьковом потоке). На рис.1 представлены профили скорости при различных газосодержаниях в универсальных координатах для случая, когда $Re = 1000$.

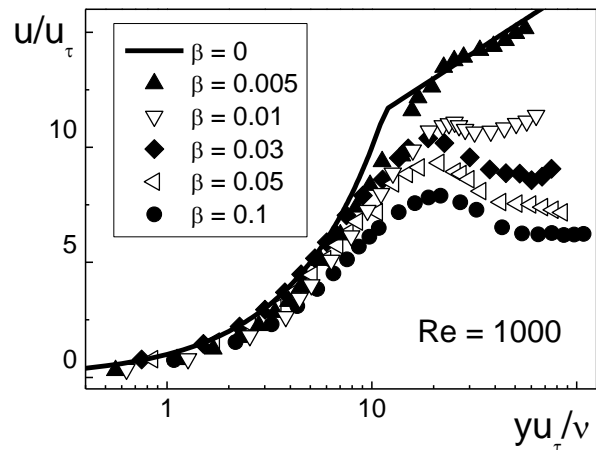


Рис. 1. Профиль скорости при различных газосодержаниях в универсальных координатах.

Основной особенностью опускных потоков является концентрация пузырьков в центральной части канала и выравнивание профиля скорости жидкости в центральной части трубы.

Сильное влияние газовой фазы на параметры потока наблюдалось даже при очень низких значениях расхода газа. Это поведение коррелирует с предыдущими измерениями в режиме турбулентного течения.

Проведенные измерения представляют собой набор подробных экспериментальных данных о структуре нисходящего ламинарного пузырькового потока. Полученные результаты дают данные для разработки моделей пузырьковых потоков.

Список литературы:

1. Kashinsky O.N., Randin V.V., 1999, “Downward bubbly gas-liquid flow in a vertical pipe,” International Journal of Multiphase Flow, 25, pp. 109-138.

УДК 532.5

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ В ЖИДКОЙ ПРОБКЕ В ВОСХОДЯЩЕМ СНАРЯДНОМ ТЕЧЕНИИ

Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Рандин В.В.

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

Газожидкостное снарядное течение в трубах существует в широком диапазоне расходных скоростей жидкости и газа. Снарядный режим характеризуется квазипериодическим чередованием газовых снарядов и жидких пробок. Структура течения в жидкой пробке существенно отличается как от однофазного течения в трубе, так и от двухфазного пузырькового течения.

В более ранних работах [1, 2] проводилось изучение структуры снарядного течения методом условного осреднения по длине газового снаряда и жидкой пробки, однако при этом использовались данные по средней скорости газовых снарядов (для данного режима). В ряде работ, в частности [3,4] было показано, что имеется значительное отклонение скоростей отдельных снарядов от среднего значения. В связи с этим в данной работе применялась методика, учитывающая индивидуальную скорость каждого снаряда в процессе осреднения по ансамблю.

В данной работе проведено экспериментальное исследование газожидкостного снарядного течения в вертикальной трубе с внутренним диаметром 20 мм. В задачу данной работы входило изучение структуры течения в жидкой пробке при восходящем течении. Были получены профили скорости в жидкой пробке, профили газосодержания в жидкой пробке. Также были получены распределения трения на стенке в жидкой пробке и в области газового снаряда, построены спектры трения для различных режимов.

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой замкнутый по жидкости циркуляционный контур. Рабочим участком контура являлась вертикальная труба из нержавеющей стали с внутренним диаметром 20 мм длиной 4.5 м.

Измерения скорости проводились электрохимическим методом [1, 5]. При проведении экспериментов по определению скорости газовых снарядов и трения на стенке на оси трубы были установлены два датчика проводимости, сигналы которых использовались при выделении снарядов и определении их скорости и длины. В сечении канала, совпадающем с первым по потоку датчиком проводимости, был установлен двойной датчик трения, позволяющий измерять трение как в восходящем, так и в нисходящем потоке и определять моменты смены направления потока. Типичная запись сигналов приведена на рисунке 1.

Для получения профилей скорости и газосодержания в жидких пробках использовался подвижный датчик, работающий в комбинированном режиме, позволяющем получать скорость жидкости и моменты нахождения датчика в газовой фазе. Неподвижный датчик проводимости, установленный на оси канала позволял определять моменты прохождения газовых снарядов и жидких пробок.

Для расчета эволюции профилей скорости и газосодержания жидкости в жидкой пробке, а также для определения трения на стенке использовался метод условного осреднения по ансамблю реализаций. При осреднении учитывались только пробки, имеющие определенную длину

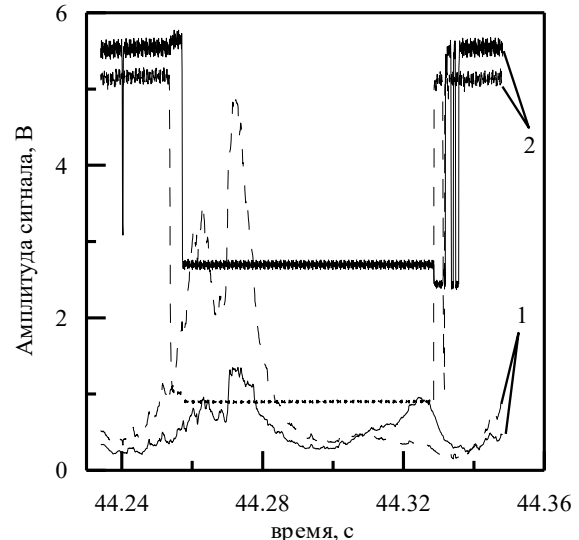


Рис 1. Фрагмент реализации сигналов датчиков во время прохождения снаряда. 1 – датчики трения. 2 – датчики проводимости

Таким образом, в работе произведена отработка методики исследования условных характеристик снарядного газожидкостного течения. Получены результаты исследования локальных гидродинамических характеристик в жидких пробках восходящего снарядного течения. Результаты работы дают корректную информацию о структуре снарядного течения и могут быть использованы для разработки и тестирования новых методов расчета газожидкостных течений.

Список литературы

1. V.E. Nakoryakov, O.N. Kashinsky and B.K. Kozmekko, Experimental study of gas-liquid slug flow in small diameter vertical pipe Int. J. Multiphase Flow 1986, vol. 12 pp. 337-355
2. V.E. Nakoryakov, O.N. Kashinsky, A.V. Petukhov and R.S. Gorelik. Study of local hydrodynamic characteristics of upward slug flow. Experiments in Fluids., 1989, 7, pp 560-566.
3. Похвалов Ю.Е., Субботин В.И. Статистические параметры снарядного двухфазного течения. //Теплоэнергетика 1988, №2, с. 28-33.
4. L. Shemer and D. Barnea. Visualization of instantaneous velocity profiles in gas-liquid slug flow. //PhysicoChemical Hydrodynamics. 1987, Vol 8, № 3 pp. 243-253.
5. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. /Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Кашинский О.Н., Гешев П.И., //Новосибирск, Институт теплофизики, 1986.

УДК 621.1.016:536.42

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В МИКРОКАНАЛЕ

Козулин И.А.^{1,2}, Кузнецов В.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В последние годы в связи с развитием микротехнологий значительный акцент сделан на исследование гидродинамики двухфазного газожидкостного течения в микроканалах. При уменьшении характерного размера течения в микрожидкостных системах возникает широкий спектр явлений, которые мало изучены [1, 2]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования характеристик газожидкостного течения смеси вода-азот в микроканале с Т-образным смесителем.

Экспериментальный участок представлял собой микроканал с размером 217х370 мкм. Вода поступала из бака через регулятор расхода жидкости во входной канал Т-образного смесителя. В другой канал смесителя поступал газообразный азот из баллона через регулятор расхода газа. На выходе из экспериментального участка газожидкостная смесь откачивалась перистальтическим насосом в открытый бак с водой, при этом газ уходил в атмосферу, а насыщенная вода возвращалась в экспериментальный участок [3].

С использованием двухлучевого лазерного сканирования и скоростной видеосъемки получены закономерности капиллярной гидродинамики газожидкостного течения в прямоугольном микроканале, получены статистические характеристики течения. Проведена визуализация течения на входе в микроканал и установлены закономерности смешения газа и жидкости во входной камере. На рис. 1 представлены фотографии течения газожидкостного потока в различные промежутки времени для приведенных скоростей жидкости и газа $J_{liq}=0.035$ м/с, $J_{gas}=0.083$ м/с. Видно, что для данного режима реализуется последовательность газовых и жидких перемычек, длина которых зависит от входных параметров потока.

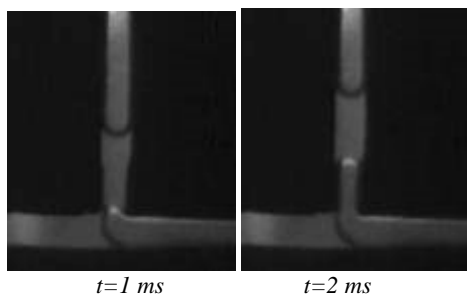


Рис. 1. Визуализация газожидкостного течения во входной камере для $J_{liq}=0.035$ м/с и $J_{gas}=0.083$ м/с.

Проведено измерение градиентов давления в горизонтальном микроканале 217х370 мкм. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса для однофазного и двухфазного газожидкостного течения. Число Рейнольдса

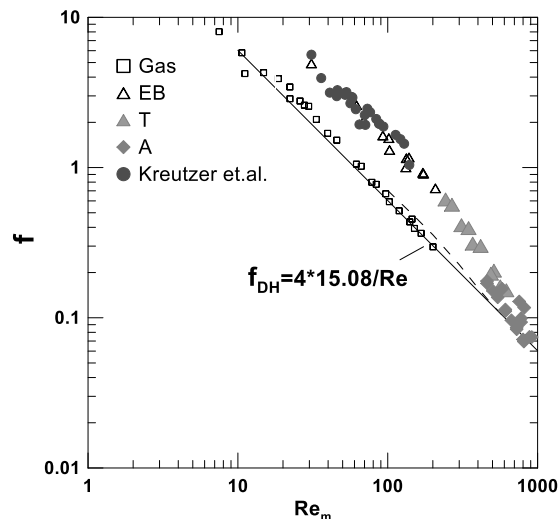


Рис. 2. Коэффициент сопротивления для однофазного и двухфазного течения в прямоугольном микроканале.

построено по гомогенной модели Dukler et. al. [4]. Приведено сравнение измеренных значений коэффициента сопротивления с модифицированной феноменологической моделью Kreutzer M.T. et. al. [5] для снарядного течения. Модификация заключается в использовании числа Пуазейля для прямоугольного канала и расчете капиллярного давления.

Полученные результаты выявляют влияние Т-образного смесителя на локальные характеристики газожидкостного течения в микроканале и показывают существенное влияние капиллярных сил на потери давления на трение. Экспериментально обоснован метод расчета коэффициента сопротивления для газожидкостного течения в прямоугольном микроканале.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Coleman J.W., Garimella S. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1999. V. 42. N. 15. P. 2869-2881.
2. Choi C.W. Yu D.I., Kim M.H. Adiabatic two-phase flow in rectangular microchannels with different aspect ratios: part 1 – flow pattern, pressure drop and void fraction // Int. J. of Heat and Mass Trans. 2011. V. 54. P. 616-624.
3. Козулин И. А., Кузнецов В. В. Статистические характеристики двухфазного газожидкостного потока в вертикальном микроканале // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52. № 6. С. 129–139.
4. Dukler A. E., Wicks M., and Cleveland R. G. Frictional pressure drop in two-phase flow // AIChE J. 1964. V.10. N. 1. P. 38-51.
5. Kreutzer M.T., Kapteijn F., Moulijn J.A., Kleijn C.R., Heiszwolf J.J. Inertial and interfacial effects on pressure drop of Taylor flow in capillaries // AIChE J. 2005. V. 51. N. 9. P. 2428–2440.

УДК 621.9

ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА РАЗРЫВ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ НАГРЕВЕ СО СТОРОНЫ ПОДЛОЖКИ

Кочкин Д.Ю.^{1,2}, Зайцев Д.В.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

Пленки жидкости широко применяются в теплообменных системах, где требуется отвод высоких тепловых потоков, однако тонкие пленки жидкости подвержены разрыву, что может снижать эффективность аппаратов. Исследования [1] показали, что пороговый тепловой поток для горизонтальных слоев жидкости существенно выше, чем в пленках, стекающих под действием гравитации, этим объясняется актуальность нашей работы

Эксперименты проводились на рабочем участке, представляющем собой текстолитовое основание, в центре которого впрессован медный нагревательный элемент круглой формы с диаметром 12 мм. По периметру осуществлялось охлаждение рабочего участка (рис. 1а). В качестве рабочих жидкостей использовалась сверхчистая вода Milli-Q и силиконовые масла (PMS-5, PMS-100, PMS-200), обладающие различной вязкостью в большом диапазоне при практически одинаковых теплофизических свойствах.

Горизонтальная пленка жидкости формировалась на поверхности рабочего участка, после чего включался нагреватель, на котором спустя некоторое время образовывалось сухое пятно. В эксперименте использовались скоростная камера с оптической шлирен системой, позволяющая визуализировать деформации и разрушение пленки, а также конфокальный сенсор Micro-Epsilon, позволяющий с высокой точностью измерять толщину слоя жидкости.

Было выявлено, что разрыв пленки воды (рис. 1б) включает в себя три стадии: 1) В процессе роста теплового потока, под действием термокапиллярных сил пленка утончается в области нагревателя до некоторой критической толщины; 2) Затем она резко и необратимо утончается, при этом на нагревателе образуется остаточный слой жидкости (толщиной 7-10 мкм для воды); 3) После чего остаточный слой в течение нескольких секунд разрушается и испаряется.

Разрыв пленки силиконового масла протекает по похожему сценарию. Однако после разрыва, сухое пятно образуется не на нагревателе, а вокруг него, в то время как остаточный слой (толщиной около 275 мкм для PMS-200) полностью покрывает поверхность нагревателя и может существовать так довольно долго (несколько минут).

В ходе экспериментов было выявлено, что с увеличением вязкости жидкости, толщина остаточного слоя увеличивается. Как видно из Рис. 1в, увеличение кинематической вязкости в 200 раз приводит к увеличению остаточного слоя примерно в 35 раз (кинематическая вязкость рабочих жидкостей берется для температуры 20°C).

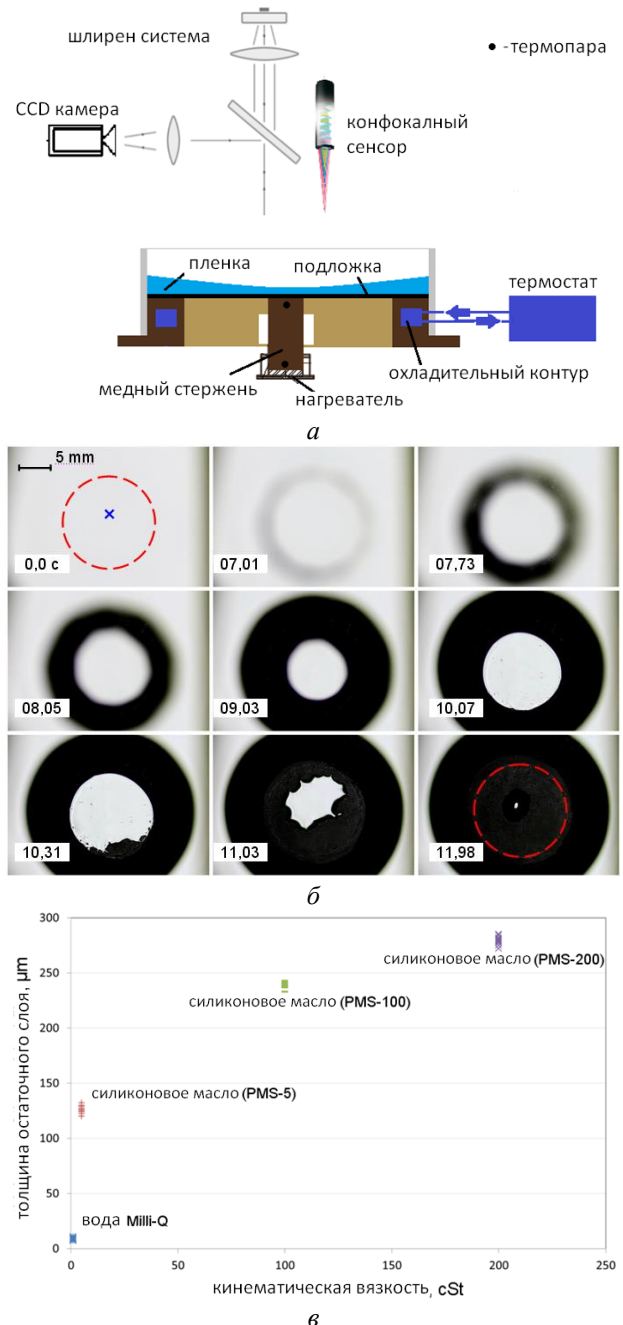


Рис. 1. Схема экспериментального стенда (а), динамика разрыва пленки воды (показано время от начала деформаций в пленке) (б), зависимость толщины остаточного слоя от кинематической вязкости жидкости.

Список литературы:

1. Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А. Влияние смачиваемости подложки на разрыв локально нагреваемой пленки жидкости // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. № 11. С. 79-85.

УДК 66.097.3:662.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ ФЛЮИДА С НАНОЧАСТИЦАМИ ОКСИДА КРЕМНИЯ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Кузнецов В.В., Димов С.В.

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

Истощение традиционных нефтяных месторождений России привело в активизации поиска методов добычи нефти из нетрадиционных коллекторов, к которым в первую очередь относятся породы баженовской свиты. Коллектор баженовской свиты окружен глинистыми породами и наночастицы глины отрываются в процессе фильтрации флюида, вызывая закупорку пор. Изменение проницаемости засыпки песка из-за закупорки пор при фильтрации воды с наночастицами оксида кремния изучено в [1]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований фильтрации этиленгликоля, содержащего наночастицы оксида кремния SiO_2 через монодисперсную засыпку алюмосиликатных микросфер, направленные на разработку физической модели переноса наноразмерных частиц во флюидонасыщенном коллекторе.

Пористый образец представлял собой засыпку алюмосиликатных микросфер, отсеянных на ситах 140, 160 мкм. Микросферы под вибрацией насыпались в рабочий участок диаметром 1 см и длиной 5 см. Заполнение засыпки этиленгликолем проводилось под вакуумом и при разных перепадах давления определялась начальная проницаемость пористого образца k_0 , которая составляла примерно 16 мкм^2 . Затем, в режиме постоянного перепада давления, в пористом образце происходило течение наножиidкости на основе этиленгликоля с наночастицами оксида кремния Evonik A380 со средним размером примерно 7 нм. При приготовлении наножиidкости к известной массе этиленгликоля добавлялась необходимая количество частиц оксида кремния, и наножиidкость на длительное время помещалась в ультразвуковую ванну. В результате был получен однородный раствор, в котором в течении нескольких дней не наблюдалось выпадения осадка. Объемная концентрация наночастиц определялась, используя табличные данные плотности этиленгликоля и аморфного кремния (2.2 г/см^3). Реологические свойства полученной суспензии определялись при разных скоростях сдвига на ротационном вискозиметре Брукфилда. Получено, что наножиidкость проявляет неньютоновское поведение и ее вязкость зависит от скорости сдвига.

В процессе фильтрации наножиidкости в пористом образце фиксировался объем прошедшей через засыпку наножиidкости. Опыты выполнялись с входными объёмными концентрациями наночастиц c_0 в диапазоне от 0.5 до 2%. На основе закона Дарси, измеренной скорости фильтрации и вязкости жидкости

определялось изменение проницаемости пористого образца k в зависимости от прокаченного объема наножиidкости. Установлено существенное уменьшение проницаемости пористой среды из-за накопления наночастиц в порах, которая стремится к равновесному значению, определяемому величиной градиента давления. Для различных концентраций наночастиц определены градиенты давления (скорости сдвига), при которых изменение равновесного значения проницаемости относительно начальной проницаемости не превышает 90 %.

При течении жидкости в пористой среде с пористостью ϵ и проницаемостью k_0 со скоростью v эквивалентная скорость сдвига определяется следующим образом: $\gamma = 4v(\epsilon/8k_0)^{0.5}$. Зависимость нормированной равновесной проницаемости пористого образца $k'=k/k_0$ от скорости сдвига при объемном содержании наночастиц 0.5% и температуре $21 \text{ }^\circ\text{C}$ приведена на рис. 1. Приведенные данные показывают, что

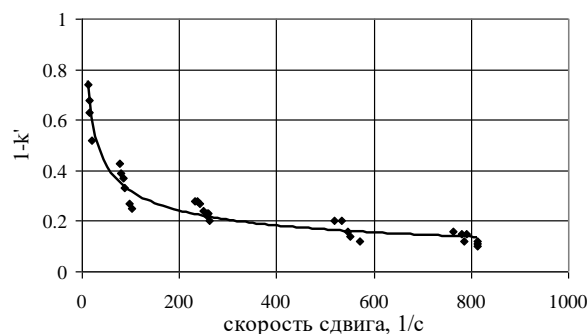


Рис. 1 Зависимость нормированной проницаемости от скорости сдвига при $T=21 \text{ }^\circ\text{C}$.

реологические свойства наножиidкости при фильтрации в пористой среде проявляются при больших скоростях сдвига, чем при измерении вязкости на ротационном вискозиметре [2].

Исследование выполнено за счет средств КПФИ СО РАН Междисциплинарные интеграционные исследования, проект 72.3

Список литературы:

1. Metin C., Bonnacaze R., Nguyen Q. The viscosity of silica nanoparticle dispersions in permeable media // SPE Reservoir Evaluation & Engineering. 2013. V. 16. N. 3. P. 327-332.
2. Metin C.O., Bonnacaze R.T., Nguyen Q.P. Shear rheology of silica nanoparticle dispersions // Applied Rheology. 2011. V. 21. 13146.

УДК 621.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА (ПАРА) В ЖИДКОСТЬ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Лежнин С.И.^{1,2}, Алексеев М.В.¹, Вожаков И.С.^{1,2}, Прибатурин Н.А.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Исследование процессов быстрой разгерметизации сосудов с газом (паром) при высоком давлении и последующим нестационарным истечением газа в объём жидкости связано с широким кругом технических приложений. Сложность численного моделирования данного процесса состоит: в сопряженном моделировании процесса генерации волн во внешней среде и в сосуде высокого давления, в адекватном моделировании межфазного взаимодействия и задании режимной карты двухфазного потока.

В настоящей работе рассматривается осесимметричная задача об истечении газа из торца трубы в область с высокой плотностью (двухфазную смесь). Моделирование процесса истечения двухфазного теплоносителя без фазового перехода проведено с использованием двухскоростной модели [1], которая решалась пакетом программ LCPFCT [2]. Описание результатов предварительных расчетов с использованием двухскоростной гомогенной модели представлено в работе [3]. Проведено кросс-верификация программы расчета с расчётом в пакете OpenFoam [4] в приближении односкоростной модели двухфазной сжимаемой среды методом переноса объёмной доли (VOF).

В работе проведено моделирование истечения газообразного теплоносителя в среду с высокой плотности для различных вариантов расчета межфазного трения. На рисунке 1 представлены распределения давления для различных жидкостей в различные моменты времени. Установлено, что эффект скольжения фаз при использовании двухскоростной модели может существенно влиять на динамику и стационарное истечение теплоносителя. Показано, что применение упрощенной режимной карты для двухфазного потока при инверсии «пузырьковой – капельной» структуры (объемное паросодержание смеси $\varphi = 0,5$) приводит к сохранению размеров дисперсной фазы. Следует учитывать, что после инверсии, размеры частиц будут изменяться, пока не установится равновесный размер дисперсной фазы. Однако, время установления в нашем случае может быть гораздо больше характерного времени истечения. На рисунке 2 представлено распределение объемной доли жидкости (жидкий свинец [5]) в различные моменты времени, полученные с помощью пакета OpenFoam VOF-методом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда проект №14-29-00093.

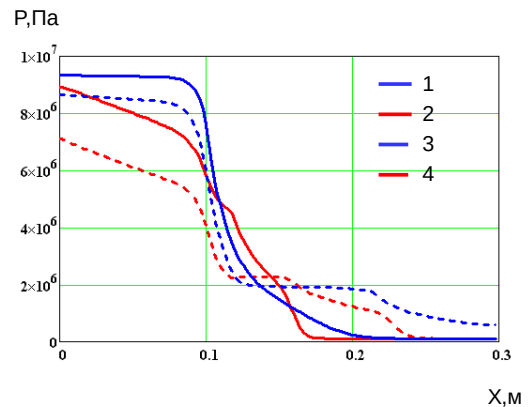


Рис 1. Распределение давления на оси симметрии для разных времен: 1 - вода, 0,3 мс после начала истечения; 3 - вода, 0,9 мс; 2 - свинец, 1,2 мс; 4 - свинец, 9 мс. ($X=0-0,1$ м - область канала, $X=0,1-0,3$ м — внешняя область)

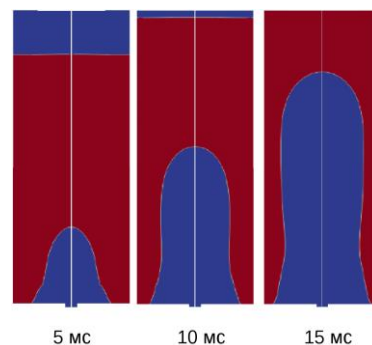


Рис 2. Распределение объемной доли жидкости (свинец) в различные моменты времени истечения воздуха в жидкий свинец.

Список литературы:

1. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред, Том I / Р.И. Нигматулин – М: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит.-ры, 1987. – 330 с.
2. Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations.
3. Вожаков И.С., Лежнин С.И., Алексеев М.В., Богомолов А.Р., Прибатурин Н.А. Моделирование истечения газа в среду с высокой плотностью// Вестник Кузбасского государственного технического университета.- 2016. № 5. - С. 86-92.
4. OpenFOAM: <http://openfoam.org/>
5. Савченко И.В., Лежнин С.И., Мосунова Н.А. Рекомендации по значениям и расчетным соотношениям для теплофизических и кинетических свойств жидкого свинца//ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2015, № 6, С. 51–54.

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ПУЗЫРЬКОВОМ ПОЛИДИСПЕРСНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ В ТРУБЕ

Лобанов П.Д., Пахомов М.А.

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

Введение. Пузырьковые восходящие потоки в каналах или трубах широко распространены в химической технологии, в энергетике и других областях техники. Как правило, такие течения, являются турбулентными со значительным межфазным взаимодействием между жидкостью и пузырьками, также они могут быть также осложнены межфазным теплообменом и полидисперсностью. Корректное моделирование распределения пузырьков по сечению канала (трубы) имеет важное значение для безопасной эксплуатации и предсказания развития различных аварийных ситуаций в теплогенераторах.

Целью настоящей работы является разработка эйлеровой двухжидкостной модели для описания процессов переноса импульса и теплоты в вертикальных газожидкостных полидисперсных течениях и ее валидация при сопоставлении с приведенными в литературе экспериментальными данными.

Математическая модель. В модели используется система осесимметричных стационарных RANS уравнений, записанная с учетом обратного влияния пузырьков на осредненные и пульсационные характеристики течения. Турбулентность несущей жидкой фазы рассчитывается с применением уравнений переноса компонент рейнольдсовых напряжений Fadaei-Ghotbi et al. (Flow Turbulence Combust., 2008), модифицированной на случай наличия воздушных пузырьков Lopez de Bertodano et al. (ASME J. Fluids Eng., 1990). Для описания распределения пузырьков по размерам используются уравнения сохранения количества частиц для отдельных фракций на основе метода Population Balance Equation (Kumar and Ramkrishna, Chem. Eng. Sci., 1996). Для учета функций, описывающих скорость дробления и коалесценции и распределение дочерних частиц по размерам, применяются соотношения (Prince and Blanche, Chem. Eng. Sci., 1990 и Luo and Svendsen, Chem. Eng. Sci., 1996). Силы межфазного взаимодействия включают в себя: силы сопротивления, присоединенной массы, тяжести, Архимеда, турбулентной дисперсии, пристеночную и подъемную силы.

Численное решение. Решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK третьего порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC. В работе применялась неравномерная расчетная сетка в аксиальном и радиальном направлениях (сгущение расчетных узлов в районе стенки трубы и в начальных сечениях трубы).

Полученные результаты и их анализ. Все расчеты выполнены для системы вода – воздушные пу-

зырьки при атмосферном давлении. Объемное расходное газосодержание $\beta = 0-10\%$, число Рейнольдса потока жидкости $Re = U_{m1}2R/\nu = (0.5-5)\times 10^4$. Расчеты были проведены при постоянной температуре стенки $T_w = \text{const}$, которая варьировалась в диапазоне $T_w = 303-323$ К. Непрерывная функция распределения дисперсной фазы по размерам заменяется гистограммой и вводится понятие классов пузырьков. Расчеты были выполнены для пяти групп пузырьков ($N = 5$): $d_1 = 1, 2, 3, 5.5$ и 8 мм. В работе сделано допущение, что: $U_{b1} = U_{b2} = U_{b3}, U_{b4} = U_{b5}$ и $T_{b1} = T_{b2} = T_{b3}, T_{b4} = T_{b5}$. Температуры жидкости и воздушных пузырьков на входе в вычислительную область была равной $T_1 = T_b = 293$ К.

В работе выполнен численный расчет динамики и теплопереноса восходящего пузырькового потока в трубе. Исследовано влияние изменения объемного расходного газосодержания и их начального распределения, начальной температуры жидкости и ее скорости на структуру течения и теплоперенос в двухфазном потоке.

Структура течения в неизотермическом потоке при добавлении воздушных пузырьков, в целом, аналогична двухфазному газожидкостному потоку без теплообмена. Добавление газовой фазы в турбулентную жидкость вызывает возрастание теплообмена более чем в 2.5 раза, причем этот эффект становится более заметным с ростом газосодержания (см. рисунок). Сравнение результатов моделирования с имеющимися в литературе экспериментальными данными показало, что разработанный подход позволяет проводить моделирование пузырьковых турбулентных течений при наличии теплообмена со стенкой трубы в широком диапазоне изменения газосодержания.

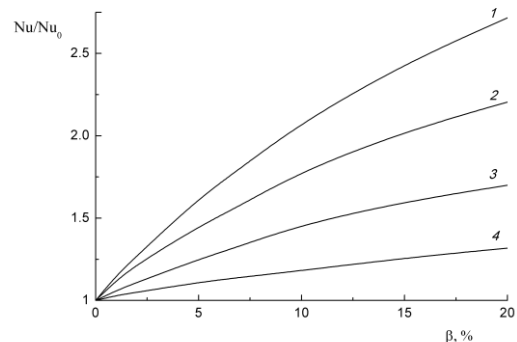


Рис. Изменение параметра интенсификации теплообмена в зависимости от числа Рейнольдса жидкой фазы.

1 – $Re = 5 \times 10^3$, 2 – 10^4 , 3 – 2×10^4 , 4 – 4×10^4 .

Пахомов М.А. выражает благодарность ФАНО России (номер гос. рег. № 01201350445) за частичную финансовую поддержку работы.

УДК 532.517.4 + 532.529.5 + 532.517.6

ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУКТУРА СВОБОДНЫХ И ИМПАКТНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СТРУЙ ПРИ ВНЕШНИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЯХ РАСХОДА

Ничик М.Ю.¹, Тимошевский М.В.², Первунин К.С.², Маркович Д.М.^{1,2,3}

¹ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр-т Лаврентьева, 1

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, г. Томск, пр-т Ленина, 30

Двухфазные пузырьковые течения представляют большой интерес для исследования вследствие их широкого использования во многих технологических процессах. В зависимости от размера пузырей и характерных масштабов турбулентности могут наблюдаться различные эффекты. Так, на траектории пузырей влияет анизотропность турбулентных пульсаций скорости в жидкости, а движение как отдельных пузырей, так и их кластеров изменяет распределение и интенсивность турбулентных характеристик в жидкости. Известно, что периодическое воздействие на сдвиговые течения с частотами из области наибольшей восприимчивости позволяет эффективно управлять крупномасштабной структурой потока вплоть до резонансного усиления когерентных структур и воздействия на широкополосную турбулентность [1].

В настоящей работе была изучена гидродинамическая структура пузырьковых свободных и импактных турбулентных осесимметричных струй, а также исследована эволюция когерентных структур в условиях наложенных внешних периодических пульсаций расхода. Для визуализации пузырей в экспериментах был использован метод плоскостной флуоресценции (Planar Fluorescence for Bubbles Imaging – PFBI [2, 3]) в комбинации с подходами цифровой трассерной визуализации (Particle Image Velocimetry – PIV) и трекинга частиц (Particle Tracking Velocimetry – PTV) для измерения скорости непрерывной и дисперсной фаз соответственно. В результате были одновременно измерены параметры дисперсной фазы и турбулентные характеристики непрерывной фазы в одном сечении. Для идентификации пузырей на изображениях и определения их положений и размеров, а также последующего расчета локального газосодержания был использован подход, основанный на глубоком машинном обучении, так называемых сверточных нейронных сетях [4].

Внешние периодические пульсации расхода создавались путем наложения на поток жидкости гармонических колебаний малой амплитуды на частоте наибольшей восприимчивости струи с помощью электромагнитного вибратора. Это позволяет повысить степень когерентности крупномасштабных вихревых структур (рис. 1-а). Для изучения эволюции когерентных структур и механизмов взаимодействия фаз был также использован метод условного осреднения. Исследования были выполнены при числе Рейнольдса $Re = 12\,500$ и нескольких объемных газосодержаниях β от 0 до 2,4%. На основе набранного

ансамбля из 10 000 мгновенных двойных изображений были рассчитаны поля мгновенной скорости для обеих фаз и локального газосодержания, а также получены распределения средних и турбулентных характеристик течений, включая смешанные однофазные корреляции (рис. 1-б).

Было обнаружено, что добавление второй фазы существенно уменьшает размер ядра струи и приводит к интенсификации турбулентных пульсаций в слое смешения, примерно в три раза по сравнению с однофазным непульсирующим потоком. В двухфазной импактной струе пузырьки создают максимум кинетической энергии турбулентности вблизи стенки на расстоянии 0,7 калибра от критической точки. При наложении пульсаций этот максимум увеличивается примерно в два раза, а также сдвигается вниз по течению вдоль стенки.

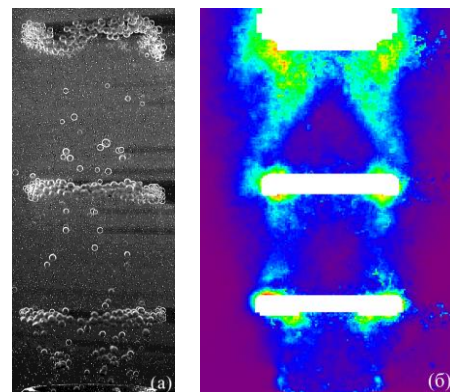


Рис. 1. (а) Мгновенное изображение свободной осесимметричной пузырьковой струи, полученное методом PFBI и (б) поле пульсаций радиальной составляющей скорости жидкости в условиях внешних пульсаций расхода при $\beta = 1\%$.

Список литературы

1. Алексеенко С.В., Маркович Д.М., Семенов В.И. Подавление крупномасштабных структур в газонасыщенной импактной струе // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 9. С. 82–88.
2. Akhmetbekov Ye.K., Alekseenko S.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. Planar fluorescence for round bubble imaging and its application for the study of an axisymmetric two-phase jet // Experiments in Fluids. 2010. V. 48, No. 4. P. 615–629.
3. Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. The optical principles of PFBI approach // AIP Conference Proceedings. 2012. V. 1428. P. 217–224.
4. Poletaev I.E., Pervunin K.S., Tokarev M.P. Artificial neural network for bubbles pattern recognition on the images // IOP Conference Series. 2016. V. 754. P. (072002)–13.

РЕЗОНАНСНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЕ

Огородников И.А.

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

В экспериментах нельзя создать среду с пузырьками одного размера. Несмотря на это в пузырьковых средах наблюдались солитоноподобные структуры. В теоретических моделях, в которых используются методы осреднения, принципиально нельзя учесть влияние разброса пузырьков по размерам на структуру и характеристики волнового поля.

Влияние распределения пузырьков по размерам на характеристики волнового поля можно исследовать с помощью волновой системы уравнений, полученной на основе микроскопической модели динамики гетерогенных сред [1]. Эта система уравнений отличается тем, что пузырьки могут иметь разные размеры и учтено их коллективное и индивидуальное воздействие на волновое поле.

В работе рассмотрено влияние параметров распределения пузырьков по размерам на характеристики волнового поля, создаваемого волной проходящей из воды в пузырьковый слой [2]. Ширина слоя 0,8 м. Распределение пузырьков по размерам описывается функцией Гаусса. Средний радиус пузырьков $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м, а объемное газосодержание ϕ равно 10^{-3} . Случайные отклонения от среднего радиуса пузырька варьировались от 0 до 50%. Амплитуда падающей волны 1МПа. Решения волновой системы уравнений [1] представлены на графиках.

На рис. 1 приведена пространственная развертка волнового поля в среде с одинаковыми пузырьками, а на рис. 2 в среде с разными пузырьками в одинаковые моменты времени.

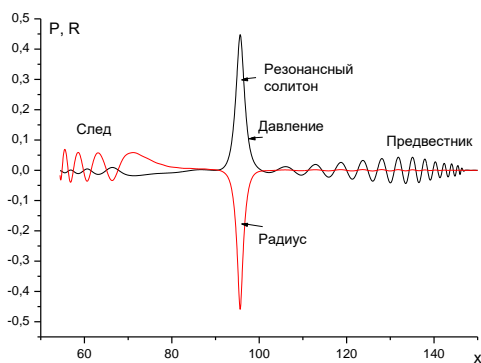


Рис.1. Структура волнового поля в слое с одинаковыми пузырьками, $\phi = 10^{-3}$.

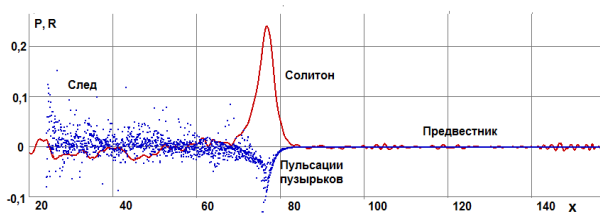


Рис.2. Структура волнового поля в слое с разными пузырьками. Случайные отклонения до 50%, $\phi = 10^{-3}$.

Скорость солитона не зависит от разброса пузырьков по размерам: в обоих случаях солитоны в точку наблюдения приходят за одно время.

Общая структура волнового поля [2] в среде с разными пузырьками сохраняется и состоит из предвестника, солитона и следа. Отличия заключаются в том, что структуры предвестника и следа становятся не регулярными. Особенно это проявляется в профиле пульсаций пузырьков (рис.2).

Изменяется и структура солитона. При увеличении разброса пузырьков по размерам солитон становится более ассиметричным, чем в среде с одинаковыми пузырьками. Для приведенных примеров отношение пространственного размера переднего фронта к заднему фронту для одинаковых пузырьков равно 0,93, а для отклонения размеров пузырьков от среднего на 50% это отношение равно 0,68.

В полидисперсной среде при прочих равных условиях в точке наблюдения амплитуда меньше, чем для одинаковых пузырьков в 1,87 раза.

В таблицах 1 и 2 приведены данные о распределении энергии между компонентами волнового поля и между полем волны и пузырьками.

Таблица 1. Одинаковые пузырьки.

Энергия, J	В волне	В пузырьках	Полная
Солитон	2,48	1,70	4,18
Предвестник	0,037	0,0086	0,046
След	0,08	0,19	0,27
Полная	2,60	1,9	4,5

Таблица 2. Разные пузырьки. Отклонение 50%.

Энергия, J	В волне	В пузырьках	Общая
Солитон	1,52	1,23	2,74
Предвестник	0,001	0,0002	0,0012
След	0,071	1,87	1,94
Полная	1,59	3,10	4,69

В монодисперсной среде основная энергия сосредоточена в солитоне, причем в пузырьках – 0,4 энергии солитона. В полидисперсной среде это соотношении равно 0,47, причем пузырьки в следе захватывают энергию сопоставимую с энергией солитона, что и обуславливает его большее затухание.

Список литературы:

1. И.А. Огородников, В.Ю. Бородулин. Микроскопическая модель динамики гетерогенной среды. Взаимодействие акустических волн с пузырьковыми слоями. *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*, Т.9, №2, 2016. С.70-81.
2. И.А. Огородников, В.Ю.Бородулин. Формирование резонансных солитонов: Тезисы Всероссийской конференции «XXXIII Сибирский теплофизический семинар Новосибирск, 6 – 8 июня 2017 г. – Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2017. с. 198.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В ЩЕЛЕВЫХ МИКРОКАНАЛАХ

Роньшин Ф.В.^{1,2}, Дементьев Ю.А.^{1,2}, Чеверда В.В.^{1,2}, Чиннов Е.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

В настоящее время наблюдается повышенный интерес исследователей к области капиллярной гидродинамики и теплообмена в микросистемах в связи с развитием миниатюризации устройств в областях электроники, медицины, энергетики и аэрокосмической индустрии. Важной и актуальной задачей в оптимизации данных устройств является охлаждение их компонентов с высоким локальным тепловыделением.

Двухфазные системы имеют большой потенциал для решения задачи охлаждения. Обзор работ по режимам двухфазных течений в каналах различной геометрии содержится в [1]. В большинстве работ используются длинные микроканалы, однако короткие каналы являются более перспективными для охлаждения миниатюрных устройств с высоким тепловыделением, таких как микрочипы. В теплообменниках на основе коротких микроканалов могут быть достигнуты достаточно малые перепады давления. Кроме того, во многих работах исследователи используют каналы с круглым сечением, хотя применение прямоугольных каналов оказывается перспективнее в системах термостабилизации.

В данной работе разработана новая экспериментальная методика на базе шлирен-метода. Модификация шлирен-метода позволяет зарегистрировать основные характеристики двухфазного потока в горизонтальных микроканалах (Рис. 1), такие как пленки на верхней и нижней стенках канала, капли, жидкостные перемычки. Написана программа, позволяющая измерять локальное газосодержание, размер характерных областей пленок на верхней и нижней стенках микроканала, частоту образования пузырьков и другие количественные характеристики. Проведено экспериментальное исследование режимов двухфазного течения в микроканале высотой 50 и 150 мкм, шириной 10 мм. Выделены режимы течения и на основе разработанной методики разработаны критерии, точно определяющие границы переходов между режимами двухфазного течения. Экспериментально измерен перепад давления. Давление измерялось высокоточным датчиком WIKA Туре Р-30 на входе газа в микроканал. Датчик работает в диапазоне от 0 до 1,6 бар и измеряет давление с точностью $\leq \pm 0,1\%$ от диапазона. На выходе из канала давление атмосферное. Для описания гидравлического сопротивления использовались две методики: модель раздельного потока и модель гомогенного потока. В модели гомогенного потока исследовался экспериментальный коэффициент трения Фаннинга (f_{exp}) в зависимости от числа Рейнольдса двухфазной смеси ($Re_{\text{ТР}}$), показанный на Рис.2. Число Рейнольдса стро-

илось по модели вязкости Битти и Валли [2] для пузырькового, вспененного и кольцевого режимов. Методом парной регрессии для каждого режима рассчитаны соответствующие эмпирические корреляции. В модели раздельного потока исследовалась зависимость безразмерного двухфазного множителя ϕ_g от параметра Мартинелли X [3]. Проведены сравнения экспериментальных данных с корреляциями различных авторов для микроканалов.

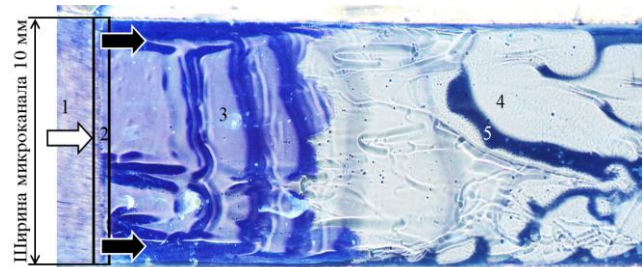


Рис.1. Характерное изображение шлирен-техники в канале $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$. 1 – вход газа в микроканал, 2 – вход жидкости в микроканал, 3 – плёнка на нижней стенке микроканала, 4- плёнка на верхней стенке микроканала, 5 – жидкость.

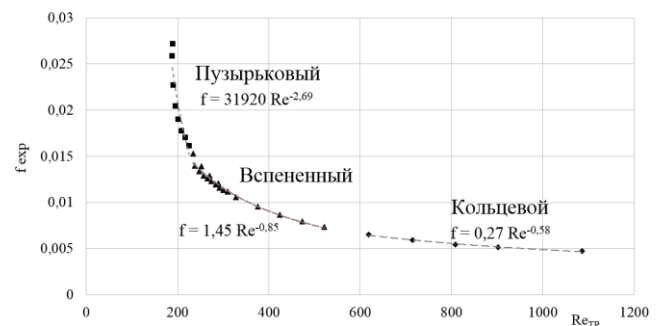


Рис.2. Зависимость коэффициента трения Фаннинга от числа Рейнольдса двухфазной смеси и соответствующие корреляции для пузырькового, вспененного(переходного) и кольцевого режимов.

Список литературы:

1. Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Кабов О.А. Режимы двухфазного течения в микро- и миниканалах (обзор) // ТиА. 2015. Т. 22. № 3. С. 275-297.
2. Beattie, D.R.H., Whalley, P.B., // A simple two-phase flow frictional pressure drop calculation method. Int. J. Multiph. Flow 1982. Т. 8. С. 83-87.
3. Lockhart, R.W., Martinelli, R.C., // Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. Chem. Eng. Prog. 1949, Т.45. С. 39-48.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (соглашение № 18-19-00407).

УДК 532.52

СТАБИЛИЗАЦИЯ РАСХОДА ЖИДКОСТИ ПЕРЕД ПОВЕРЯЕМОМ СРЕДСТВОМ ИЗМЕРЕНИЯ В ЛИНИИ ЭТАЛОНА ЕДИНИЦЫ ОБЪЕМНОГО РАСХОДА ГЭТ-64

Саушин И.И., Молочников В.М., Михеев Н.И.

ФИЦ КазНЦ РАН,

420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

Существующая в настоящее время система метрологического обеспечения измерения расхода капельных жидкостей обеспечивает передачу единицы объёмного расхода высокоточным средствам измерений (СИ) в диапазоне до 500 м³/ч при давлении до 1 МПа. В 2013 г. Росстандартом РФ было принято решение о совершенствовании Государственного первичного эталона единицы объёмного расхода жидкости ГЭТ 64–74 с целью расширения диапазона расхода до 2000 м³/ч. С целью улучшения характеристик эталона, в том числе стабильности расхода жидкости в измерительной линии, изменена гидравлическая схема эталона. Для гашения колебаний жидкости, создаваемых насосами 2 (см. рис. 1), в новой схеме разорван контур 3-11 подачи жидкости между насосной группой 2 и измерительной линией 11. В месте разрыва расположен напорный бак 10 с жидкостью со свободной поверхностью 13, над которой через штуцеры 7, 8 создается воздушная подушка с автоматически регулируемым уровнем избыточного давления. Расход жидкости через измерительную линию связан с перепадом давления между напорным баком и атмосферным давлением на выходе. При условии автоматического поддержания заданного давления в воздушной подушке напорного бака и среднего уровня жидкости в нём стабильность расхода жидкости зависит от амплитуды колебаний её уровня относительно среднего значения и амплитуды волн на свободной поверхности 13.

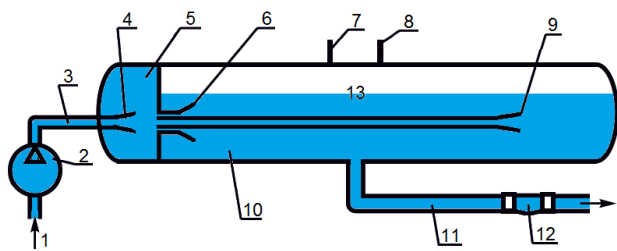


Рис. 1. Схема напорного бака эталона расхода жидкости. 1 – подводящая линия из бака-хранилища; 2 – насос; 3 – напорная линия; 4, 9 – конический диффузор; 5 – полость напорного бака; 6 – кольцевой диффузор; 7, 8 – штуцер; 10 – напорный бак; 11 – измерительная (отводящая) линия; 12 – поверяемое средство измерения; 13 – свободная поверхность жидкости.

Экспериментальные исследования колебаний свободной поверхности жидкости в напорном баке были выполнены на установке, имитирующей движение жидкости в контуре эталона. Размеры модельного напорного бака и диаметр подводящей линии был в шесть раз меньше размеров тех же элементов в составе эталона. Для удобства наблюдения и высокоскоростной видеосъемки свободной поверхности жидкости в верхней обечайке модельного напорного

бака было вырезано окно, окаймленное коробом с прозрачными стенками. Полное давление над этой поверхностью соответствовало атмосферному. Истинный расход жидкости через модельный напорный бак измерялся по разности уровней жидкости в трубках полного напора и статического давления.

Полное гидродинамическое подобие течений в натурном и модельном расходных баках одновременно по критериям Фруда и Рейнольдса было невозможно, поэтому в качестве основного определяющего критерия был выбран критерий Фруда

$$Fr = U / \sqrt{gh},$$

где U , h – средняя скорость потока и глубина жидкости в напорном баке; g – ускорение свободного падения. Было проведено три эксперимента при расходах жидкости Q , $Q/2$ и $Q/3$, где $Q=22.7$ м³/ч расход жидкости через подводящую линию в модельном расходном баке, соответствующий максимальному расходу жидкости 2000 м³/ч в эталоне ГЭТ-64.

Оценка амплитуды и частоты колебаний волн на свободной поверхности был выполнен по результатам цифровой видеосъемки с частотой 50 Гц свободной поверхности жидкости в баке (см. рис. 2) и измерений помещенной в бак линейкой с ценой шкалы деления 1 мм.

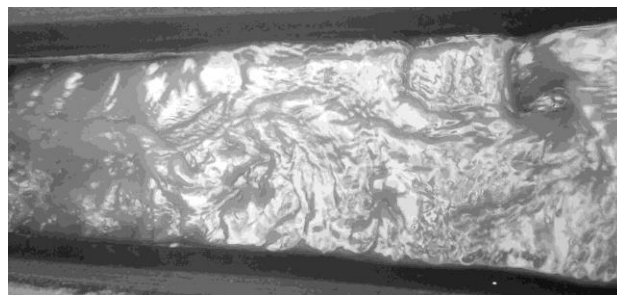


Рис. 2. Кадр цифровой видеосъемки колебания свободной поверхности жидкости в модельном расходном баке при $Q=22.7$ м³/ч.

По результатам исследования показано, что предложенный способ подвода жидкости в напорный бак позволяет снизить приблизительно в два раза число Фруда потока, и, соответственно, неравномерность и амплитуду колебаний свободной поверхности жидкости. Показано, что при выбранной системе подвода жидкости форма свободной поверхности жидкости остаётся стабильной и не изменяется со временем, а небольшая амплитуда колебаний свободной поверхности не превышает 15 мм. Такая амплитуда вызывает изменения расхода жидкости через измерительную линию эталона не более 0,0125%, что не оказывает влияния на стабильность расхода жидкости.

УДК 532.62; 536.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ СТРУЙ НА ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Семионов В.В.¹, Шатский Е.Н.^{1,2}, Чиннов Е.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Пленки жидкости, стекающие под действием гравитации по плоской поверхности, являются хорошо известным примером конвективно неустойчивого течения с неустойчивостями разного вида, приводящими к появлению и взаимодействию поверхностных волн с большим разнообразием характеристик.

Исследование неустойчивости течения пленки жидкости, развитие и формирование струйных течений является принципиально важным для понимания закономерностей теплообмена и возникновения кризисных явлений при теплоотдаче к пленке.

В работах [1, 2] впервые обнаружено формирование регулярных структур в виде трёхмерных образований в пленке 25% раствора спирта, стекающей по плоскости с нагревателями малого размера 6.5x13 мм. При плотности теплового потока выше порогового значения на нагревателе формировался горизонтальный вал, что приводило к движению жидкости в виде вертикальных струй и тонкой пленки между ними. При этом резко возрастала устойчивость пленки жидкости к разрыву.

Целью данной работы является исследование перемещения струй в поперечном направлении в условиях взаимодействия волн с термокапиллярными структурами при числе Рейнольдса 33 и начальной температуре жидкости 23 °С.

Экспериментальный стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включающий рабочий участок, трубопроводы, термостат с насосом, запорную арматуру и ротаметр. Рабочий участок состоял из текстолитовой плиты и расположенных на ней плёнкоформователя, термостабилизатора и нагревателя. В качестве нагревателя использовался плоский теплообменник длиной 100 мм и шириной 150 мм, внутри которого по каналам прокачивалась нагретая вода. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода. Рабочая жидкость с помощью насоса подавалась в плёнкоформователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью. Более подробное описание установки содержится в [3]. Для определения мгновенного поля толщины и волновых характеристик пленки использован модифицированный флуоресцентный метод, в качестве красителя был выбран Родамин 6Ж. Температура поверхности измерялась инфракрасным сканером Titanium 570M.

На рис.1 представлен характерный режим течения пленки воды по нагревателю при величине плотности теплового потока 4.66 Вт/см², Re=33 и начальной температуре жидкости 23 °С. Горизонтальная белая линия – начало нагревателя, стрелка – направление течения. Видно, что в верхней части на нагреватель

поступают двумерные волны, в нижней же части происходит струйное течение. При этом можно заметить, что переход от волнового течения к струйному сопровождается зигзагообразным движением (витанием) струй в поперечном направлении. Для исследования влияния плотности теплового потока на движения струй был выбран критерий – максимальная амплитуда витания. Этот критерий определялся как разность между крайним правым и крайним левым положениями гребня струи за время съёмки по линии поперек потока.

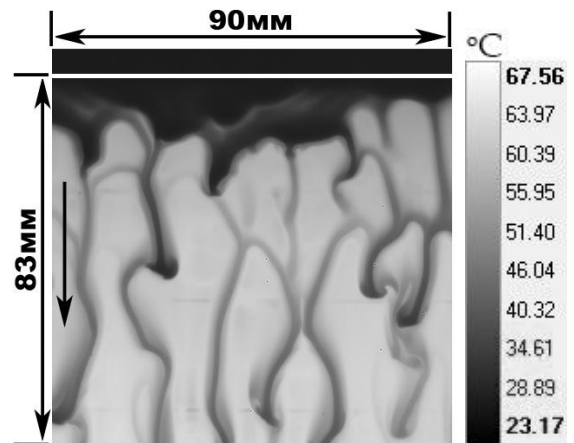


Рис. 1. Термограмма течения струй по поверхности плёнки воды.

Показано, что при малых тепловых потоках амплитуда витания практически не меняется вдоль нагревателя, а при достижении критического значения теплового потока наблюдается её рост.

Перемещение струй в горизонтальном направлении приводит к предотвращению появления сухих пятен на поверхности нагревателя, повторному орошению осушенных зон и, в конечном счете, увеличению критического теплового потока, соответствующего разрыву пленки жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (Соглашение № 18-19-00407) и ФАНО России.

Список литературы:

1. Кабов О.А. Теплоотдача от нагревателя с малым линейным размером к свободно стекающей пленке жидкости // Тр. Первой Росс. нац. конф. по теплообмену. М.: Изд-во МЭИ. 1994. Т. 6. С. 90-95.
2. Kabov O.A., Diatlov A.V., Marchuk I.V. Heat transfer from a vertical heat source to falling liquid film // Proc. of the First Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation. / Eds. G.P. Celata and R.K. Shah. 9-11 October, 1995. Rome, Italy. Vol.1. P. 203-210.
3. Chinnov E.A. Formation of the unsteady thermocapillary structures in the residual layer of three-dimensional waves // Int. J. Heat Mass Transfer 2017 V. 108 P. 2053–2059.

ГИБКИЙ УСТУП НА ГИДРОКРЫЛЕ КАК МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ КАВИТАЦИЕЙ

Тимошевский М.В.¹, Первунин К.С.¹, Маркович Д.М.^{1,2,3}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения Российской академии наук, 630090, Россия, г. Новосибирск, пр-т Лаврентьева, 1

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090, Россия, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Россия, г. Томск, пр-т Ленина, 30

Известно, что кавитация, возникающая на рабочих элементах гидравлического оборудования, и сопровождающие ее различные гидродинамические явления, в особенности нестационарные, являются крайне нежелательными в силу того, что приводят к нарушению режимов эксплуатации, эрозии и механическому износу поверхностей, усилению шума и росту вибрационных нагрузок на несущие конструкции. Все это ведет к снижению эффективности гидромашин и увеличению продолжительности и количества плановых и текущих ремонтов, а, следовательно, более длительному простоя техники и сокращению срока ее службы. В виду того, что на сегодняшний день форма и конфигурация рабочих элементов современных гидравлических систем уже максимально оптимизированы, их совершенствование фактически не возможно без применения и развития различных методов управления реализующимися в них течениями.

В настоящее время существует несколько активных и пассивных методов управления кавитационными течениями, направленных на подавление зарождения кавитации или на уменьшение пагубных явлений связанных с ней. Пассивные методы в отличие от активных легче реализуемы в условиях работы гидромашин и не требуют подведения энергии к системе извне. Это делает их использование более предпочтительным перед активными методами. Одним из таких методов является создание небольшой преграды [1] на поверхности тела обтекания в местах, где образование кавитации наиболее вероятно, например передние кромки направляющих лопаток или лопастей рабочего колеса гидротурбин. Суть данного метода заключается в принудительной турбулизации пограничного слоя и, тем самым, в создании неблагоприятных условий для формирования присоединенной каверны.

В данной работе было экспериментально исследовано кавитационное обтекание гидрокрыла серии НАСА 0022-34 с длиной хорды 100 мм, представляющего собой уменьшенную модель направляющей лопатки радиально-осевой турбины на различных режимах кавитационного обтекания при углах атаки 3° и 9°. Со стороны разрежения лопатки на расстоянии 4 мм от передней кромки был установлен турбулизатор высотой около 0,2 мм, изготовленный из силиконовой пластины толщиной 1 мм (см рис. 1). Для анализа пространственной структуры и эволюции паровых каверн, а также оценки их интегральных характеристик была проведена высокоскоростная визуализация течений с частотой дискретизации 20 кГц.

Для измерения полей мгновенной скорости и оценки распределений средних и турбулентных характеристик течений был применен метод PIV с высоким пространственным разрешением. Для каждого режима обтекания был набран ансамбль из 5000 двойных кадров. Такой большой объем выборки необходим для обеспечения высокого уровня точности при расчете статистических моментов пульсаций скорости высшего порядка. С помощью гидроакустического датчика давления, установленного в следе гидрокрыла, были зарегистрированы временные спектры пульсаций давления, на основе которых были определены их характерные частоты и амплитуды, связанные с автоколебаниями каверны.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что турбулизатор малого размера (менее или порядка локальной толщины пограничного слоя) вблизи передней кромки позволяет значительно затянуть развитие кавитации. Кроме того, в работе продемонстрировано изменение условий зарождения кавитации для модифицированного крыла. В частности, за счет собственных колебаний гибкого турбулизатора процесс зарождения кавитации становится периодическим. В результате сравнительного анализа пространственных распределений средней скорости и турбулентных пульсаций удалось показать, что поперечный размер турбулентного следа значительно увеличивается, причем пульсации скорости в следе также возрастают для модифицированного крыла по сравнению с оригинальной лопаткой.



Рис. 1. Фотография гидрокрыла серии НАСА 0022-34 с установленным гибким турбулизатором вблизи передней кромки.

Список литературы

1. Holl J.W. The inception of cavitation on isolated surface irregularities // ASME Journal of Basic Engineering, 1960, V. 82, No. 1. P. 169–183.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-38-00814-мол_a и № 17-08-01199-a).

СПОСОБ ФОРМИРОВАНИЯ И СКОРОСТЬ ПОДЪЕМА ПУЗЫРЬКОВОГО КЛАСТЕРА

Усанина А.С., Басалаев С.А., Перфильева К.Г.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Поведение жидкости, содержащей пузырьки, существенно отличается от поведения однородных жидкостей при различных физических и физико-химических воздействиях. Эти отличия активно используются в промышленности – кипячение, теплообмен в двухфазных средах, кавитация, вспенивание, флотация. В ряде задач встает вопрос о генерировании пузырькового кластера заданных размеров, в частности при исследовании зажигания электрического разряда в жидкостях с помощью специально создаваемых кавитационных пузырьков [1], при исследовании поверхностно-активных веществ и акустических волн на динамику пузырьковых кластеров [2-4].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования процесса всплытия компактного кластера монодисперсных пузырьков воздуха в вязкой жидкости.

Для проведения исследований использовали экспериментальную установку (рис. 1), обеспечивающую получение компактного пузырькового кластера монодисперсных пузырьков заданного диаметра [5].

Установка включает резервуар с жидкостью, коллектор с газопроницаемой верхней крышкой, соединенный патрубком с источником сжатого газа. Резервуар выполнен в виде кюветы с плоскопараллельными стенками из оптического стекла размером $0.3 \times 0.3 \times 0.6$ м для обеспечения возможности визуализации процесса всплытия кластера пузырьков. В верхней крышке коллектора выполнены в ее центре и по равноотстоящим концентрическим окружностям перфорации, в которых установлены центральная и периферийные трубки одинакового диаметра, высота которых одинакова для трубок, расположенных на каждой из окружностей, и линейно уменьшается с увеличением радиуса окружности. В качестве жидкости использовался глицерин, в качестве источника газа баллон со сжатым воздухом.

С помощью редуктора устанавливается постоянное давление p_{\min} , контролируемое манометром, препятствующее затеканию жидкости через трубки, в коллектор. С помощью редуктора высокого давления и электропневмоклапана импульсно подается сжатый газ под давлением p_{\max} через патрубок в коллектор. Газ из коллектора через трубки в виде пузырьков поступает в окружающую жидкость. После отрыва пузырьков от трубок в жидкости образуется компактный кластер пузырьков сферической формы, всплывающий вверх.

В работе проведен расчет параметров устройства необходимых для получения компактного кластера пузырьков воздуха в глицерине при комнатной температуре. Для рассчитанных параметров устройства была проведена серия экспериментов.

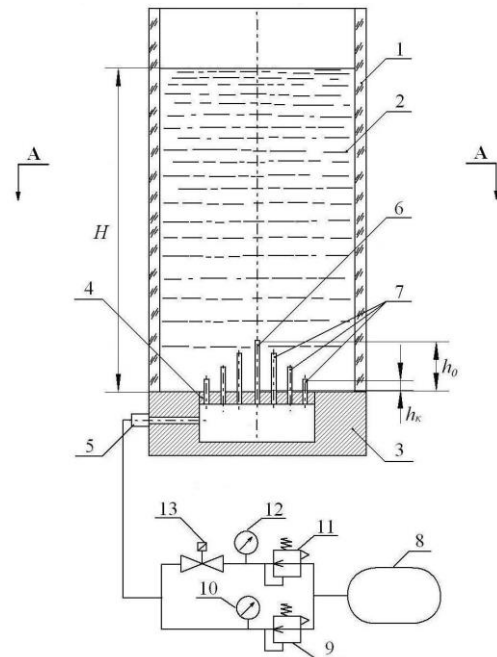


Рис. 1 Схема экспериментальной установки для создания компактного кластера монодисперсных пузырьков.
1 – резервуар; 2 – рабочая жидкость; 3 – коллектор; 4 – газопроницаемая верхняя крышка коллектора; 5 – патрубок; 6 – центральная трубка; 7 – периферийные трубки; 8 – баллон со сжатым газом; 9 – редуктор низкого давления; 10 – манометр; 11 – редуктор высокого давления; 12 – манометр; 13 – электропневмоклапан.

Получены видеокадры всплытия компактного кластера монодисперсных пузырьков в двух перпендикулярных плоскостях. Экспериментально получен диаметр пузырьков $D \approx 5 \cdot 10^{-3}$ м.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10014).

Список литературы:

1. Дрожжин А.П., Коробейников С.М., Тесленко В.С. Инициирование пробоя в жидкости с помощью кавитационных пузырьков // Научный вестник НГТУ. 2003. № 2. С. 1-11.
2. Физико-химическая гидродинамика / Левич В.Г. М.: Физматгиз, 1959. 699с.
3. Гуськов О.Б. О движении кластера сферических частиц в идеальной жидкости // Прикладная математика и механика. – 2014. Т. 78, № 2. С. 186-193.
4. Архипов В.А., Васенин И.М., Усанина А.С. Динамика всплытия пузырька в присутствии поверхностно-активных веществ // Известие РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 2. С.142-151.
5. Заявка на патент РФ № 2017142492 с приоритетом от 05.12.2017. Устройство для создания компактного кластера монодисперсных пузырьков, МПК В01F 3/04, C02F 3/10. / Архипов В.А., Усанина А.С., Басалаев С.А., Перфильева К.Г., Поленчу С.Н., Романдин В.И.

УДК 532.546

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИЗОЭНТАЛЬПИЙНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ПАРОЖИДКОСТНОЙ СМЕСИ ИЗ ТРУБЫ

Храмцов Д.П.

Московский Политех

107023, г. Москва, ул. Б. Семёновская, д. 38

Задачи, связанные с моделированием процесса критического истечения парожидкостного потока в открытую среду актуальны в исследованиях возможных последствий аварийных ситуаций в случае разгерметизации труб высокого давления. Подобные системы встречаются в критической инфраструктуре энергетических установок. В случае аварийной разгерметизации наблюдается критическое истечение парожидкостного потока во внешнюю среду, сопровождающееся резким перепадом давления, фазовыми переходами и теплообменом с окружающей средой. Подобный процесс характеризуется высокой скоростью переходных процессов и околозвуковыми скоростями истечения приводящими к эффекту газодинамического запирания [1]. Математические соотношения для описания подобного процесса представлены в [1], на основе которых впоследствии была разработана политропическая модель [2].

Целью данной работы было развитие численного подхода к расчёту процесса критического истечения парожидкостного потока с использованием высокопроизводительной вычислительной техники. В предложенной математической модели воспроизведены условия соответствующие условиям проведённых ранее экспериментальных исследований [2]. Для построения расчётной модели был применён метод сглаженных частиц. Данный метод относится к классу бессеточных методов и был ранее успешно использован для моделирования задач теплообмена и массопереноса. В данном методе жидкость и газ представлены в виде ансамбля сглаженных частиц, каждая из которых аппроксимирует физические величины в своей окрестности, такие как масса, плотность, скорость [3]. Процесс критического истечения рассматривался как изоэнтальпийный.

Параметры расчётной области были основаны на данных экспериментальной установки, использованной в [2] с целью максимального приближения параметров модели к условиям эксперимента. Такой подход к вычислительному эксперименту даёт возможность дальнейшего соотношения результатов расчёта с экспериментальными данными. Расчёты проводились для участка трубы длиной 250 мм и диаметром 39 мм.

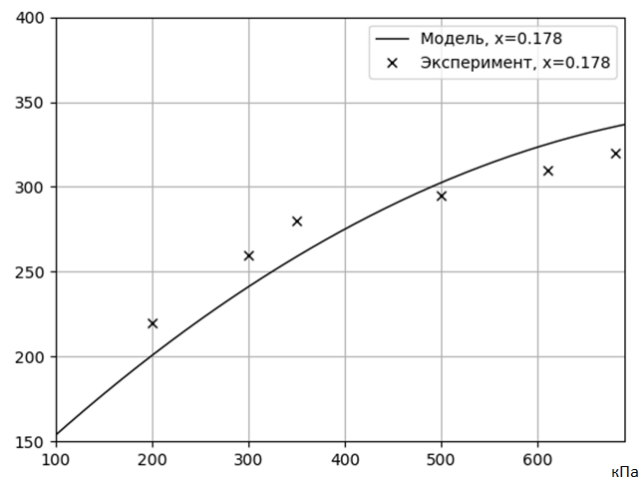
В процессе моделирования система проходит следующие характерные стадии: смесь пара и воды поступает через отверстие в трубу с начальной скоростью U , температурой T_1 и давлением P_1 . В процессе движения парожидкостной смеси происходит вскипание жидкости ввиду падения давления ($P_2 \ll P_1$) при входе в рабочий участок трубы. После прохож-

дения парожидкостной смеси через трубу происходит истечение смеси через выходное отверстие со скоростью U' .

Начальное значение давления варьировалось от 100 до 700 кПа, что соответствует диапазону давлений в экспериментальных исследованиях [2]. Исходное давление в канале задавалось равным 100 кПа.

Была произведена серия вычислительных экспериментов по определению массового расхода парожидкостной смеси в зависимости от перепада давления на входе и выходе из рабочего участка при паросодержании характерном для условий соответствующих экспериментальным. Было проведено сравнение расчёта с аналогичными экспериментальными данными (рис. 1).

ρw , кг/м²с



На основе полученных расчётных данных можно сделать вывод о возможности применения расчётных методик на основе метода сглаженных частиц для проведения вычислительных экспериментов задачи критического истечения парожидкостного потока.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-08-00709.

Список литературы:

1. Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: ИТ СО РАН. 2005. – 358 с.
2. Tairov E.A., Bykova S.M., Pokusaev B.G. Vapor-liquid critical flow through a layer of spherical particles // High Temperature. 2016. Т. 54. № 2. с. 261-269.
3. Monaghan J.J. Smoothed Particle Hydrodynamics and Its Diverse Applications // Annu. Rev. Fluid Mech. 2012. V. 44. pp. 323–346.

УДК 532.5

ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ СКОРОСТИ В ТРЕХФАЗНЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПОТОКАХ

Чинак А.В.¹, Лобанов П.Д.¹, Пляшкевич В.А.², Бадажков Д.В.²

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

² Новосибирский Технологический Центр Шлюмберже
630060, Россия, Новосибирск, ул. Зеленая Горка, 1/10

Многокомпонентные потоки, в основе которых лежат гели, широко распространены в различных промышленных приложениях, например, при добыче полезных ископаемых. Поэтому необходимо знание реологии, гидравлики и структуры течений подобных потоков. Зачастую течения гелей имеют существенно неньютоновский характер. Для выполнения различных требований могут быть произведены добавки частиц твердой фазы, волокон. Из-за большой вязкости также может содержаться взвесь газовых пузырей. Поэтому, потоки обладают малой оптической прозрачностью, что затрудняет применение оптических методов диагностики, например, цифровой трассерной аннемометрии (PIV-Particle Image Velocimetry). Наличие волокон делает невозможным использование зондовых методов из-за быстрого осаждения на выступающих частях. В связи с этим возникают сложности исследования гидродинамических параметров течений и реологии и появляется задача о создании масштабируемых и относительно простых методов неразрушающей диагностики таких потоков.

Предложенный в данной работе метод исследования основан на учете и измерении скорости объектов, изображения которых являются "резкими", т.е. находились в области измерения оптической системы с малой глубиной резкости изображаемого пространства (ГРИП). Съемка производилась в течении Хеле-Шоу в плоском канале с поперечным сечением 10x200x1000 мм. Течение формировалось между стенками плоского канала. Толщина стенок канала 20 мм. Одна из стенок была прозрачной и выполнена из оргстекла, другая была выполнена из металла. Фотоаппарат с объективом были закреплены на координатном столике, жестко связанном с плоским каналом, напротив источника освещения. Использовался метод теневой подсветки. Подсветка потока производилась фронтально, через оргстеклянную пробку диаметром 16 мм, вкрученную в металлическую стенку канала. Торцы пробки были заполированы и находились в одной плоскости с внутренней поверхностью стенки канала. Для освещения использовалась светодиодная матрица белого свечения размером 32x32 мм и мощностью 100 Вт с принудительным охлаждением и линзой для фокусировки светового потока. Поток геля содержит контрастные частицы, такие как микропузырьки, частицы песка или волокна. При попадании в зону ГРИП оптической системы, контрастные частицы формируют "резкое" изображение.

Перед началом эксперимента проводилась настройка координатного столика таким образом, чтобы внутренняя стенка прозрачной передней панели канала находилась в фокусе фотоаппарата. Кроме того, выполнялась калибровочная съемка объекта с известными линейными размерами. В данном эксперименте калибр был нанесен непосредственно на прозрачную пробку, временно устанавливаемую вместо той, через которую поступал свет от источника во время проведения экспериментов.

В процессе эксперимента координатный столик с фотоаппаратом последовательно перемещался в сторону канала на 0.25 или 0.5 мм. Для исследуемых гелей показатель преломления был измерен с помощью модифицированного рефрактометра Аббе ИРФ-22. Измеренный относительный показатель преломления для геля практически не отличается от относительного показателя преломления для воды и составляет 1.335 ± 0.0002 .

Скорость съемки выбиралась таким образом, чтобы один и тот же объект попадал в поле зрения камеры не менее 3-4 раз. Поэтому скорость съемки зависит от скорости потока и увеличения оптической системы. В проведенных экспериментах удовлетворительные результаты были получены при скоростях съемки 400 и 1200 кадров в секунду.

Выдержка при съемке выбиралась таким образом, чтобы гистограмма для каждого кадра полностью вписывалась в диапазон 0-255. В каждой точке проводилось по две съемки длительностью 3 секунды (1200 кадров в каждой).

Выполнена апробация метода измерения профилей скорости течений оптически малопрозрачных гелей. Проведены эксперименты на несшитом чистом геле на основе гуаровой камеди. Также, использовались добавки в виде волокон с объемной концентрацией до 0.004 и добавки пропанта до объемной концентрации 0.12. Показано, что метод может быть успешно применен как для чистых, так и для высококонцентрированных гелей. Проведено исследование влияния концентрации различных компонентов на форму профиля скорости. Показано, что увеличение концентрации волокон и пропанта приводит к выполаживанию профилей скорости (снижению в центральной области канала и увеличению в пристенной). Предложенный метод, хорошо работает в указанном диапазоне концентраций твердых добавок, однако, увеличение скорости съемки и качества подсветки в перспективе позволит диагностировать более концентрированные смеси.

УДК 536.423:536.4.033:536.46

КАПИЛЛЯРНО-ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ПРОТИВОТОЧНОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ТЕЧЕНИИ В СТРУКТУРНЫХ НАСАДКАХ

Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В.

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

Одним из современных направлений в криогенной промышленности является применение структурных насадок, обеспечивающих большую удельную поверхность в дистилляционных колоннах. Ухудшение эффективности разделения бинарной смеси фреонов в таких колоннах вследствие возникновения крупномасштабных концентраций компонент обнаружено в [1]. В данной работе изучено гравитационно-капиллярное захлебывание при противоточном течении воды и воздуха в прямоугольной колонне, заполненной структурной насадкой Mellapak 500Y.

Эксперименты проведены в прозрачных прямоугольных колоннах с поперечным размером 800 мм и 400 мм, заполненных девятью слоями насадки Mellapak 500Y. При проведении экспериментов, рабочая жидкость через распределитель подается в верхнюю часть колонны. В качестве рабочей жидкости используется дистиллированная вода с добавкой поверхностно-активного вещества и антивспенивателя. Воздух из системы высокого давления поступает в нижнюю часть колонны, где расположена беспровальная решетка с отверстиями 2.2 мм. Для измерения расходов воздуха используется вихревой расходомер, расход жидкости измеряется турбинным датчиком расхода. Коэффициент поверхностного натяжения измерен методом висючей капли.

Для определения критической скорости газа, при которой в колонне возникает образование крупномасштабных структур, проведены измерения перепада давления в условиях равномерного орошения верхней части колонны при различных соотношениях мольных расходов жидкости и газа. Установлено, что для скоростей газа, соответствующих $k_v > 0,066$, где $k_v = U_{gas} \sqrt{\rho_{gas} / (\rho_{liq} - \rho_{gas})}$, происходит перестройка режима течения и затопление нижнего слоя насадки жидкостью, которое распространяется на всю колонну. Накопление жидкости приводит к росту фактора трения, что было использовано для определения условий захлебывания.

Для обобщения экспериментальных данных развития физическая модель захлебывания в каналах структурной насадки, основанная на подходе [2] для определения критических режимов захлебывания в трубах при встречном течении жидкости и газа. Учитывая геометрические особенности течения газа в каналах насадки, предложены координаты Кутателадзе-Сорокина K и N для определения условий взвешивание слоя жидкости в потоке газа в виде:

$$K = \frac{k_v}{\varepsilon(\cos\theta/2)^{1.25} \sqrt{\delta_c g}} \quad (1)$$

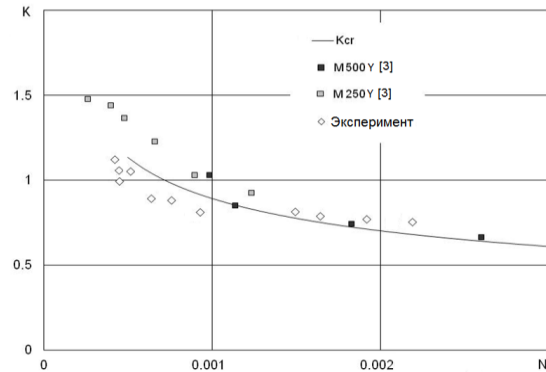


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных по критическому значению параметра K с расчетом по уравнению (3).

$$N = \frac{cL\delta_c}{4D_h \sqrt{gD_h} \cos^2 \theta / 2} \sqrt{\frac{(\rho_{liq} - \rho_{gas})}{\rho_L}} \left(1 + \frac{31}{Ga^{0.55} (\cos\theta/2)^{0.55}} \right) \quad (2)$$

где θ — угол между направлением каналов в листах насадки, $\delta_c = \sqrt{2\sigma/g(\rho_{liq} - \rho_{gas})}$ — капиллярная постоянная, D_h — гидравлический диаметр насадки, Ga — число Галилея, ε — пористость насадки. На рис. 1 приведены экспериментальные данные по зависимости критического параметра K_{cr} , от параметра N . Точками показаны также экспериментальные данные [3] для упаковок Mellapak 500 и Mellapak 250. Линией показан расчет по уравнению, которое обобщает экспериментальные данные:

$$Kv_{cr,1} = 0.0812 \cdot \varepsilon (\cos\frac{\theta}{2})^{1.25} \sqrt{\frac{\sigma g}{(\rho_{liq} - \rho_{gas})}} \left(\frac{\sigma}{4gD_h^3 \rho_{liq}} \right)^{-0.174} cL^{-0.347} \quad (3)$$

Представленные результаты позволяют количественно охарактеризовать сложную картину развития капиллярно-гравитационной неустойчивости в аппаратах, заполненных структурной насадкой, что необходимо учитывать при разработке высокоэффективных компактных теплообменных аппаратов большой производительности.

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

Список литературы:

1. Pavlenko A., Zhukov V., Pecherkin N., Chekhovich V., Volodin O., Shilkin A., Grossmann C. Investigation of flow parameters and efficiency of mixture separation on a structured packing // AIChE. 2014. V. 60. P. 690–705.
2. Кутателадзе С.С., Сорокин Ю.Л. Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред. Л.: Госэнергоиздат, 1961. С. 315.
3. Brunazzi E., Paglianti A., Pintus S., A capacitance probe and a new model to identify and predict the capacity of columns equipped with structured packings // Ind. Eng. Chem. Res. 2001. V. 40. P. 1205-1212.

УДК 532.5

ЗАМКНУТАЯ ИСПАРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ С ВЫСОКИМ ЛОКАЛЬНЫМ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЕМ

Элоян К.С., Зайцев Д.В., Кабов О.А.

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

Одна из основных проблем в области прикладной теплофизики является создание высокоэффективной системы охлаждения для микроэлектроники, чипов питания, «зеленых» ИТ. Современные системы охлаждения для процессоров способны отводить до 150-200 Вт/см². Разработка более эффективной и компактной системы охлаждения для электроники приведет к быстрому развитию микроэлектроники. Сегодня, в центрах DATA, около 30-40% всей энергии используется системой охлаждения. Согласно исследованию [1], тепловой поток в hot spots достигают до 1 кВт / см².

Одним из перспективных способов отведения больших тепловых потоков с поверхности теплонапряженных элементов электронных устройств является использование испаряющегося тонкого слоя жидкой пленки, движущегося под действием потока газа в плоском канале [2]. Недавние экспериментальные исследования, проведенные в работах [3], показали возможное отведение тепловых потоков с плотностью до 870 Вт / см² от площади нагрева 1x1 см² с использованием этого метода. Работы [4,5] показали, что такая система может стабильно работать в широком диапазоне высот канала (0,17-2,00 мм) и углах наклона канала к горизонту (0-360 °).

В этой работе мы представляем экспериментальную модель испарительной системы охлаждения для отведения высокого теплового потока при использовании принудительной циркуляции жидких и газовых хладагентов, способных снимать тепловой поток до 1 кВт/см² и выше (рис.1).

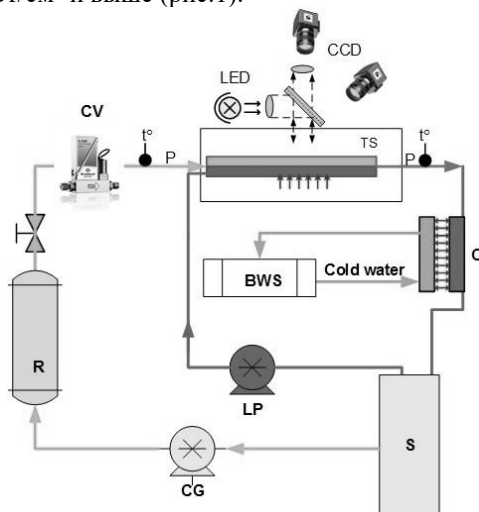


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной модели системы испарительного охлаждения: TS - рабочий участок; C - конденсатор; S - разделитель; R - приемник; CV - регулирующий клапан; LP - жидкостный насос; CG - газовой вакуумный насос-компрессор; BWS - водоснабжение.

Схема тестового участка показана на рис.2. Испытательная секция состоит из тонкой и плоской пластины из нержавеющей стали с заподлицо медной штангой с квадратной головкой размером 1x1 см, служащей в качестве нагревателя. Стержень нагревается нихромовой спиралью, обмотанной вокруг ее нижней части (не показана на рис.2). Жидкая пленка, подаваемая из сопла жидкости, приводится в действие сдвиговым напряжением газа в канале. Вода и воздух с начальной температурой около 25 ° С используются в качестве рабочей жидкости и газа соответственно. Канал ориентирован горизонтально. Высота канала 1,0 мм. Особенность испытательной секции, используемой в настоящей работе, заключается в том, что ширина канала равна ширине нагревательного элемента (1 см). Предполагается, что такая конфигурация испытательной секции позволит получить более высокие значения теплового потока по сравнению с случаем, когда ширина канала выше ширины нагревателя (при том же Re), так как во втором в случае, если какая-то часть жидкости отклоняется от нагревателя из-за термокапиллярных сил.

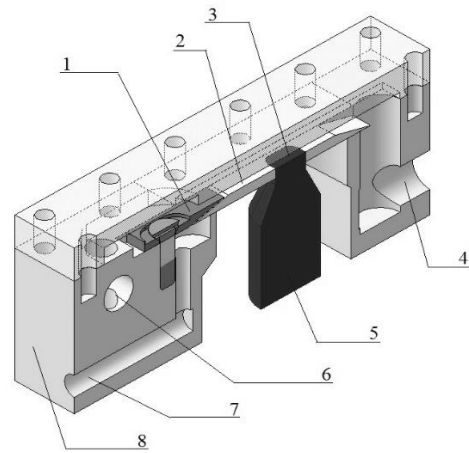


Рис. 2. Схема рабочего участка. 1 - жидкое сопло, 2 - основа из нержавеющей стали, 3 - нагреватель 10 × 10 мм, 4 - выход, 5 - медный стержень, 6 - газовый вход, 7 - вход для жидкости, 8 - текстолитовая основа.

Список литературы:

1. Bar-Cohen A, Wang P. Thermal Management of On-Chip Hot Spot // ASME. J. Heat Transfer, 134(5), 051017, 2012.
2. O.A. Kabov, D.V. Zaitsev, V.V. Cheverda, A. Bar-Cohen, Experimental Thermal and Fluid Science, 35, 825 (2011).
3. D. Zaitsev, E. Tkachenko, E. Orlik, O. Kabov, MATEC Web of Conferences, 92, 01037 (2017).
4. D. Zaitsev, O. Kabov, MATEC Web of Conferences, 84, 00043 (2016).
5. E.M. Tkachenko, D.V. Zaitsev, MATEC Web of Conferences, 72, 01114 (2016).

УДК 533.5

ПРИСТЕННЫЕ ПЛЕНОЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В КОСМИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

Ярыгин В.Н.¹, Приходько В.Г.¹, Ярыгин И.В.¹, Герасимов Ю.И.², Крылов А.Н.², Скороваров А.Ю.²

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

² Ракетно-космическая корпорация ЭНЕРГИЯ им. С.П. Королева,
141070, Россия, Королев Московской обл., ул. Ленина, 4А

Среди многочисленных приложений пристенных пленочных течений важное место занимает их использование для охлаждения теплонапряженных устройств и аппаратов, например жидкостных ракетных двигателей малой тяги (ЖРДМТ), используемых в качестве двигателей ориентации (ДО) Международной космической станции (МКС). В качестве топлива в этих двигателях используются самовоспламеняющиеся компоненты – азотных тетраоксид (амил) и несимметричный диметилгидразин (гептил). Для защиты стенок камеры сгорания и сверхзвукового сопла от высокотемпературных (свыше 3000К) продуктов сгорания создается пристенная пленка топлива (в основном, гептила). Главные особенности поведения пристенных пленок в рассматриваемых условиях состоят в определяющем влиянии высокотемпературного спутного газового потока на локальные параметры пленок внутри сверхзвукового сопла и при истечении в вакуум.

В докладе обсуждаются вопросы постановки задачи по моделированию струй ДО МКС в вакуумных камерах. Обоснована концепция моделирования по характерному углу расширения струи θ_+ , определяемому через относительный импульс струи J :

$$\theta_+ = \arctg \left(\frac{1-J}{J} \right)^{0,5}, \quad (1)$$

$$J = \left(1 + \frac{1}{\gamma M_a^2} \right) \left(1 + \frac{2}{(\gamma-1)M_a^2} \right)^{-0,5}, \quad (2)$$

где $J = J_a / G V_{max}$, J_a , G , V_{max} – импульс газа на срезе сопла, расход и максимальная скорость газа в струе соответственно, M_a – число Маха, γ – отношение удельных теплоемкостей. При таком подходе в эксперименте необходимо воспроизвести величину относительного импульса двигателя комбинацией γ и M_a . В качестве критериев моделирования пристенной пленки жидкости могут быть приняты параметры пленки в выходном сечении сопла – ее толщина $\delta_{ж}$ и средняя скорость $V_{ж}$ либо толщина $\delta_{ж}$ и величина касательного напряжения τ на границе раздела газ – жидкость.

Дано описание экспериментальной базы – крупномасштабной вакуумной газодинамической установки ВИКИНГ ИТ СО РАН (объемом около 150 м³), методик измерения локальных параметров пристенной пленки жидкости при течении внутри сопла (с использованием коаксиальных емкостных датчиков) и пространственной структуры течения капельной фазы за соплом в вакууме (фото- и видеорегистрация, спектрофотометрирование). На рис. 1 приведена схема модельного сопла с емкостными датчиками. В ка-

честве рабочего газа использовался воздух, рабочей жидкости – этанол, близкий по физическим свойствам к гептилу. Число Маха модельного сопла $Ma = 2.94$ и было выбрано из принятого условия сохранения относительного импульса газа на срезе сопла.

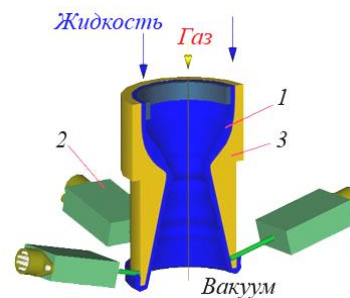


Рис. 1. Схема модельного сопла. 1 – пристенная пленка жидкости, 2 – емкостные датчики, 3 – сопло

Показано, что в условиях проведенных экспериментов спутный газовый поток оказывает сильное динамическое воздействие на пристенную пленку жидкости, приводя к интенсивному волнообразованию, срыву и уносу капель спутным газовым потоком. В качестве критериев подобия, характеризующих исследуемую задачу, могут быть приняты числа Рейнольдса газа и жидкости, и число Вебера.

Показано, что максимальный срыв и унос капель с поверхности пленки с большой долей вероятности происходит в области критического сечения сопла, где числа Вебера достигают максимальных значений. При этом возрастание числа Вебера до максимального происходит на участке от форкамеры, где число Вебера имеет минимальное значение, до критического сечения сопла, т.е. на участке входа в критическое сечение.

Установлена общая структура течения капельной фазы в газочапельном потоке за срезом сопла, состоящая из двух характерных областей – центральной и периферийной. Центральная область формируется за счет срыва и уноса капель с поверхности пленки внутри сопла, их дальнейшего дробления и ускорения спутным газовым потоком. Периферийная область течения капельной фазы образуется за счет распада пристенной пленки на выходной кромке и внешней поверхности сопла как под действием несущего газового потока, так и за счет фазового взрыва. Именно в этой области формируются обратные потоки капель, приводящие к загрязнению поверхностей космических аппаратов и космических станций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №16-08-00436



СЕКЦИЯ 5

Теплофизические проблемы энергетики,
энергоэффективность и энергосбережение

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЛИТИЕВЫХ ИСТОЧНИКОВ ТОКА В НЕШТАТНЫХ СИТУАЦИЯХ

Бездворных Т.А.¹, Коноваленко А.И.², Кузнецов В.Т.²,
Осипова Н.А.², Романдин В.И.²

¹ООО НПО «Свободная энергия»,
634041, Россия, г. Томск, ул. Щорса, д. 2а

²Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Литиевые элементы питания получили широкое применение благодаря большому содержанию энергии на единицу веса по сравнению с обычными элементами питания [1]. Однако те же самые свойства, позволяющие обеспечить большую энергетическую плотность, увеличивают потенциальную опасность в случае, если произойдет быстрый, неконтролируемый выход энергии (возгорание или взрыв батареи). Определение условий эксплуатации, приводящих к взрыву, а также оценка его воздействия на окружающие предметы, позволяет организовать безопасное и правильное обращение с элементами питания и сводит риск возгорания или взрыва к минимуму.

Одним из испытаний литиевых батарей на взрывобезопасность является механическое повреждение корпуса путем прокалывания или пробивания батареи острым предметом [2]. При этом не только нарушается герметичность корпуса батареи, но и происходит внутреннее короткое замыкание, вызывающее большие разрядные токи.

Для оценки энергии взрыва предлагается осуществлять взрыв батареи в манометрической бомбе (МБ), которая широко применяется для исследования горения порохов и взрывчатых веществ [3]. По величине измеренного пикового давления при взрыве батареи в МБ рассчитывается тротиловый эквивалент взрыва путем сравнения со взрывом, вызывающим такое же увеличение давления, вещества, тротиловый эквивалент которого известен, например, бездымного пороха, для которого тротиловый эквивалент $k_{\text{п}}=0.66$ [4].

Для оценки взрыва литиевых батарей была изготовлена МБ со свободным объемом 2 л и пиротехническим устройством для метания заостренного стержня диаметром 4.5 мм. Длина стержня составляла 50 мм для одновременного замыкания всей батареи (диаметр батареи 33 мм). Давление в МБ измерялось тензометрическим датчиком ЛХ-412 с цифровым усилителем АТ1-8 и регистрировалось на компьютере. На рис. 1 показана кривая изменения давления в МБ при взрыве батареи фирмы Exium модель

SC-DD01. Давлению взрыва батареи соответствует пиковое значение давления $p_{\text{пик}}$. Дальнейшее увеличение давления до p_{max} связано с горением содержимого батареи.

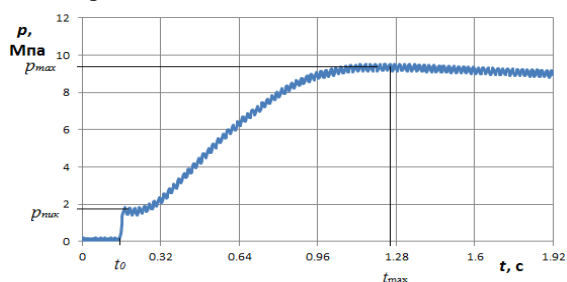


Рис. 1 Изменение давления в МБ при взрыве батареи фирмы Exium модель SC-DD01.

Считая процесс взрыва батареи адиабатическим, массу пороха, обеспечивающую при сгорании в МБ давление $p_{\text{пик}}$, можно определить из уравнения состояния:

$$m_{\text{п}} = \frac{p_{\text{пик}} V}{f_{\text{п}}},$$

где V – свободный объем МБ; $f_{\text{п}}$ – сила пороха.

Величина тротилового эквивалента взрыва батареи $k_{\text{б}}=k_{\text{п}} \cdot m_{\text{п}}$.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания, проект № 9.9036.2017/8.9.

Список литературы:

1. Нижниковский Е.А. Современные электрохимические источники тока. Монография. - М.: Радиотехника, 2015. – 296 с.
2. Нижниковский Е.А. Обеспечение взрывобезопасности литиевых химических источников тока // Электрохимическая энергетика. 2001. Т. 1, № 3. С. 39-44.
3. Горст А.Г. Пороха и взрывчатые вещества. М.: Машиностроение, 1972. – 208 с.
4. Карауш С.А. Оценка параметров промышленных взрывов: учебное пособие/С.А. Карауш. – Томск: Изд-во Том. гос. архит.-строит. ун-та, 2014. – 96.

УДК 621.9

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ И ПРИЧИНЫ ОТКАЗА РАБОТЫ ГТУ KAWASAKI GPB70D О.РУССКИЙ

Бибиков Д.Р., Полей А.К.

Дальневосточный федеральный университет,
690950, Россия, Владивосток, ул. Суханова, 8

На 1 февраля 2018 года наработка газотурбинных установок Kawasaki GPB70D на мини-ТЭЦ «Центральная», мини-ТЭЦ «Океанариум» о. Русский составляет от 3 до 11 тысяч эквивалентных часов с момента ввода в работу с энергосистемой РАО ЕЭС Востока, (1 апреля 2015 года). По данному количеству отработанных часов, исходя из таблицы 1, силовым машинам требуется провести инспекции горячей части (в зависимости от объема работ).

Таблица 1 – Нарботка ГТУ о. Русский

№ ГТУ	Нарботка, экв *
ГТУ-1 «Центральная»	7 598
ГТУ-2 «Центральная»	7 355
ГТУ-3 «Центральная»	8 004
ГТУ-4 «Центральная»	10 090
ГТУ-5 «Центральная»	11 684
ГТУ-1 «Океанариум»	3 836
ГТУ-2 «Океанариум»	3 112

*экв – Эквивалентный час

Инспекции делятся на следующие виды: А-Инспекция – инспекция частей камеры сгорания (CI – Inspection). Необходима для определения фактического объема работ для последующей В или С-инспекции. Итог: получение отчета о состоянии двигателя, который включает в себя рекомендации по дальнейшей эксплуатации и обслуживанию. В-инспекция – (инспекция тракта горячих газов и камеры сгорания (HGP – Hot Gas Path Inspection)) – для разных моделей ГТУ включает разный объем. Может включать такой же тип проверок, как и А-инспекция, но в несколько большем объеме. С-инспекция – (главная инспекция (MI – Major Inspection)) – полная разборка и ревизия турбины, включая компрессор.

После ввода ГТУ в эксплуатацию перед собственником оборудования встает вопрос сервиса газовых турбин. Компании-производители предъявляют жесткие требования к эксплуатирующей организации по соблюдению регламента обслуживания газовых турбин. Это делается для того, чтобы гарантировать надежную работу. Таким образом, при нормальной эксплуатации ГТУ один раз в год-полтора для любой модели ГТУ должна проводиться инспекция.

Стоит обратить внимание, что для ГТУ Kawasaki GPB 70D упомянутой ранее, жесткость требований производителей к соблюдению регламентного обслуживания обусловлена тем, что точный ресурс безаварийной работы самых ответственных узлов (таких как части камер сгорания, лопаточный аппарат турбин ГТУ, части термобарьерных элементов и покрытий) на сегодняшний день не поддается расчету. (Все математические модели, используемые при конструировании данных узлов ГТУ, имеют очень большое количество допусков).

У ГТУ, эксплуатируемых на о. Русском, в разной степени отсутствует достаточный объем технологической документации и специальной оснастки, необходимой для того, чтобы полностью, не обращаясь к заводам-изготовителям, выполнить весь типовой объем работ инспекций ГТУ. Обеспечение покупателей всем необходимым комплектом документации и специальной оснастки даст возможность самостоятельного выбора обслуживающей компании. На сегодняшний день у большинства собственников ГТУ этот выбор существенно ограничен.

На сегодняшний день компания эксплуатирующая данные машины – АО ДВЭУК несет существенные валютные затраты из-за сервисного обслуживания газовых турбин с использованием услуг зарубежной компании «Kawasaki». Вместе с тем, затраты на ремонтное обслуживание газовых турбин и газотурбинного оборудования состоят из двух основных составляющих: затрат на приобретение запасных частей, расходных материалов и оплаты услуг ремонтно-технических специалистов. Стоимость запасных частей составляет порядка 65-80% от стоимости всех затрат на ремонтно-эксплуатационное обслуживание. При этом для обеспечения надежной работы высокотехнологичного оборудования, которым является газовая турбина, и гарантированного соответствия всех ее характеристик заявленным заводом-изготовителем при поставке, требуется приобретать только оригинальные запасные части у заводов-изготовителей данного оборудования.

Сдерживающим фактором в развитии сервисного обслуживания газовых турбин и ГТУ является отсутствие в отрасли единой политики, направленной на достижение озвученной выше общей цели. Нет единой позиции в отношении вопроса организации сервисного обслуживания ГТУ. Каждый владелец оборудования решает вопрос сервисного обслуживания самостоятельно, порой способами, позволяющими выполнить только краткосрочные задачи в ущерб долгосрочной выгоде.

Список литературы:

1. KAWASAKI GPB70D. Генераторная установка газовой турбины. Руководство по эксплуатации. KAWASAKI HEAVY INDUSTRIES, LTD., 2010 г.
2. Цанев С.В., Буров В.Д., Релизов А.Н., Газотурбинные и парогазовые установки электростанций: Учебное пособие для вузов / Под. Ред. С.В. Цанева – М.: Издательство МЭИ, 2002 – 584с., ил
3. Фортов В.Е., Попель О.С. Энергетика в современном мире. М.: ИД «Интеллект», 2011. 168 с
4. Антропов А.П., Батенин В.М., Зайченко В.М. Новые технологии распределенной энергетики // ТВТ. 2015. Т. 53. № 1. С. 111–116.

УДК 536.42

УЛУЧШЕНИЕ ТЕПЛОИНЕРЦИОННЫХ СВОЙСТВ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

Бородулин В.Ю., Низовцев М.И.

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

Область применения фазоизменяемых материалов (ФИМ) постоянно расширяется. Благодаря скрытой теплоте при фазовых превращениях эти материалы обладают высокой аккумулирующей способностью, что позволяет использовать их в качестве альтернативы объемным системам аккумулирования тепла [1]. Аккумуляторы на ФИМ позволяют значительно уменьшить объем систем охлаждения зданий, а также снизить издержки энергопотребления, которые характерны для водяных систем охлаждения.

Известно, что глобальное энергопотребление в секторе эксплуатации зданий и сооружений в мире постоянно растёт. Так к 2012 году оно достигло 40% от общемирового потребления энергии. Этот сектор является также ответственным за более чем 50% эмиссию углекислого газа. При этом энергозатраты только на вентиляцию и кондиционирование воздуха в зданиях могут превышать 50%. Поэтому серьёзные перспективы имеют регенеративные системы вентиляции с использованием теплоаккумулирующих свойств ФИМ [2].

Своё применение ФИМ находят в автомобильной промышленности, а также в системах теплозащиты автономных источников электроснабжения.

Другое важное направление связано с применением легких теплоизоляционных материалов в строительстве зданий и сооружений. Как известно, эти материалы, имея очень высокие теплоизоляционные свойства, обладают низкой тепловой инерцией, что ограничивает области их применения. Внедрение внутрь легкого теплоизоляционного материала некоторого количества фазоизменяемых материалов позволит за счёт скрытой теплоты фазового перехода значительно увеличить тепловую инерцию.

В работе рассмотрен процесс теплопередачи через слой теплоизоляционного материала с добавлением ФИМ. Распространение тепла через слой такого гетерогенного материала с учетом фазовых превращений моделировалось с использованием энтальпийной модели:

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T),$$

где изменение удельной энтальпии H от времени t определяется суммой изменений энтальпий явного тепла и фазовых превращений:

$$\Delta H(t) = \int_{\Delta T(t)} c(\xi) d\xi + L \cdot \Delta f(t).$$

Здесь $c(T)$ – теплоемкость, $\rho(T)$ – плотность, $\lambda(T)$ – теплопроводность, L – удельная теплота фазовых превращений ФИМ, $f(t)$ – массовая доля ФИМ, претерпевшего фазовые превращения в процессе теплообмена.

Численные расчеты проводились в двумерной постановке. Для моделирования теплоизоляционного материала использовались теплофизические свойства полиуретана плотностью 60 кг/м^3 , а в качестве свойств ФИМ – парафиновая смесь R27C21 с температурой плавления $T_m = 28 \text{ }^\circ\text{C}$ и теплотой фазового перехода $L=179 \text{ кДж/кг}$. На рисунке представлены суточные колебания температуры на внутренней поверхности теплоизоляционного слоя толщиной 0.15 м без добавления ФИМ и с равномерно распределенной внутри слоя добавкой ФИМ (2% объём.). С наружной стороны слоя происходили суточные колебания температуры относительно среднего значения $T_0 = +30 \text{ }^\circ\text{C}$ с амплитудой $10 \text{ }^\circ\text{C}$.

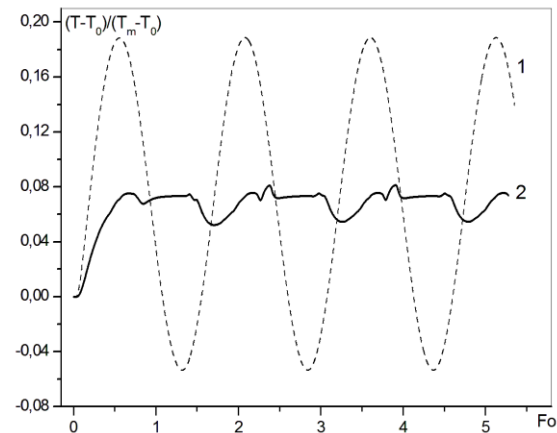


Рис. Температурные колебания на внутренней поверхности стенки из полиуретана: 1- без добавления ФИМ; 2 – с добавлением 2% (об.) парафиновой смеси R27C21

Согласно результатам расчетов (рис.) применение ФИМ привело на внутренней поверхности слоя к фазовому сдвигу колебаний, к практически полному отсутствию в колебаниях температуры положительного полупериода, и почти к десятикратному уменьшению общей амплитуды колебаний. Таким образом, применение ФИМ в легких теплоизоляционных материалах способствует повышению их теплоинерционных свойств.

Работа выполнена за счет средств проекта «междисциплинарных интеграционных исследований» СО РАН № 32.

Список литературы:

1. Fang Y., Nin J., Deng S. Numerical analysis for maximizing effective energy storage capacity of thermal energy storage system by enhancing heat transfer in PCM// Energy and Building. 2018. V. 160. P. 10-18.
2. Zeinelabdein R., Omer S., Gan G. Critical review of latent heat storage system for free cooling in buildings//Renewable and Sustainable Energy reviews. 2018. V.82. P. 2843-2868.

ИСПАРЕНИЕ ПОДВЕШЕННОЙ КАПЛИ НАНОЖИДКОСТИ

Бочкарева Е.М., Миськив Н.Б., Назаров А.Д.

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

В обзорной работе [1] автор показывает, что наножидкости демонстрируют новые тепловые явления переноса в сравнении с чистыми жидкостями и суспензиями с макро частицами. Автор [1] предлагает ссылки на работы, где приведено описание новых тепловых явлений для различных наножидкостей. К таким явлениям относятся: увеличение теплопроводности при добавлении в жидкость наночастиц; нелинейность теплопроводности наножидкости от температуры, концентрации и размера наночастиц; увеличение критического теплового потока при кипении и т.д. Это говорит о том, что исследование теплофизических свойств нано жидкости представляет большой фундаментальный и практический интерес. В испарительных процессах и процессах горения капель нано жидкости также идет поиск новых эффектов.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования испарения подвешенных капель воды с добавлением 0.1 % диоксида кремния со средним диаметром частиц 10 нм (SiO_2 , массовая концентрация) в неподвижной атмосфере и обдуве воздухом скоростью 0.1 м/с. Температура обдувающего воздуха и неподвижной среды составляла $24^\circ\text{C} - 25^\circ\text{C}$, относительная влажность $\phi = 15\% - 16\%$. В эксперименте число Рейнольдса воздушного потока $Re_{o_g} = 12.6$. Проведено сравнение с испарением подвешенных капель дистиллированной воды и теоретическими расчетами.

Капля подвешивалась на держатель, представляющий перекрестие под 90° нитей конского волоса диаметром 0.105 мм. Обдувающий воздушный поток имел равномерное распределение скоростей в сечении расположения капли. Поток создавался специальным выравнивающим каналом. Регистрация изменения диаметра капли во времени осуществлялась цифровым микроскопом, температура поверхности капли – тепловизором. Подробно экспериментальный стенд, приборное оснащение, методики измерения и обработки данных описаны в [2].

На рис. 1 представлено сравнение испарения капль дистиллированной воды и наножидкости. Результаты экспериментов показали, что испарение капль воды и наножидкости происходит по линейному закону d^2 . Присутствие наночастиц в воде даже малой концентрации замедляет скорость испарения по сравнению с испарением капли воды.

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных данных динамики температуры поверхности капль воды и наножидкости при испарении. В процессе испарения изменение температуры поверхности капль воды и наножидкости отличаются. Если температура капль воды в начале процесса испарения, достигнув температуры насыщения, остается почти неизменной на протяжении всего периода наблюде

ния, то температура наножидкости имеет минимальный экстремум. Обычно, таким образом, испаряются бинарные растворы с различной степенью летучести компонент [2].

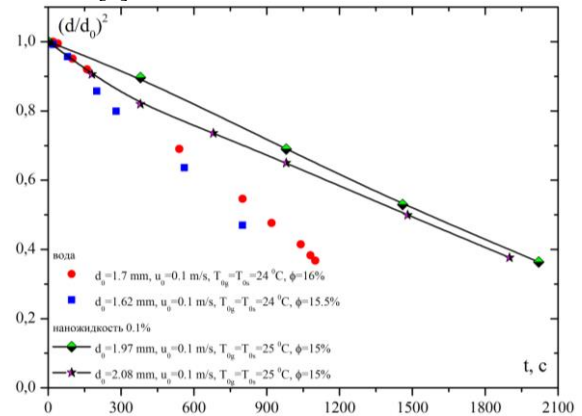


Рис. 1. Сравнение динамики испарения капль воды и наножидкости.

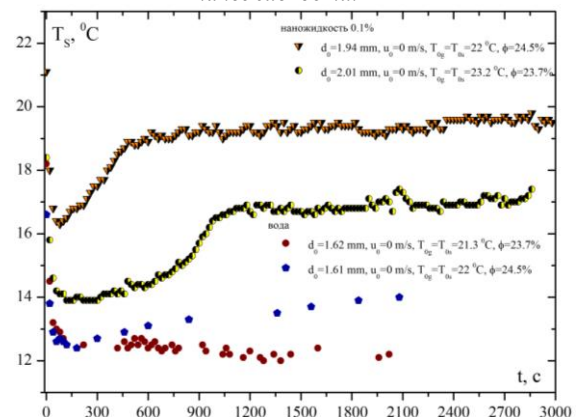


Рис. 2. Сравнение динамики температуры поверхности капль воды и наножидкости.

Итак, экспериментально показано, что испарение подвешенных капль суспензии, состоящей из воды с добавлением 0.1 % массовой концентрации частиц, происходит медленнее, чем капль чистой воды. Динамика температуры поверхности капль наножидкости соответствует испарению бинарных растворов с различной степенью летучести компонент.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Stephen U. S. Choi Nanofluids: A New Field of Scientific Research and Innovative Applications// Heat Transfer Engineering. 2008. 29(5). P. 429–431.
2. Назаров А.Д., Терехов В.И., Шишкин Н.Е. Емкостный метод измерения концентрации компонентов в каплях бинарных растворов// 2011. ЖТФ. Т.81, вып.4. С. 45-49.

УДК 536.7

ИССЛЕДОВАНИЕ СЖИГАНИЯ УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ

Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Кузнецов А.В.

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

Известно, что эффективное использование угольного топлива на теплоэлектростанциях является одной из основных задач развития теплоэнергетики. При этом в угольной энергетике для растопки и поддержания горения в пылеугольном котле используется мазутное топливо, которое вносит значительный вклад в загрязнение окружающей среды и дополнительные аварийные риски, например, обрыв мазутного трубопровода на Березовской ГРЭС привел к выводу из строя энергоблока мощностью 800 МВт.

Электрохимическая активация является одним из методов инициирования горения в пылеугольных котлах, который позволит снизить затраты на покупку и обслуживание мазутного топлива [1]. Данная технология обладает простотой технической реализации, малым потреблением электрической мощности (в режиме зажигания – не более 3 кВт, в режиме подсветки – менее 1 кВт на одну горелку), длительным ресурсом непрерывной работы (исчисляется годами), отсутствием необходимости применения систем охлаждения.

В данной области проводились обширные исследования и созданы высоковольтные многоэлектродные плазматроны [2]. Суть термохимической подготовки топлива заключается в нагреве потока пылеугольной смеси при дефиците кислорода в специальной камере до температуры, превышающей температуру самовоспламенения данного угля. При этом происходит практически полный выход летучих компонент и возможно частичное сгорание и/или газификация углерода угля. В результате на выходе из камеры термохимической подготовки топлива в топку полученная топливная смесь или высокорекреационное двухкомпонентное топливо (газ + коксовый остаток) воспламеняется при смешении с вторичным воздухом и устойчиво горит без использования для стабилизации факела второго вида высокорекреационного топлива. Нагрев азросмеси, представляющей собой взвесь частиц угля в воздухе в камере термоподготовки, может быть осуществлен за счет сжигания газообразного, жидкого или твердого топлива, электродуговой плазмой или другим способом подвода тепловой энергии. Технология термоподготовки должна обеспечить надежную работу при использовании углей различного качества (с различной зольностью, влажностью и выходом летучих).

Проведены экспериментальные исследования реакционных свойств угольного топлива, используемого на ТЭС и котельных Новосибирской области, на вертикальном изотермическом горелочном

устройстве мощностью до 3 кВт в режиме витания угольных частиц. На укрупнённом тепловом стенде мощностью 5 МВт (рисунок 1) исследованы режимные характеристики процессов воспламенения и горения углей с использованием электрохимической технологии сжигания (ЭХТС).

Предварительно определялся спектр размеров частиц. По результатам исследований определены температуры воспламенения углей различной стадии метаморфизма и типа помола.

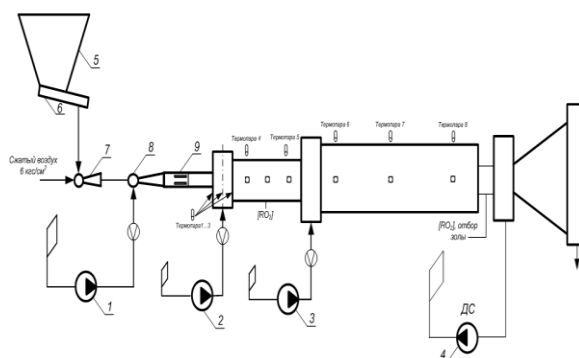


Рис. 1. – Технологическая схема стенда 5 МВт.

1 - Воздушодувка 1, 2 - Воздушодувка 2, 3 - Воздушодувка 3,
4 – Дымосос, 5 - Бункер угольной пыли, 6 - Шнековый питатель, 7,8 – Эжектор, 9 – Электродуговой блок.

Выводы.

1. Проведены экспериментальные исследования реакционных свойств угольного топлива, используемого на ТЭС и котельных Новосибирской области. Результаты коррелируют друг с другом и показывают снижение температуры воспламенения углей микропомола при механоактивационном измельчении.

2. На укрупнённом тепловом стенде мощностью 5 МВт, оснащённом системой ЭХТС, проведены исследования и установлена возможность растопки из холодного состояния на Кузнецом угольном топливе.

Список литературы:

1. Burdukov, A.P., Butakov, E.B., Popov, V.I., Chernetskiy, M.Y., Chernetskaya, N.S The use of mechanically activated micronized coal in thermal power engineering (2016) Thermal Science, Volume 20, 2016, Pages s23-s33
2. Энгельшт В.С., Десятков Г.А., Мусин Н.У., Сайченко Н.А. Экономия мазута при плазменной подсветке в пылеугольных котлах // Проблемы энергосбережения: Тез. докл. Всесоюз. науч.-практ. конф. – Киев, 1991. – Ч.1. – С 57. – 58.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00416 "мол_а".

УДК 544.452.1

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ УГЛЕЙ МИКРОПОМОЛА В ПРОЦЕССЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ И ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Бурдуков А.П.¹, Бутаков Е. Б.¹, Кузнецов А.В.¹, Плюсин П.Е.²

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Уголь является одним из важнейших энергоносителей в мире. В настоящее время, большинство угольных ТЭЦ работают с использованием нефтепродуктов для запуска и подцветки энергетических котлов. Стоимость этих нефтепродуктов значительно превышает стоимость самого угля, а значит введение новых технологий, позволяющих исключить нефтепродукты из энергетических процессов, весьма актуально.

Ранее было установлено [1], что измельчение в дезинтеграторе повышает реакционную способность угольной пыли по сравнению с углем, измельченным в виброцентробежной и шаровой барабанной мельницах. Данный эффект был установлен при исследовании угольной пыли без разделения на отдельные фракции. Но как известно [2], при измельчении в дезинтеграторе размер получаемых угольных частиц меньше, чем при других способах измельчения, а их доля значительно больше. При этом следует отметить, что при практически одинаковом распределении частиц по размеру после измельчения в дезинтеграторе и виброцентробежной мельнице скорость горения в первом случае значительно выше. В исследованиях химической активности углей в процессе термического разложения с помощью термогравиметрического анализа (см. рис. 1) получены данные, доказывающие снижение энергии активации в процессе термического разложения углей, измельченных дезинтегратором.



Рис. 1. STA 449F1 Jupiter® совмещенный с QMS 403D Aëolos.

При ТГА процессы термического разложения протекают достаточно медленно, что не соответствует реальному воспламенению и горению пылеугольного факела в топках котлов. В проведенных исследованиях ставилась задача сопоставить реакционную способность равных по размерам угольных частиц при их воспламенении, но полученных разным способом измельчения, а также исследовать процессы

деактивации углей после значительной выдержки образцов угольной пыли, подвергнутых механоактивационному измельчению, на воздухе.

Эксперименты проводились с углями различной степени метаморфизма, от бурого до антрацита.

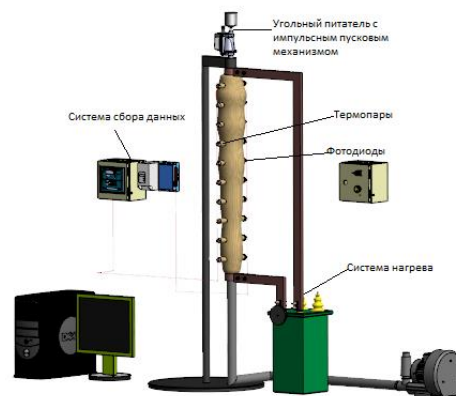


Рис. 2. Вертикальная трубчатая печь.

Эксперименты, проведенные с помощью вертикальной трубчатой печи (см. рис. 2), показали, что после механоактивационного измельчения изменяется температура воспламенения углей, а по результатам ТГА отмечено, что энергия активации в процессе термического разложения угольного топлива зависит от способа его измельчения и меняется в процессе его выгорания.

Получены данные по увеличению химической активности углей, по температуре воспламенения, и кинетические характеристики углей различной стадии метаморфизма и типа измельчения.

Эксперименты показали значительное улучшение качества угольного топлива, подвергнутого механоактивационному измельчению, что позволяет эффективно его использовать в технологии замещения газа и мазута при розжиге и стабилизации горения пылеугольного факела в энергетическом котле.

Список литературы:

1. Чернецкий М.Ю., Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Ануфриев И.С., Стрижак П.А. Исследование воспламенения угольной пыли, полученной при различной механической обработке, в условиях высокоскоростного нагрева // Физика горения и взрыва, 2016, т. 52, № 3. С. 79–81
2. Burdukov A.P., Popov V.I., Yusupov T.S., Chernetskiy M.Yu., Hanjalić K. Autothermal combustion of mechanically-activated micronized coal in a 5 MW pilot-scale combustor // Fuel. – 2014. – Vol.122. – pp.103-111.

Исследование выполнено
при финансовой поддержке РФФИ
в рамках научного проекта № 17-08-00445

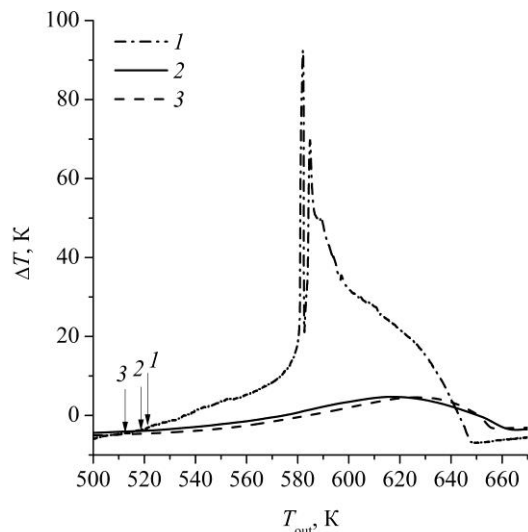
ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА В СРЕДЕ АЗОТА И ВОДЯНОГО ПАРА ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ РЕАГЕНТОВ

Востриков А.А., Федяева О.Н., Шишкин А.В., Сокол М.Я., Третьяков Д.С.

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

Сжигание топлив непосредственно в теплоносителе (водяной пар и сверхкритическая вода (СКВ)) повышает энергоэффективность и экологическую чистоту производства тепловой и электрической энергии [1]. Основными продуктами газификации топлив являются CO_2 , CH_4 и H_2 [2]. Горение CH_4 в насыщенном водяном паре и СКВ исследовано нами ранее [3]. Из обзора [4] следует, что данные по окислению H_2 в области температур <773 К и давлений >0.1 МПа практически отсутствуют. В данной работе впервые исследованы особенности горения H_2 при нагреве (1 К/мин) смесей высокого давления $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ и $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$.

Опыты проведены в трубчатом реакторе по методике, описанной в [3]. Внутренняя поверхность реактора покрыта оксидным слоем на основе Fe_3O_4 [5] в результате окисления смесью $\text{H}_2\text{O}/\text{O}_2$ при 873 К. Нагрев реактора регулировали с помощью термопрограмматора и термопары T_{out} , установленной на внешней поверхности реактора. Температуру в центре объема реактора измеряли термопарой T_{in} . Результаты измерений T_{out} и T_{in} от времени приведены на рисунке в виде зависимости $\Delta T = T_{\text{in}} - T_{\text{out}}$ от T_{out} .



Изменение ΔT от T_{out} в опытах 1–3:
1 – $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (45/22,7/105 ммоль); 2 – $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$
(46,4/21,7/103); 3 – $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O}$ (46,1/21,6/105/1,7).

Количество реагентов в опытах одинаковое (см. рисунок), поэтому к моменту завершения окисления выделяется одинаковое количество тепла. Несмотря на это площади S под кривыми $\Delta T(T_{\text{out}})$ различаются: 2528, 616, 540 K^2 для опытов 1–3 соответственно. Это связано с протеканием сопряженных процессов гетерогенного (на стенке реактора) и гомогенного (в объеме реакционной смеси) окисления H_2 . В опыте 1 до-

стигнуто максимальное значение S . Следовательно, при окислении H_2 в среде H_2O основное количество тепла выделилось в объеме реакционной смеси, а в среде N_2 – на стенке реактора из-за протекания гетерогенных реакций. Доминирующий вклад гомогенного окисления H_2 в среде H_2O объясняется экранированием поверхности стенки реактора слоем адсорбированных молекул H_2O . В опытах 2 и 3 из-за низкой энергии адсорбции молекул N_2 , степень заполнения поверхности реактора ими была незначительной. Площадь S в опыте 3 меньше, чем в опыте 2. Одной из причин этого является участие продуктов диссоциативной адсорбции молекул воды, присутствующей в незначительном количестве, в элементарных реакциях гетерогенного окисления H_2 .

При значениях $T_{\text{out}} = T_{\text{out}}^*$, которые на рисунке отмечены вертикальными стрелками, величина ΔT начинает заметно увеличиваться из-за самовоспламенения смеси. Значениям T_{out}^* соответствует температура самовоспламенения T_{in}^* : 517, 514, 507 К для опытов 1–3 соответственно. Низкие значения температуры самовоспламенения T_{in}^* в опытах 1–3 являются следствием каталитического влияния окисированной стенки реактора [6] и высокой плотности реагентов, способствующей протеканию тримолекулярных реакций. Теплоемкость смеси в опыте 1 в 1,2 раза больше, чем в опыте 2, а значения T_{in}^* – близкие. Это свидетельствует о более интенсивном окислении H_2 в среде H_2O , что может быть связано с участием в реакции окисления колебательно-возбужденных молекул O_2^* , образующихся при резонансном обмене колебательной энергией с молекулами H_2O^* [7].

Список литературы:

1. Queiroz J.P.S., Bermejo M.D., Mato F., Cocero M.J. Supercritical water oxidation with hydrothermal flame as internal heat source: Efficient and clean energy production from waste // J. Supercrit. Fluids. 2015. V. 96. P. 103-113.
2. Vostrikov A.A., Dubov D.Yu., Sokol M Ya., Fedyeva O.N. Partial and complete oxidation of brown coal in a supercritical water-oxygen fluid under conditions of counterflowing reactant streams // Russ. J. Phys. Chem. B. 2016. V. 10. No. 8. P. 1256-1263.
3. Vostrikov A.A., Fedyeva O.N., Shishkin A.V. et al. Partial and complete methane oxidation in supercritical water // J. Eng. Thermophys. 2016. V. 25. No. 4. P. 474-484.
4. Гельфанд Б.Е., Попов О.Е., Чайванов Б.Б. Водород: параметры горения и взрыва. М.: Физматлит, 2008. 288 с.
5. Vostrikov A.A., Fedyeva O.N., Shishkin A.V. et al. Synthesis of Fe_xO_y nanoparticles during iron oxidation by supercritical water // Tech. Phys. Lett. 2012. V. 38. P. 955-958.
6. Deshpande P., Polisetti S., Madras G. Analysis of oxide and vanadate supports for catalytic hydrogen combustion: Kinetics and mechanistic investigations // AIChE J. 2012. V. 58. P. 932-945.
7. Vostrikov A.A., Fedyeva O.N., Shishkin A.V. et al. Features of low-temperature oxidation of isobutane in water vapor and carbon dioxide with increased density of reagents // J. Eng. Thermophys. 2017. V. 26. No. 4. P. 466-475.

УДК 532.527 (2)

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО ТИПА

Гешева Е.С.

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

Вихревые структуры в природе оказывают большое влияние на жизнь человека, как, например, циклоны и смерчи, которые зачастую являются причинами бедствий и приносят огромный ущерб [1-4]. Большое внимание к данной тематике обусловлено также широким применением вихревых потоков в технике.

Особенностью закрученного течения в модели тангенциальной топки является формирование пространственно-сложных крупномасштабных вихрей, полностью определяющих глобальную структуру течения.

Нестационарный турбулентный поток моделируется с использованием трех основных методов моделирования RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes), LES (Large Eddy Simulation) и DES (Detached Eddy Simulation).

RANS требует меньше всего вычислительных ресурсов и хорошо разрешает пристеночные слои, но в то же время занижает турбулентные пульсации в закрученном потоке. Чтобы улучшить моделирование нестационарных турбулентных закрученных течений используют вихреразрешающие методы, как, например, метод моделирования крупных вихрей LES. Однако его применение требует очень детальной сетки, особенно вблизи стенок. Чтобы соединить достоинства этих подходов был предложен метод моделирования отсоединенных вихрей (DES).

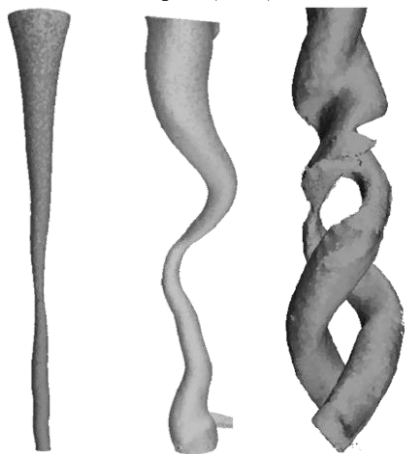


Рис. 1. Визуализация расчетных вихревых структур с помощью Лямбда 2 критерия, полученная методом LES.

При моделировании вихревого потока в тангенциальной камере использовались все из представленных подходов. Для камеры с центральной диафрагмой была построена сетка с многогранными ячейка

ми и призматическим слоем. Также была произведена дополнительная детализация сетки в приосевой области (область вихря), таким образом, сетка состояла из 1,6 млн. ячеек. Граничные условия задавались исходя из расхода жидкости на входе и несжимаемости жидкости. В работе был использован алгоритм "segregated flow" для нестационарной неявной задачи.

Моделирование закрученного потока с помощью RANS подхода в нашем случае не дало адекватных результатов, что также наблюдается в аналогичных работах по моделированию закрученных потоков [5-7]. Методы LES и DES дают весьма схожие между собой результаты, которые в свою очередь необходимо верифицировать экспериментальными данными.

Было проведено моделирование закрученного потока в рабочей камере с использованием методов DES и LES моделирования турбулентных потоков. Как показало сравнение профилей тангенциальной скорости и завихренности, метод LES лучше описывает вихревой закрученный поток, в то время как метод DES фиксирует заниженный максимум скорости вблизи дна камеры, хотя в остальном дает результаты схожие с LES моделированием. Частоты прецессии, полученные с помощью моделирования потока, согласуются с полученными экспериментальными значениями.

Список литературы:

1. Escudier M.P. // Exps. in Fluids. 1984. Vol. 2. pp.189-196.
2. Isaev S.A., Leont'ev A.I., Baranov P.A. Simulation tornado-like enhancement of heat transfer for low-velocity motion of air in a rectangular channel with cavities. Part 2: Results of parametric studies // Thermal Engineering. 2007. Vol. 54. No. 8. P. 655–663.
3. Hoffmann A.C., Groot M. De, Peng W., Dries H.W.A., Kater J. Advantages and risks in increasing cyclone separator length // AIChE J. 47. 2001. pp. 2452–2460.
4. Hu L.Y., Zhou L.X., Zhang J., Shi M.X. Studies on strongly swirling flows in the full space of volute cyclone separator // AIChE J. 51 (3). 2005. pp. 740–749.
5. Bo Zhang, Shien Hui Numerical Simulation and PIV Study of the Turbulent Flow in a Cyclonic Separator // International Conference on Power Engineering - 2007, p. 1347-1351
6. Widenhorn A., Noll B., Aigner M. Numerical Characterization of the Reacting Flow in a Swirled Gasturbine Model Combustor // 11th Results and Review Workshop on High Performance Computing in Science and Engineering Locatio, 2008. p. 365-380.
7. Kempf A., Malalasekera W., Ranga-Dinesh K. K. J., Stein O. Large Eddy Simulations of Swirling Non-premixed Flames With Flamelet Models: A Comparison of Numerical Methods // Flow Turbulence Combust. 2008. p. 523–561

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00321.

УДК 536.542

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ТЕПЛОМАССООБМЕННОГО АППАРАТА СО СТУПЕНЧАТЫМ УВЛАЖНИТЕЛЬНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Горбачев М.В.¹, Терехов В.И.^{1,2}, Кхафаджи Х.К.А.³

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

³ University of Technology, 10066, Iraq, Baghdad

В работе представлены результаты численного исследования теплообменного аппарата (ТМОА) косвенно испарительного типа (Рис. 1). Испарительная ячейка представляет собой систему плоскопараллельных каналов одинаковой высоты. С наружной стороны пластины теплоизолированы ($q_w = 0$), а изнутри – влажные участки чередуются с сухими. Число их в расчетах варьировалось $n = 1 \div 16$, а при $n = 0$ поверхность канала была полностью смоченной. Все параметры на входе (u_0 , T_0 и ϕ_0) были постоянны по высоте канала. Режим течения был ламинарным, двумерным и стационарным. Лучистым теплообменом и эффектами Дюфо и Соре пренебрегалось.

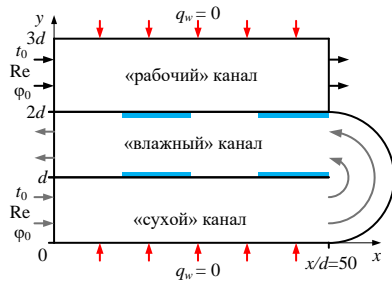


Рис. 1. Расчетная схема ТМОА

Система дифференциальных уравнений Навье-Стокса, энергии и диффузии совместно с граничными условиями решалась численно с использованием метода конечных и процедуры SIMPLE. Дискретизация уравнений проводилась на равномерной сетке, оптимальный размер которых составил 200×120 в продольном и поперечном направлениях соответственно [1]. Оценка достоверности разработанной программы моделирования проводилась сравнением полученных данных с результатами экспериментальных исследований [2].

Все расчеты были проведены для канала с фиксированной геометрией ($d = 6$ мм и $x/d = 50$) при постоянной температуре абсолютно сухого воздуха на входе $t_0 = 30^\circ\text{C}$ и $\phi_0 = 0\%$ при числе Рейнольдса $Re = 200$, охватывающем наиболее характерные режимные параметры компактных теплообменников.

На Рис. 2 представлены картины распределений полей температур в испарительной ячейке при различном числе увлажняемых участков. Для канала с полностью смоченными стенками ($n = 0$) при рассматриваемых параметрах основные изменения температур наблюдаются преимущественно во входных сечениях каналов. В большей части канала температура близка к параметрам насыщения и для осуществления процессов теплопереноса эта область является балластной.

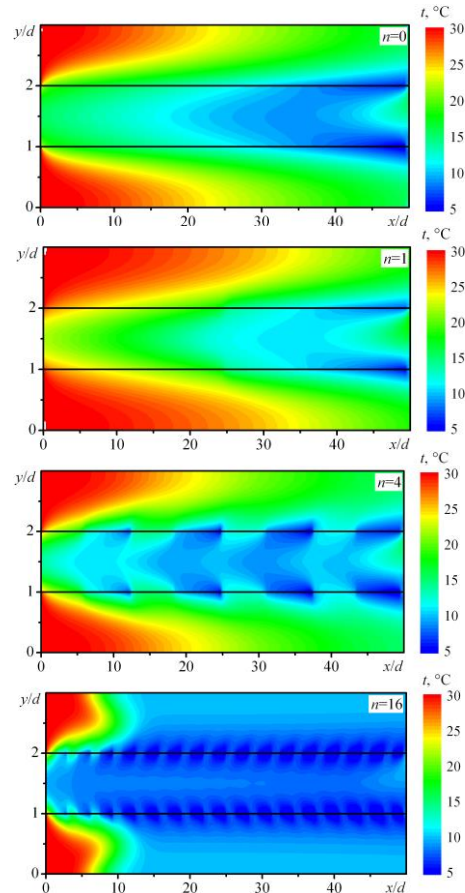


Рис. 2. Поля температур при изменении числа увлажняемых участков n

При ступенчатом чередовании влажных участков по длине канала, как это наглядно следует из Рис. 2 ($n = 1, 4$ и 16), картина теплового процесса значительно усложняется и затягивается на значительно более протяженные расстояния от входа в канал.

В работе подробно обсуждаются теплообменные характеристики испарительных ячеек при вариации числа влажных участков и их длины.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-08-00372).

Список литературы:

1. Терехов В.И., Горбачев М.В., Кхафаджи Х.К. Испарительное охлаждение воздуха в адиабатном канале при чередовании влажных и сухих участков // Теплофизика и аэромеханика. – 2016. – Т. 23, № 2. – С. 229–239.
2. Rianguilaikul B, Kumar S., An experimental study of a novel dew point evaporative cooling system, Energy and Buildings, 2010, vol. 42, no. 5, pp. 637-644.

УДК 532.529.2

ПОВЫШЕНИЕ ПОЛНОТЫ СЕПАРАЦИИ СМЕСИ ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ

Давлетшин И.А.¹, Михеев Н.И.¹, Душина О.А.¹, Паерелий А.А.¹, Фафурин В.А.²

¹ ФИЦ «КазНЦ РАН», 420111, Россия, Казань, ул. Лобачевского, 2/31

² ФГУП «ВНИИР», 420100, Россия, Казань, ул. 2-я Азинская, 7а

Эффективное разделение водонефтяных смесей является важнейшей задачей нефтяной отрасли. В последние годы большую актуальность приобрело метрологическое обеспечение нефтяных промыслов. Необходимость измерений расходов многофазных (многокомпонентных) потоков зачастую связана с процессами смешения и сепарации различных жидкостей и газов как в самих расходомерах, так и в поверочных установках [1-3]. Поэтому эффективная организация этих процессов способно улучшить показатели соответствующих устройств и установок.

В работе предложена схема и разработана экспериментальная установка для максимально полной сепарации смеси двух несмешивающихся жидкостей гравитационным методом (см. рис. 1). Представлены результаты экспериментального исследования процесса сепарации воды и растворителя Exxsol D100 (имитатора нефти).

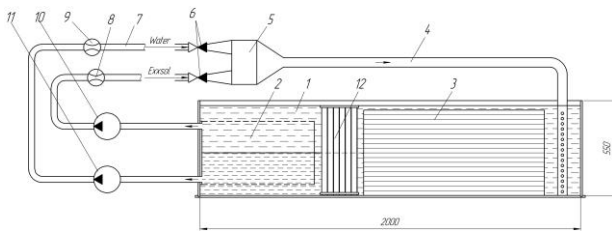


Рис. 1. Сепаратор: 1 – емкость; 2 – заборное устройство; 3 – коалесцирующее устройство; 4 – канал; 5 – смеситель; 6 – обратные клапаны; 7 – линия подачи воды в смеситель; 8 – расходомер на линии подачи Exxsol в смеситель; 9 – расходомер воды; 10 – насос подачи Exxsol; 11 – насос подачи воды; 12 – успокоитель потока.

Установка представляла собой открытую сверху емкость 1 длиной 2 м и сечением $0,4 \times 0,55 \text{ м}^2$. Стенки резервуара, заборное 2 и коалесцирующее 3 (волнообразные горизонтальные пластины) устройства, изготовленные из прозрачного материала (поликарбоната), позволяли проводить визуальные наблюдения за процессами взаимодействия компонентов смеси. Системы подачи воды и Exxsol обеспечивали движение жидкостей в установке в режиме циркуляции.

Смесь создавалась путем подачи воды и Exxsol в смеситель 5 и далее в трубу 4 диаметром 40 мм и длиной 2,5 м. Других специальных воздействий на параметры смеси не производилось. Для визуализации процессов смешения и разделения в опытах использовались подкрашенный нефтью Exxsol. Эксперименты проводились при температуре и давлении окружающей среды. Рассматривались две компоновки установки сепарации: с успокоителем потока 12 в виде пучка труб и без него.

Эксперименты проводились в следующих диапазонах массовых расходов:

- Exxsol $G_{\text{Ex}}=(0,5 - 3,3) \text{ кг/с}$;

- воды $G_{\text{W}}=(0,5 - 3,1) \text{ кг/с}$;

- смеси $G_{\Sigma}=G_{\text{Ex}}+G_{\text{W}}=(1,0 - 4,1) \text{ кг/с}$.

Качественная работа установки оценивалась по структуре течения смеси в емкости – по степени перемешивания компонентов, их расслоению, попаданию примесей в отсеки заборного устройства.

Количественная оценка работы сепаратора была проведена по анализу проб жидкостей из магистралей установки. С этой целью из патрубков заборного устройства отбирались пробы объемом от 5 до 20 мл и заливались в пробирки. В течение 10 – 20 мин пробы отстаивались. Затем после расслоения компонентов производились измерения их количеств и соотношений в пробирке. Наиболее чувствительным и показательным к расходам компонентов смеси в сепараторе оказалось содержание Exxsol в пробе воды (см. рис. 2).

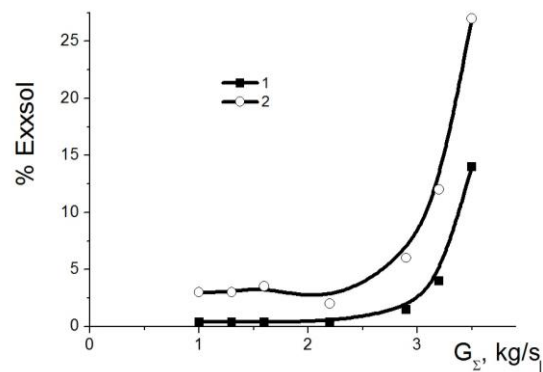


Рис. 2. Объемная доля Exxsol (%) в пробе воды при $G_{\text{W}} \sim G_{\Sigma}$: 1 – с успокоителем потока; 2 – без успокоителя.

Результатами исследований установлено, что предложенная схема с коалесцирующим устройством и успокоителями потока путем подавления турбулизации потока приводят к заметному повышению полноты сепарации смеси. Возможно обеспечение сепарации смеси с содержанием дисперсной фазы в компонентах не более 0,1% при средней скорости потока в сепараторе не более 2 см/с ($G_{\Sigma}=2,8 \text{ кг/с}$) и времени ее пребывания в установке не менее 100 сек. Полученные показатели являются вполне конкурентоспособными на мировом уровне.

Список литературы:

1. A. F. van den Heuvel, et al., Are Multiphase Flow Meters ready for calibration? in Proceedings of the Milestones in Metrology, Venice, Italy, May 2012.
2. Falcone, Gioia, Geoffrey Hewitt, and Claudio Alimonti. Multiphase flow metering: principles and applications. Developments in Petroleum Science. Vol. 54. Elsevier, 2009.
3. N. Glen and D. Millington, Live fluids or controlled fluids: how should we calibrate a multiphase flow meter? 34th International North Sea Flow Measurement Workshop, 25-28 October 2016.

ПАРОВАЯ КОНВЕРСИЯ C₂-C₄ АЛКАНОВ В МИКРОКАНАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

Димов С.В., Гасенко О.А., Кузнецов В.В.

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

Паровая конверсия углеводородов (в основном метана) является основным способом производства водорода и синтез газа [1]. Развитие химии низших алканов (предельных углеводородов) обусловлено необходимостью в большей степени использовать природный и попутный газы в качестве сырья для химической промышленности из-за неизбежного сокращения объемов добываемой нефти. Каталитическая паровая конверсия этана, пропана, бутана происходит при меньших температурах (500-600 °С), чем паровая конверсия метана (800 °С) [2]. Основными продуктами в данных реакциях являются водород, окись и двуокись углерода. Одной из основных проблем при этом является поиск катализаторов, обладающих высокой активностью и стабильностью для реакции паровой конверсии, устойчивых к зауглероживанию, обладающих высокой термической устойчивостью. В данной работе проведено исследование паровой конверсии газа углеводородного сжиженного, состоящего, в основном, из смеси этана, пропана и бутана, в кольцевом микрореакторе с нанесенным на внутреннюю стенку канала родиевым катализатором. Определена степень конверсии различных компонентов исходного продукта в зависимости от температуры реактора и времени контакта.

Катализатор получен синтезом многоядерных координационных соединений с последующим термо-разложением до высокодисперсных наноразмерных оксидов и представляет собой многокомпонентные наноструктуры на основе Rh, La₂O₃, BaO. Носителем катализатора является механоактивированный гамма-Al₂O₃. На рис. 1 приведено изображение катализатора, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа, и показаны наночастицы родия.

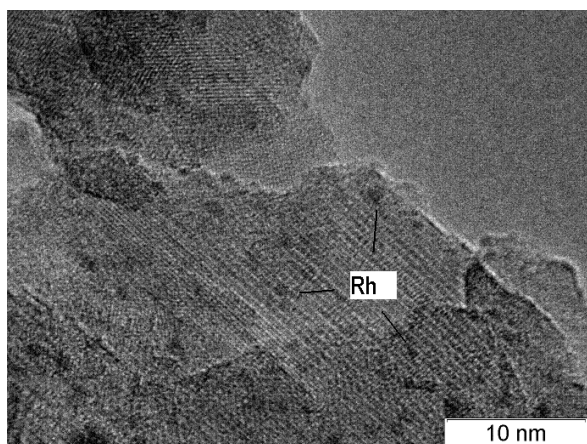


Рис. 1. Фотография катализатора.

Эксперименты выполнялись на установке описанной в работе [3] для трех времен контакта 65, 82,

109 мс. Смесь топливного газа и воды, состав которой задавался массовыми регуляторами расхода, подавалась в камеру предварительного нагрева, а затем в кольцевой микрореактор с зазором 950 мкм. В процессе опытов измерялись температура реактора и состав продуктов реакций с использованием хроматографа с масс селективным детектором Agilent, а также хроматографа Маэстро с датчиком по теплопроводности. Температура в реакционной зоне регулировалась внешним электрическим нагревателем. На рис. 2 приведена степень конверсии этана $X_{Et} = (n_{Et,in} - n_{Et,out}) / n_{Et,in}$ в зависимости от температуры для трех времен контакта, где n_i молярный расход.

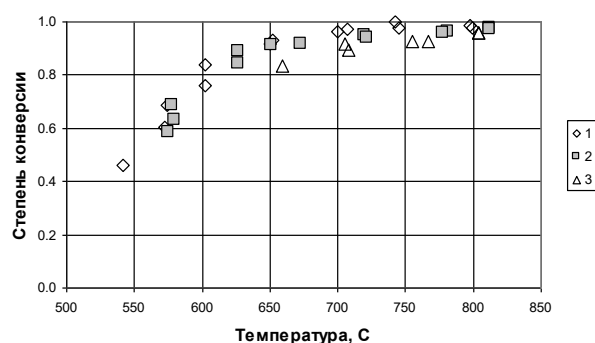


Рис. 2 Температурная зависимость степени конверсии этана для разных времен контакта: 1 – 109, 2 – 82, 3 – 65 мс.

Проведенные эксперименты показали высокую активность и стабильность катализатора на основе родия на модифицированном многослойном носителе гамма-Al₂O₃ при паровой конверсии газа углеводородного сжиженного в условиях избытка водяного пара. Получено, что конверсия основных компонентов сжиженного газа происходит при температуре 550-650 °С, определены энергии активации паровой конверсии основных компонентов сжиженного газа. Селективность получения водорода при исследованных параметрах близка к предельной, а селективность образования окиси углерода повышается с увеличением температуры реактора.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Арутюнов В. С., Крылов О. В. Окислительные превращения метана. – Наука Публицерс, 1998.
2. Schädel B. T., Duisberg M., Deutschmann O. Steam reforming of methane, ethane, propane, butane, and natural gas over a rhodium-based catalyst// Catalysis Today. 2009. V.142. P. 42–51.
3. Kuznetsov V.V., Vitovsky O.V. and Gasenko O.A. Methane Steam Reforming in an Annular Microchannel with Rh/Al₂O₃ Catalyst//Jour. of Engineering Thermophysics. 2009. V.18. P. 187-196.

УДК 536.24.083

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЯ ТАЛОВСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ СИБИРИ

Карелин В.А.^{1,2}, Саломатов Вл.В.^{1,2}

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

² Новосибирский Государственный Университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Процессы сушки влажных материалов, включая и уголь, относятся к наиболее энергоёмким. Из классификации существующих способов можно выделить следующие: с вводом тепла через поверхность (кондуктивный), непосредственно в объём (электромагнитные волны), комбинированный.

При этом для каждого материала и в определённых целях его использования следует выбирать свой наиболее эффективный способ. Объектом исследования в данной работе является бурый уголь малоосвоенного Таловского месторождения. Основные задачи сушки: снижение влажности до требуемых по технологии 10-12%, создание оптимальных градиентов температуры, давления и влажности для снижения времени и энергозатрат на сушку. Одним из востребованных подходов является использование СВЧ излучения. Уголь представляет собой влажный пористый материал, что способствует интенсивному объёмному поглощению микроволнового излучения.

Для поиска рационального метода СВЧ-нагрева и сушки востребовано прежде всего моделирование процессов, которое будет учитывать параметры установки и образца. При этом требуется контролировать изменение влажности, температуры, давления и структуры образца угля, от которых зависит эффективность сушки и которые необходимо учитывать.

При этом использование СВЧ-волн может индуцировать нагрев диэлектрического материала двумя способами: диэлектрические потери за счёт релаксационной поляризации и нагрев током проводимости в местах с повышенной проводимостью. Раскрыть механизм поглощения углём энергии электромагнитных волн возможно лишь в условиях полноты знаний об электрофизических параметрах, таких как диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, проводимость и др. Измерению этих характеристик и поиску характерных закономерностей в ходе нагрева и сушки посвящена данная работа.

Полученные результаты

1. Измерения проводимости угля позволяют определить вклад тока проводимости в нагрев материала. Образец угля Таловского месторождения был обработан в виде параллелепипеда для большей точности измерения. Измерения сопротивления проводились при помощи омметра (см. рис. 1). При этом значение проводимости составило: $4.7 \cdot 10^{-3} \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$. Общую поглощённую мощность в угле от СВЧ излучения можно выразить выражением:

$$P = 2 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 \cdot f \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot d + \sigma \cdot E^2$$

Сопротивление угля при напряжении выше 1 В

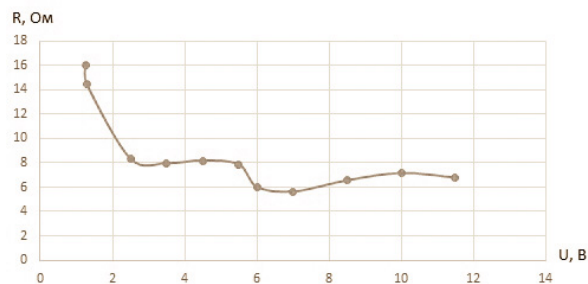


Рис. 1. Зависимость сопротивления подготовленного образца угля от приложенного напряжения.

где ε - относительная диэлектрическая проницаемость среды, E - напряженность электрического поля, f - частота, $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс диэлектрических потерь, d - расстояние между электродами, σ - удельная электропроводность.

Значения полученной проводимости позволяют заключить, что диэлектрический механизм нагрева угольного слоя СВЧ излучением будет преобладать над нагревом током проводимости.

2. Дальнейшие измерения были направлены на изучение диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь в зависимости от влажности и температуры. Таких зависимостей не было найдено ранее для данного вида угля. Для измерений был собран стенд, включающий в себя резонатор, векторный анализатор цепей, нагревательную систему и датчики измерения влажности и температуры образца. По полученным данным поглощённой энергии СВЧ волн на частоте 2,45 ГГц измерялись зависимости электрофизических параметров от влажности и температуры (см. рис. 2).

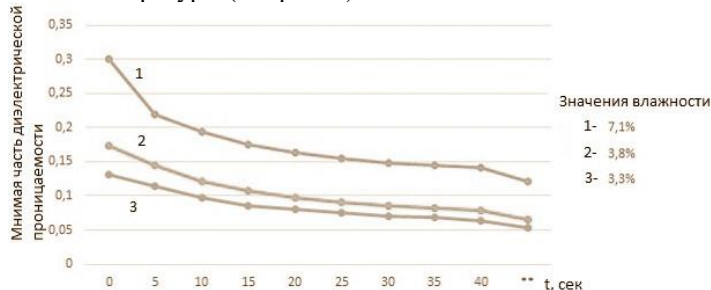


Рис. 2. Изменение мнимой части диэлектрической проницаемости по мере остывания образца при разной влажности.

Данные зависимости будут заложены в модель нагрева и сушки при помощи СВЧ - данные параметры оказывают наибольшее влияние на эти процессы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-08-00752 А)

УДК 536.24+621.3.089.2

ТЕПЛООТДАЧА ПАКЕТА ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛАСТИН В КРАТКОВРЕМЕННЫХ ПРОЦЕССАХ

Кирсанов Ю.А.¹, Макарушкин Д.В.¹, Юдахин А.Е.¹, Кирсанов А.Ю.²

¹ Институт энергетик и перспективных технологий –
структурное подразделение ФИЦ «Казанский научный центр РАН»

² ФГБОУ ВО «КНИТУ им. А.Н. Туполева», г. Казань

В технических устройствах тепловые процессы протекают за ограниченный промежуток времени (период). В докладе представлены экспериментальные исследования влияния длительности периода на среднюю за период теплоотдачу пакета пластин. Экспериментальной установкой служил лабораторный регенеративный воздухоподогреватель. Описаны методика измерений и результаты измерений теплоотдачи гладких пластин (насадки) из легированной стали AISI-430 толщиной 2 мм. Ширина пластин 50 мм, длина – 100 мм. Пакет состоит из 13 пластин, установленных на расстоянии 2 мм друг от друга.

Прямые измерения определяющих величин выполнены автоматизированной измерительной системой (АИС) с интервалом 0,02 с. АИС включает в себя датчики давления, ХК термодпары, персональный компьютер (ПК) и устройство ввода-вывода фирмы National Instruments PCI-6251, подключаемое к PCI-шине ПК. Основные характеристики устройства ввода-вывода: диапазон входных аналоговых напряжений – от 0 до 0,1 В; погрешность измерения ± 0,3 мкВ. Программное обеспечение АИС выполнено в среде графического программирования LabVIEW (лицензионное соглашение № 777455-03, серия № M71X16236).

К определяющим величинам относятся: температура пластин и воздушных потоков на входе и выходе рабочего участка, перепады давления на пакете пластин и на расходомерных (сужающих) устройствах, давления перед сужающими устройствами в холодном и горячем периодах цикла. Кроме этого измерялись температуры потоков перед расходомерами, барометрическое давление, температура и относительная влажность окружающего воздуха. Измерения проводились на установившихся режимах при нескольких значениях длительности периодов τ_p : 2,6 с; 5 с; 10 с; 20 с и 40 с.

Определяющие числа подобия находятся в границах: $1,04 \cdot 10^3 < Re < 5 \cdot 10^3$; $0,915 < Pr_f / Pr_w < 1,081$; $139 < No \equiv w_f \tau_p / l < 11750$; $6 < Gr < 4,963 \cdot 10^5$; $0,915 < Pr_f / Pr_w < 1,081$. В качестве определяющего размера в числах Рейнольдса и Нуссельта использован эквивалентный гидравлический диаметр межпластинных каналов $d_s = 3,315 \cdot 10^{-3}$ мм, в числе Грасгофа – высота отдельного канала.

Результаты измерений мгновенных Nu и осредненных за период значений чисел Нуссельта Nu_{cp} при $Re = 1108 \pm 16$ – в холодном периоде и $Re = 1048 \pm 20$ – в горячем представлены соответственно на рис. 1 и 2. На рисунках также показаны линии для чисел Нуссельта, соответствующих стационарному теплообмену на ламинарном режиме [1]:

$$Nu_{st} = 1,85 (Re Pr d_s / l)^{1/3} (Pr_f / Pr_w)^{0,4} C_l, \quad (1)$$

где $C_l = 1,906 (d_s / l)^{0,173}$ – поправка на длину канала [2].

Из графиков на рис. 1 и 2 следует, что сокращение длительности периода способствует интенсификации теплообмена и тем значительнее, чем меньше величина τ_p .

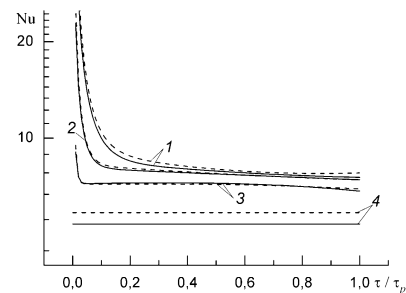


Рис. 1. Зависимость мгновенных значений числа Нуссельта от относительного времени в холодных (сплошные линии) и горячих (пунктирные линии) периодах при длительностях периодов τ_p : 1 – 5 с; 2 – 10 с; 3 – 40 с; 4 – уравнение (1).

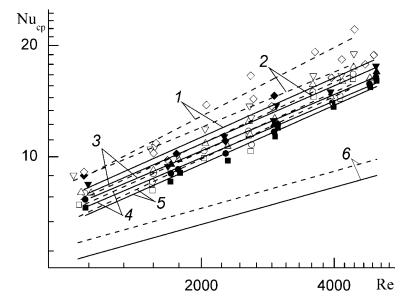


Рис. 2. Зависимость среднего за период числа Нуссельта от числа Рейнольдса в холодных (сплошные линии и темные значки) и горячих (пунктирные линии и светлые значки) периодах при длительностях периодов τ_p : 1 – 2,6 с; 2 – 5 с; 3 – 10 с; 4 – 20 с; 5 – 40 с; 6 – уравнение (1).

Опытные точки, показанные на рис. 2, обобщены уравнением регрессии (корреляция 80%):

$$\frac{Nu}{Nu_{st}} = 1 + 1,21 No^{-0,2} \left(\frac{Re}{1000} \right)^{0,57}.$$

Полученные результаты могут быть полезны разработчикам оборудования, в котором протекают кратковременные тепловые процессы, например, регенеративных воздухоподогревателей.

Список литературы:

1. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие.– М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
2. Кирсанов Ю.А. Циклические тепловые процессы и теория теплопроводности в регенеративных воздухоподогревателях. М.: Физматлит, 2007. 240 с.

УДК 532.525.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРСПЕКТИВНОГО СПОСОБА ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ

Копьев Е.П., Шадрин Е.Ю.

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

Эффективное диспергирование жидкости – одна из актуальных научно-технических проблем. Генерация аэрозолей с малым разбросом параметров по концентрации и дисперсному составу является важнейшей задачей при создании различных теплоэнергетических устройств, разработке технологий нанесения покрытий, систем охлаждения и пожаротушения и многих других. Для усовершенствования и развития современных технологий необходима детальная информация о характеристиках потоков, получаемых при распылении различных веществ.

В данной работе экспериментально изучается перспективный способ распыла жидкого углеводородного топлива высокоскоростной газовой струей [1,2]. Отличительной особенностью данного способа является то, что топливо и распыляющая среда – предварительно не смешаны друг с другом: газовая фаза подается из форсунки в виде струи, на которую натекает жидкое топливо, тем самым формируя мелкодисперсный газок капельный поток. На практике это является важным преимуществом, поскольку нет контакта топлива с форсункой, за счет чего не происходит коксование ее поверхностей и последующие сбои в работе горелочного устройства, реализующих данный способ распыла топлива. Эффективность предложенного способа зависит от дисперсного состава и структуры газок капельного потока, определяющих интенсивность протекания процесса горения и, в конечном счете, скорость реакции и состав продуктов сгорания.

С использованием метода теневой фотографии [3] исследован дисперсный состав газок капельного потока при распылении некондиционного топлива высокоскоростной газовой струей.

Метод основан на регистрации теневой фотографии объекта, имеющего коэффициент преломления, отличный от окружающей его среды (рис.1). При этом за исследуемым объектом (относительно камеры) располагается диффузный источник света с равномерным пространственным распределением интенсивности (люминесцентный экран с родаминовым покрытием). Плоскость фокусировки объектива камеры находится в непосредственной близости к объекту исследования – для получения наибольшей четкости теневой фотографии. Цифровой анализ теневое изображение позволяет определить положение и границу объекта. Данный метод позволяет измерять частицы с размерами от 10 до 1000 мкм.

В экспериментах использовалась ССD камера Видеоскан 4021 (с разрешением 2048×2048 пикселей, частотой съемки до 1,25 Гц, временем экспозиции

28 мс) и макрообъектив с фокусным расстоянием 180 мм, что обеспечивает размер измерительной области до 10×10 мм с хорошим пространственным разрешением (увеличение 1,5:1).



Рис. 1. Распыление жидкого топлива газовой струей.

Исследования выполнялись на экспериментальном стенде, оснащенном блоком распыла топлива, используемого в горелочном устройстве, автоматизированной системой управления подачи топлива, электронными весами – для контроля расхода топлива, а также необходимыми контрольно-измерительными приборами.

Измерения проведены при различных режимных параметрах на различном расстоянии от форсунки. При этом определены оптимальные значения расходов газовой фазы и топлива, при которых достигается наименьший преимущественный размер капель в потоке.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

Список литературы:

1. Патент РФ на изобретение № 2450207, Горелочное устройство. Опубликовано 10.05.2012, приоритет от 28.10.2010, патенто-обладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С.
2. Патент РФ на изобретение № 2647172, Горелочное устройство. Опубликовано 14.03.2018, приоритет от 29.05.2017, патенто-обладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С., Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю.
3. Янкова В.Г., Грибанова С.В., Удянская И.Л., Краснюк (мл.) И.И., Ложкин Ю.А., Гобызов О.А. Изучение дисперсного состава капель дозированного назального спрея ксиллметазолина гидрохлорида методом теневой фотографии // Фармация. 2015. № 5. С. 29-33.

УДК 519.6, 621.1.016, 621.18

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФАКЕЛЬНОГО СЖИГАНИЯ БУРОГО УГЛЯ В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ С ВЕРХНЕРАСПОЛОЖЕННЫМ ВТОРИЧНЫМ ДУТЬЕМ

Красинский Д.В.

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

Одной из актуальных задач угольной энергетики является разработка топочных устройств с характеристиками, обеспечивающими высокоэффективное и экологически безопасное сжигание угольного топлива в котельных агрегатах ТЭС, в том числе при расширении топливно-сырьевой базы за счет использования низкосортных и бурых углей. Перспективным направлением в этой связи является применение в топочных устройствах технологии форсированного высокотемпературного режима сжигания распыленного угля в вихревом потоке компактной камеры горения [1]. Топочное устройство, прототип конструкции которого был развит в 1970–80-х годах в НПО ЦКТИ на основе этой технологии, известно как вихревая топка [1–3]. С целью усовершенствования исходной конструкции ЦКТИ в ИТ СО РАН ранее была разработана модифицированная схема вихревой топки (патент РФ № 2042084), отличительной особенностью которой является дополнительное тангенциальное дутье пылевоздушной струи через горелку в нижней точке периметра камеры горения (схема «ВТ2Н»), при этом в работах соавторов (см., например, [2]) представлены результаты экспериментальных и численных исследований аэродинамики и топочных процессов при сжигании распыленного угля в этой модификации вихревой топки.

В данной работе рассматривается новый вариант «ВТ2В» усовершенствования конструкции вихревой топки (патент РФ № 2585347), в котором горелка дополнительного дутья расположена в верхней части камеры горения и ориентирована вертикально вниз (см. рис. 1). Поэтому такую схему подачи горелочных струй можно назвать конфигурацией с верхнерасположенным вторичным дутьем. Некоторые результаты численного 3D моделирования аэротермохимических процессов при факельном сжигании бурого угля в вихревой топке «ВТ2В» были представлены

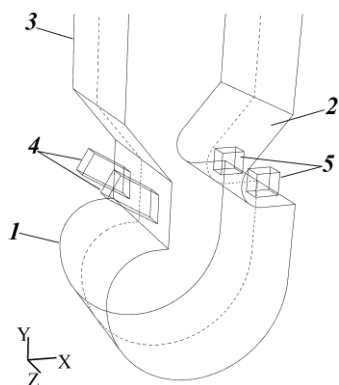


Рис. 1. Схема вихревой топки «ВТ2В» (верхняя часть камеры охлаждения не показана): 1 – вихревая камера горения; 2 – диффузор; 3 – камера охлаждения; 4 – основные горелки; 5 – дополнительные горелки. Пунктирной линией обозначена плоскость симметрии.

в предыдущей работе [3]. Вместе с тем, поскольку конфигурация «ВТ2В» предложена недавно, необходимы дополнительные расчетные оценки ее показателей для некоторого диапазона рабочих режимов сжигания угольного топлива. Поэтому целью настоящей работы является дальнейшее численное исследование процессов тепломассопереноса при сжигании распыленного угля, проведенное для другого (в отличие от работы [3]) варианта рабочего режима вихревой топки «ВТ2В». А именно, в данном варианте расчетов были приняты следующие режимные параметры: расход подсушенного Березовского бурого угля КАБ 2.4 кг/с (на моделируемый объем полусекции топки), тонина помола угля $R_{90}=30\%$, коэффициент избытка воздуха в топке $\alpha=1.15$.

Применяемая физико-математическая модель пространственного турбулентного течения, процессов тепломассопереноса и горения твердого распыленного топлива в топочных устройствах ТЭС основана на смешанном эйлер-лагранжевом описании двухфазной среды, и позволяет описать все основные взаимосвязи процессов переноса за счет турбулентной аэродинамики, межфазного взаимодействия, химического гетерогенного и газофазного реагирования, лучистого теплообмена. Описание этой модели, численного алгоритма и граничных условий приведено в [2, 3]. Расчеты выполнены с использованием CFD-пакета FLUENT.

В результате численного исследования получена детальная информация о трехмерной аэротермохимической структуре турбулентного полидисперсного реагирующего течения в вихревой топке «ВТ2В», включая распределения скорости, температуры, тепловых потоков и концентраций в топочном объеме. Также получены интегральные теплотехнические и экологические показатели топки «ВТ2В», проведен их анализ в сравнении с характеристиками для варианта из работы [3]. Полученные результаты численного 3D моделирования топочных процессов создают научную основу для дальнейшей оптимизации конструктивных и режимных параметров вихревой топки «ВТ2В».

Список литературы:

1. Саломатов В.В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006.
2. Красинский Д.В., Саломатов В.В., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю., Аникин Ю.А. Моделирование топочных процессов при сжигании распыленного угля в вихревой топке усовершенствованной конструкции. Часть 2. Горение бурого угля КАБ в вихревой топке // Теплоэнергетика, 2015, № 3, с.54-61.
3. Krasinsky D.V., Sharypov O.V. Numerical modeling of pulverized coal combustion in the vortex furnace with dual upper-port loading // J. Engng. Thermophys. – 2015. – Vol. 24, No. 4. – P. 348-356.

Работа выполнена за счет средств, полученных от
ФАНО России

УДК 532.5.013

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРЕЦЕССИРУЮЩЕГО ВИХРЯ

Литвинов И.В.^{1,2}, Шторк С.И.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630060, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Работа посвящена экспериментальным способам определения параметров прецессирующего винтового вихря на выходе из сопла тангенциальной вихревой камеры [1]. Эксперименты проводились для условий сильной закрутки потока ($S=2.4$) при расходе воздуха 15 л/с, среднерасходной скорости в сопле 7.06 м/сек и соответствующем числе Рейнольдса $Re \approx 2.3 \cdot 10^4$. Опыты проводились в области автономности безразмерной частоты прецессии относительно Re .

Распределения скорости были измерены с помощью трехкомпонентной стерео-PIV системы «Полис» состоящей из сдвоенного импульсного лазера Nd:YAG (Quantel EVG) (70 мДж в импульсе длительностью 10 нс), двух CCD камер «IMERX» (2060 × 2056 пикс, 8 бит) и синхронизирующего процессора. Управление системой, сбор, хранение и обработка данных осуществлялись при помощи компьютера с программным обеспечением «ActualFlow». При измерениях скорости синхронно регистрировались пульсации давления в акустическом поле закрученной струи. Пульсаций давления с частотой прецессии вихревого ядра использовался в качестве опорного сигнала для отслеживания фазы прецессии вихря. Фазовое осреднение, как правило, проводилось по 100 PIV-изображениям. На Рис. 1 показано фазово-осредненное распределение трех компонент скорости в сечении $z = 0$. Здесь отчетливо видно отклонение центра вихревой структуры от центрального положения, максимум аксиальной скорости, который находится между ядром вихря и стенкой сопла, а также область возвратного течения, которая смещена относительно центра камеры и «запаздывает» за центром вихря.

Параметры винтовой вихревой структуры были определены на основе средних, фазово-осредненных по угловому положению вихря, а также мгновенных распределений скорости. Радиус прецессии и радиус вихревого ядра оценивались из аппроксимаций экспериментальных данных модельными распределениями вихря Scully, а также с помощью специальных скалярных функций $\Gamma_{1,2}$, согласно [2], которые рассчитывались из мгновенных распределений скорости.

Для определения шага винтового вихря были проведены фазово-осредненные измерения для нескольких сечений по высоте с шагом 5 мм в диапазоне $z=0-25$ мм. Шаг винтовой структуры был определен из линейной зависимости угла поворота винтового вихря, привязанного к определенному пространственному положению, от высоты над соплом. Из-за распада вихря за соплом камеры происходит быстрая дисси-

пация вихревого ядра (для $z > 30$ мм ядро вихря уже нельзя идентифицировать по распределению завихренности), поэтому модель винтового вихря была применена для локального участка вихря ($z=0-25$ мм).

Все сделанные оценки геометрических параметров прецессирующего вихря использовались для расчета частоты прецессии по аналитической формуле, полученной на основе модели винтового вихря [3, 4]. Отличие расчетной частоты от измеренной с помощью акустического датчика укладывается в 10%. Результаты сделанных оценок позволили сравнить безразмерные значения параметров винтовой вихревой структуры, определенные разными способами: на основе осредненных по времени, фазово-осредненных, а также мгновенных распределений скорости с помощью различных методов идентификации вихревых структур (завихренность, $\Gamma_{1,2}$, «swirling strength»-критерий) и выбрать наиболее оптимальный способ определения параметров вихря.

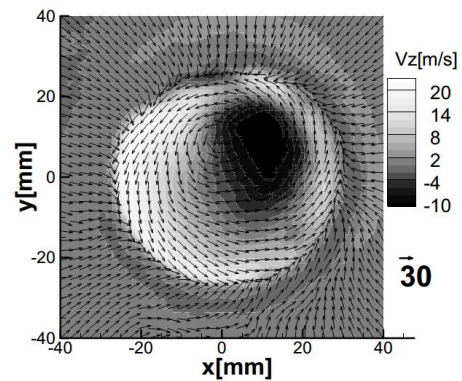


Рис. 1. Фазово-осреднённое распределение скорости над соплом тангенциальной вихревой камеры (диаметр сопла 52 мм).

Список литературы:

1. Litvinov, I.V., Shtork, S.I., Kuibin, P.A., Alekseenko, S.V. and Hanjalic, K., Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler. International Journal of Heat and Fluid Flow. 2013. Vol. 42. pp.251-264.
2. Graftieaux L., Michard M. and Grosjean N., Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. Measurement Science and technology, 2001. Vol. 12. pp.1422.
3. Alekseenko S.V., Kuibin P.A., Okulov V.L., Shtork S.I. Helical vortices in swirl flow // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 382. P. 195-243.
4. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.

УДК 621.438

РАБОЧЕЕ ТЕЛО ДЛЯ УТИЛИЗАЦИОННОГО ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА МЕГАВАТТНОГО КЛАССА НА ОСНОВЕ ОЦР

Мильман О.О.¹, Шифрин Б.А.¹, Перов В.Б.¹, Лукин В.В.², Чебанюк С.В.²

¹ ЗАО НПВП «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, ул. Комсомольская роща, 43

² ОАО «Калужский турбинный завод»,
248010, Россия, Калуга, ул. Московская, 241

В районах с холодным климатом, теплоутилизационные энергоустановки на основе ОЦР приобретают неоспоримые эксплуатационные преимущества перед пароводяными установками, главным из которых является низкая температура замерзания [1].

Представлена концепция оптимизации облегченной установки на основе ОЦР для выработки электроэнергии в объеме собственных нужд газоконденсаторной станции, составляющих не более 20...25% от потенциально возможной величины. В вариантах установок, рассчитанных на производство электроэнергии для собственных нужд, располагаемое тепло используется лишь частично, а главным критерием оптимальности становится минимальная стоимость капитальных затрат на ее создание.

В настоящей работе предложена методика оценки капитальных затрат на создание установки на самых ранних стадиях проектирования, когда выбирается тип рабочего тела (РТ) и основные параметры тепловой схемы. Методика базируется на тепловом расчете, включающем оценки основных параметров турбинной части и необходимости использования редуктора, а также расчет площади теплопередающих поверхностей всех теплообменных устройств и, на этой основе, их стоимости.

Методика определения капитальных затрат использована для выбора типа РТ и основных параметров тепловой схемы для установки класса мощности 1 МВт. Для этого по предложенной методике была выполнена серия расчетов с использованием пяти видов РТ (гексаметилдисилоксан (ММ), фторуглерод C₄F₁₀, хладон R134a, FC-72 (PP1) и н-пентан), выбранных из числа возможных [2,3].

При расчете капитальных затрат было установлено, что весомой составляющей цены установки для некоторых видов рабочих тел являются затраты на заправку установки рабочим телом. Для рабочих тел, имеющих перспективные характеристики, но высокую цену, таких, как фторуглерод C₄F₁₀, стоимость капитальных затрат оказалась заведомо более высокой, чем у других вариантов.

На рисунке 1 представлена графическая зависимость стоимости установки на различных РТ от начальной температуры.

По итогам расчетов были сделаны следующие выводы:

1 Наиболее приемлемым по КПД, стоимости изготовления и монтажа утилизационного теплоэнергетического комплекса является использование н-пентана, несмотря на то, что это требует реализации комплекса мер пожаро- взрывобезопасности.

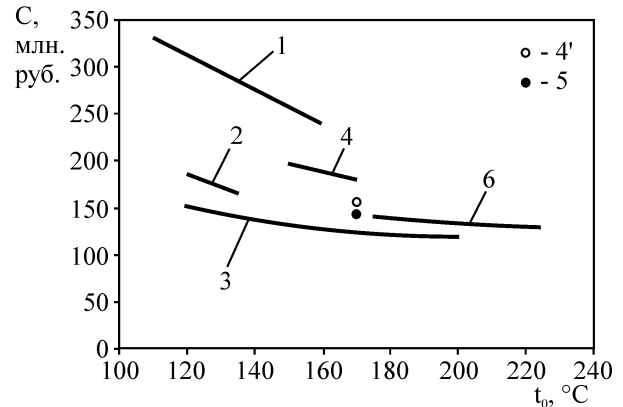


Рис. 1. Зависимость стоимости установки от начальных параметров для различных РТ с атмосферным конденсатором: 1 – C₄F₁₀; 2 – R134a; 3 – н-пентан; 4 – F-72, с вакуумным конденсатором: 4' – F-72; 5 – PP1; 6 – гексаметилдисилоксан.

2 Цикл на н-пентане, имеющий умеренные начальные параметры (температура 160°C, давление 1.5 МПа) представляется оптимальным как для реализации высоких показателей энергоэффективности (КПД -14...15%), так и в части технологии изготовления 4-5 ступенчатой турбины на базе технологий ОАО «КТЗ» с прямым приводом электрогенератора. Проработка проточной части турбины показала, что заявленный внутренний КПД турбины 0.8...0.81 обеспечивается с запасом.

3 Наиболее близкими к н-пентану по стоимости установки являются гексаметилдисилоксан и PP1, однако они менее доступны на рынке, и для реализации приемлемых технико-экономических показателей с их использованием необходим вакуумный конденсатор. Эти рабочие тела могут рассматриваться, как резервные.

Список литературы:

1. Мохов О.В. Применение ОЦР-технологии в системах утилизации бросового тепла//Промышленные и отопительные котельные и мини-ТЭЦ, 2016. № 1. С. 42-44.
2. Тоमारов Г.В., Шипков А.А., Сорокина Е.В. Совершенствование геотермальных установок с бинарным циклом// Энергетика. 2015. № 12. С. 40-48.
3. Тоमारов Г.В., Шипков А.А., Сорокина Е.В. Выбор оптимального рабочего тела для бинарных установок на предельно низкотемпературном теплоносителе//Теплоэнергетика. 2016. № 8. С. 59-67.

Научные исследования проводятся при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России; уникальный идентификатор прикладных научных исследований и экспериментальных разработок (проекта) RFMEFI57917X0148.

УДК 536.2

ГРАДИЕНТНАЯ ТЕПЛОМЕТРИЯ И PIV ДИАГНОСТИКА В ИССЛЕДОВАНИИ ТЕПЛООБМЕНА И ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО ОРЕБРЕННОГО ЦИЛИНДРА

Митяков В.Ю., Гусаков А.А., Греков М.А., Сероштанов В.В.

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

Оребрение различных поверхностей – широко распространенный способ интенсификации теплообмена, однако неравномерность распределения коэффициента теплоотдачи по поверхности ребер усложняет расчет теплообменников различной конфигурации. Кроме того, течение и теплообмен обычно изучают в ходе раздельных опытов, тогда как интенсивность теплосъема зависит от структуры течения. Также, до недавнего времени исследование теплообмена усложнялось отсутствием датчиков теплового потока с необходимыми быстродействием и размерами. Созданные на кафедре «Теплофизика энергетических установок» Санкт-Петербургского политехнического университета Петра великого градиентные датчики теплового потока (ГДТП) с быстродействием $10^{-8} \dots 10^{-9}$ с [1], что делает их практически безынерционным средством изучения большинства процессов теплообмена, позволяют совместить поле скорости около поверхности теплообмена с полем теплового потока.

Для комплексного исследования теплообмена и течения около оребренного цилиндра предложено совместить уникальную градиентную теплометрию с PIV диагностикой. Предлагаемый подход позволяет измерять плотность теплового потока на поверхности ребер и визуализировать поток вблизи ребра.

Создан экспериментальный стенд, состоящий из дозвуковой аэродинамической трубы кафедры «Теплофизика энергетических установок, оснащенный PIV системой «ПОЛИС» [2]. Исследуемая модель – полый цилиндр, обогреваемый насыщенным водяным паром с температурой, близкой к 100°C . На цилиндре смонтированы два кольцевых ребра: одно ребро – полое – моделирует «идеальное» (изотермическое) ребро, второе ребро выполнено из титанового сплава с теплопроводностью 9 Вт/м . На ребре установлены ГДТП с чувствительностью 10 мВ/Вт .

В первой серии опытов исследованы течение и теплообмен одиночного ребра (изотермического и неизотермического) различной высоты при поперечном и косом обтекании цилиндра. На рис. 1 представлены распределения коэффициента теплоотдачи от угловой координаты φ для различных режимов при косом обтекании. Результаты опытов согласуются с авторами [3]. Для получения поля температуры поверхности сплошного ребра использовался тепловизор FLIR P640 [4].

Во второй серии опытов изучалось влияние межреберного зазора u на поле скорости и местный коэффициент теплоотдачи α . Для визуализации поля скорости в межреберном канале на описанной модели выше и ниже исследуемого ребра смонтированы два дополнительных ребра тех же размеров и формы,

выполненных из оптически прозрачного оргстекла. Кроме того, наличие дополнительных ребер делает невозможным использование тепловизора. Для измерения температуры поверхности исследуемого ребра в местах установки ГДТП применена полустеславная термопара медь – титан.

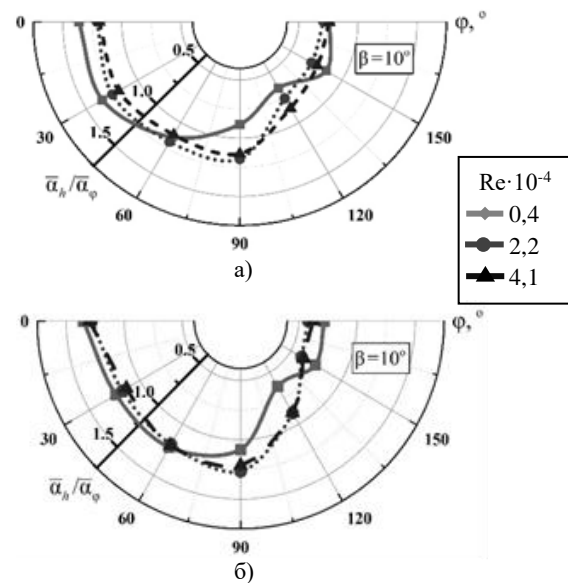


Рис. 1. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи по поверхности изотермического (а) и неизотермического (б) ребра

Предложенный подход является развитием комплексной методики, подробно описанной в работе [5]. Однако введение в систему тепловизионной диагностики и термометрии позволяют исследовать более общие задачи течения и теплообмена на различных неизотермических поверхностях.

Список литературы:

1. Основы градиентной теплометрии / С.З. Сапожников, В.Ю.Митякова, А.В. Митякова. – СПб.: Изд-во Политехн.ун-та, 2012. – 203 с.
2. «ПОЛИС» измеритель полей скорости [Электронный ресурс]/Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск. - Режим доступа: <http://www/itp.nsc.ru/piv/piv.htm>
3. Е.Н. Письменный. Теплообмен и аэродинамика пакетов поперечно-оребрённых труб. — Киев : Альтерпрес, 2004
4. V Yu Mityakov et al «Comprehensive study of flow and heat transfer at the surface of circular cooling fin», 2017 J. Phys.: Conf. Ser. 891 012095
5. Mityakov, A. Mityakov, V., Sapozhnikov, S., Gusakov, A., Bashkatov, A., Seroshtanov, V., Zainullina, E., Babich, A., «Hydrodynamics and heat transfer of yawed circular cylinder», Int. J. Heat Mass Transf., vol. 115, pp. 333-339, (2017)

УДК 697.921.4

ВОЗДУХО-ВОЗДУШНЫЙ ТЕПЛОБМЕННИК С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ И КАПЕЛЬНЫМ ОРОШЕНИЕМ

Низовцев М.И., Летушко В.Н., Бородулин В.Ю.

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

Улучшение теплозащитных характеристик ограждающих конструкций и повышение их герметичности предъявляет возрастающие требования к системам отопления и вентиляции [1]. Опыт эксплуатации многоквартирных и малоэтажных жилых зданий показывает, что энергозатраты на нагрев и охлаждение вентиляционного воздуха могут достигать до 50 % от общих энергозатрат [2]. В настоящее время системы вентиляции широко используются совместно с системами регенерации и рекуперации тепла. В таких системах для этого применяется теплообменники различных типов. В отдельную группу аппаратов можно выделить воздухо-воздушные теплообменники с промежуточным теплоносителем [3]. Основное преимущество таких устройств заключается в том, что они позволяют пространственно разнести места ввода и вывода вентиляционного воздуха, что упрощает применение механических вентиляционных систем.

В работе приведены результаты физико-математического моделирования и экспериментального исследования работы нового воздухо-воздушного теплообменника с промежуточным теплоносителем и капельным орошением насадки.

В основу математической модели положено представление о двух противоточных взаимопроникающих континуумах жидкой и газообразной фаз, которые, не смешиваясь, проходят сквозь друг друга, обмениваясь при этом теплом через некоторую фиксированную межфазную поверхность. При этом межфазная поверхность образуется на жесткой основе, в качестве которой выступает поверхность насадки [4].

Как показали выполненные экспериментальные исследования, важным параметром работы теплообменника является равномерность распределения теплоносителя по поверхности насадки. Проведены модельные эксперименты по определению равномерности распределения теплоносителя при «радиально-лучевой» и «равномерно-канальной» системах орошения, а также при дополнительном «периферийном» орошении. С применением ячеистого приемника теплоносителя определена несмещенная оценка выборочной дисперсии равномерности орошения при различных расходах теплоносителя для разных систем орошения (рис. 1).

$$D^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2,$$

где оценка выборочного среднего $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$, x_i –

высота уровня теплоносителя в i -ячейке приемника, N – количество ячеек в приемнике.

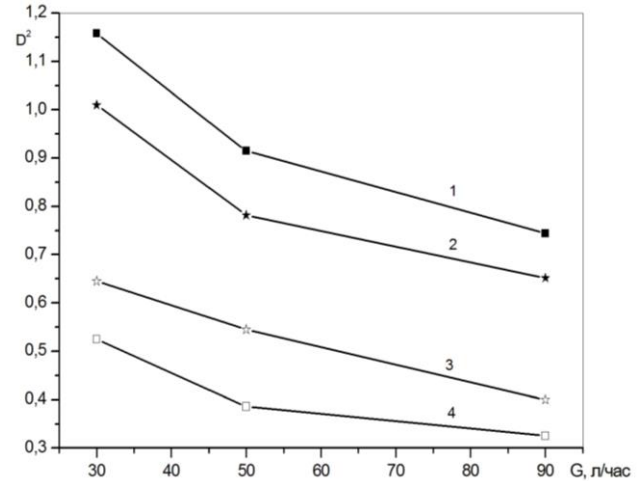


Рис. 1. Экспериментальная зависимость несмещенной оценки выборочной дисперсии равномерности орошения от расхода теплоносителя для систем орошения: 1 – «равномерно-канальной», 2 – «радиально-лучевой», 3 – «радиально-лучевой» и «периферийной», 4 – «равномерно-канальной» и «периферийной»

Согласно результатам с увеличением расхода теплоносителя для всех исследованных систем орошения насадки несмещенная оценка выборочной дисперсии снижалась, что свидетельствовало о повышении равномерности распределения теплоносителя. Наилучшая равномерность была получена для «равномерно-канальной» системы орошения совместно с «периферийным» орошением.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России (№ проекта 0322-2016-0012).

Список литературы:

1. J. Fernandez-Seara, R. Diz, F. J. Uhia, A. Dopazo, J. M. Ferro. Experimental analysis of an air-to-air heat recovery unit for balanced ventilation systems in residential buildings// Energy Conversion and Management 52 2011. V. 52. P. 635-640.
2. Rezaie B., Esmailzadeh E., Dincer I. Renewable energy options for buildings: Case studies// Energy and Buildings. 2011. V. 43. P. 56-65.
3. T. Zhang, X. Liu, Y. Jiang. Performance investigation and energy analysis of enthalpy recovery device using liquid desiccant// Applied Thermal Engineering. 2016. V. 106. P. 76-86.
4. В.Ю. Бородулин, М.И. Низовцев. Моделирование регенеративного воздушного теплообменника с промежуточным теплоносителем// Ползуновский вестник. 2015. № 4, Т. 1. С. 32-38.
5. Дж. Бендат, А. Пирсол. Прикладной анализ случайных данных. М. Мир. 1989. С. 541.

УДК 532.5

РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ГАЗОУДАЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЗАКРУТКИ ПОТОКА

Платонов Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Горюнов Ю.Н.¹, Жигарев В.А.¹, Дектерев Д.А.^{1,2}

¹ Сибирский федеральный университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время одной из актуальных проблем на промышленных предприятиях является очистка воздушной среды от загрязнений газами, дымом или пылью. Наиболее эффективным способом является удаление экологически вредных веществ в непосредственной близости источника их выделения, с целью предотвращения распространения загрязнений по всему помещению.

Существует большое количество концепций по удалению (аспирации) выбросов от источников их происхождения, однако практика показывает, что в большинстве случаев их эффективность остается крайне низкой. В связи с простотой реализации, наибольшее распространение на промышленных предприятиях, лабораториях, и т.д. получили вытяжные зонты, которые зачастую имеют громоздкую металлическую конструкцию и требуют значительных энергозатрат на прокачку больших расходов газа, с целью достижения необходимой производительности. Таким образом, с целью повышения эффективности газоудаления, целесообразно исследование и создание альтернативных способов местной вентиляции.

В результате обзора работ, было выяснено, что, в настоящее время, очень перспективными считаются системы локального газоудаления с принудительной закруткой потока. К их преимуществам относятся небольшие габариты, низкий уровень энергозатрат и эффективное удаление экологически вредных газобразных или аэрозольных продуктов из зоны дыхания оператора без создания помех для технологического процесса.

В данной работе проведено расчётно-экспериментальное исследование устройства локального газоудаления, основанного на закрутке потока. В качестве исследуемого образца была предложена модель, представленная на рисунке 1. Прототипом данной модели послужило устройство, описанное в [1,2].

Проведено численное моделирование работы данного устройства при помощи программного продукта ANSYS Fluent. Получены распределения скорости в зоне работы устройства, как с закруткой потока, так и без неё.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

По результатам расчётов был спроектирован модельный стенд. На стенде проведена серия экспериментов с различными соотношениями расхода воздуха через отводящий и подводящий канал. Экспериментально измерена зона охвата газоудаления.

По результатам исследования можно сказать что эксперимент и расчёт хорошо согласуются между собой. По предварительным оценкам закрутка потока позволяет существенно увеличить область захвата газоудаления по длине и ширине. На выходе из устройства в зоне оси центральной трубы, за счет создания дополнительного вихревого потока параллельного вытяжному, образуется зона разряжения, которая способствует более эффективному отводу вредных выбросов.

Выполнено при поддержке РФФИ и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности.

Список литературы:

1. S.Y. Spotar, I.A. Chokhar, V.V. Lukashov and D.S. Prozorov, 1995. Method and device for local ventilation. Russ. Patent. No. 2046258.
2. S.Y. Spotar, A.L. Sorokin, Focusing of the Flow Capture for Local Exhaust Ventilation Systems, American Journal of Applied Sciences, 2010, 7 (6): 732-738.

ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ ТЕПЛОПРОВОДОВ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Половников В.Ю.

Томский политехнический университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 30

Развитие систем централизованного теплоснабжения неразрывно связано с исследованиями тепловых режимов и тепловых потерь тепловых сетей. Исследования большой группы авторов [1–3] показывают, что высокая степень детализации анализа основных физических процессов даже для таких относительно простых систем как теплопроводы может создать объективные предпосылки для повышения энергоэффективности их работы.

Цель работы – численный анализ влияния нестационарности процессов теплопереноса в зонах размещения теплопроводов на их тепловые потери.

Рассматривается типичная бесканальная прокладка тепловой сети – трубопроводы, изолированные пенополиуретаном и защитным покровным гидроизоляционным слоем из полиэтилена [3]. Область решения задачи соответствует области решения, описанной в [3]. Для этой области решена двумерная нестационарная задача теплопереноса в системе «подземный бесканальный теплопровод – окружающая среда».

Математическая постановка задачи для рассматриваемой области решения является нестационарным вариантом постановки описанной в [3]. Эта задача по аналогии с [3] решена методом конечных элементов с использованием аппроксимации Галеркина.

Сезонное изменение температуры окружающей среды вычислялось по закону простого гармонического колебания. Предполагалось, что регулирование тепловой нагрузки в сети осуществляется количественным способом и она работает по температурному графику 95/70 °С. Амплитуда колебания температуры наружного воздуха принималась как разница между наивысшей и самой низкой температурами за год. Исследования проводились для климатических условий г. Томск. Условно предполагалось, что отопительный период начинается в сентябре и заканчивается в апреле. Начальное распределение температур соответствовало значению температуры окружающей среды в начале отопительного периода. Средний коэффициент теплоотдачи на поверхности раздела «грунт – окружающая среда» составлял 5 Вт/(м²·К).

Исследования проводились для трубопроводов, конфигурация которых полностью соответствует описанной в [3].

Результаты численного моделирования тепловых потерь подземных бесканальных трубопроводов с учетом изменения температуры окружающей среды во времени, приведенные на рисунке, свидетельствуют об ожидаемом циклическом изменении тепловых потерь в зависимости от значений температур наружного воздуха при фиксированных температурах теплоносителей в трубах (количественное регулирование тепловой нагрузки).

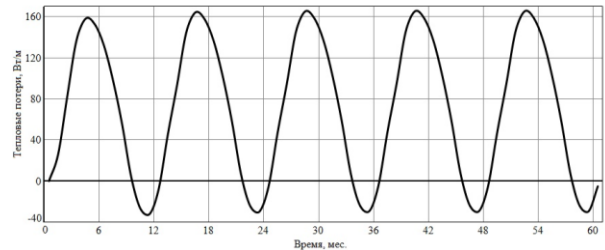


Рис. Изменение тепловых потерь подземного бесканального теплопровода во времени.

Максимальный диапазон изменения тепловых потерь рассматриваемой системы (рис.) составляет 197,71 Вт/м от 165,54 Вт/м в декабре и до минус 32,17 Вт/м в июле.

«Отрицательные» тепловые потери (теплоприток) наблюдаются в летний период и объясняются отсутствием теплового потока от трубопроводов в межотопительный период и нагревом грунта от внешней среды. По результатам численного моделирования было установлено, что средняя температура грунта в рассматриваемой области решения в конце межотопительного периода пятого года эксплуатации составляет: на поверхности 288 К, на глубине 1 м – 287,5 К, а на глубине 6 м – 285,5 К. Такое распределение температур объясняется не только наличием теплового потока от внешней среды, но и в большей степени влиянием тепловой инерции грунта в котором в отопительный период находились «разогреты» трубопроводы системы теплоснабжения.

Анализ результатов численного моделирования (рис.) позволяет сделать вывод о том, что нестационарность теплопереноса в зоне размещения подземных тепловых сетей может оказать заметное влияние на тепловые режимы теплопроводов, например в тех случаях, когда в зоне теплового влияния подземных трубопроводов расположены смежные коммуникации или инженерные сооружения.

Список литературы:

1. Perpar M., Rek Z., Bajric S., Zun I. Soil thermal conductivity prediction for district heating pre-insulated pipeline in operation // Energy. 2012. V. 44. P. 197–210.
2. Danielewicz J., Sniechowska B., Sayegh M.A., Fidorow N., Jouhara H. Three-dimensional numerical model of heat losses from district heating network pre-insulated pipes buried in the ground // Energy. 2016. V. 108. P. 172–184.
3. Половников В.Ю. Тепловые режимы и тепловые потери подземных трубопроводов с учетом реальных условий теплообмена на внешнем контуре взаимодействия // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2018. Т. 329. № 1. С. 124–131.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-08-00229-а.

УДК 621.039.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА РАСПЛАВА, ОБРАЗУЮЩЕГОСЯ ВО ВРЕМЯ ТЯЖЕЛОЙ АВАРИИ В БЫСТРОМ РЕАКТОРЕ

Усов Э.В.¹, Бутов А.А.¹, Климонов И.А.¹, Чухно В.И.¹, Кудашов И.Г.¹, Прибатурин Н.А.¹, Мосунова Н.А.², Стрижов В.Ф.²

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Новосибирский филиал, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

² Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, Россия, г. Москва, Большая Тульская ул., д. 52

Аварии с разрушением активной зоны являются наиболее тяжелыми по своим последствиям из-за разрушения основных барьеров, препятствующих выходу радиации за пределы атомной электростанции. К тяжелым авариям в реакторах на быстрых нейтронах относятся аварии с потерей системного электроснабжения и вводом избыточной реактивности. Во время подобного рода аварий наиболее высока вероятность плавления оболочки и топлива ТВЭЛ.

Движение образовавшегося расплава, его застывание и повторное плавление определяет дальнейшее протекание аварии из-за наличия обратных связей с нейтронной мощностью. По этой причине особенно важно одновременно моделировать движение теплоносителя и расплава, их теплообмен, а также состояние нейтронной мощности в реакторе.

Для указанных целей в ИБРАЭ РАН разработан интегральный код ЕВКЛИД/V2. Интегральный код представляет собой набор отдельных модулей, каждый из которых рассчитывает определенные процессы в реакторе. Среди них такие модули, как аттестованный теплогидравлический код HYDRA-IBRAE/LM [1], ТВЭЛный код БЕРКУТ [2], нейтронно-физический код DN3D и модуль плавления ТВЭЛов и активной зоны SAFR/V1 [3]. Теплогидравлический код позволяет проводить моделирование кипения теплоносителя, код БЕРКУТ определяет напряженно-деформированное состояние ТВЭЛов, нейтронно-физический код - состояние нейтронного поля. Модуль SAFR/V1 предназначен для определения температурного состояния ТВЭЛов при плавлении, определения количества образовавшегося расплава, его движения и теплообмена с поверхностью, повторное затвердевание.

Движение расплава в модуле SAFR/V1 моделируется путем решения системы уравнений сохранения массы, энергии и импульса. Трение и теплообмен между расплавом и поверхностью ТВЭЛ зависят от того, какой режим стекания реализуется в процессе решения задачи. В настоящей версии кода ЕВКЛИД/V2 реализовано два режима движения расплава: сплошной режим и пленочный режим. Для каждого режима движения рассматриваются подрежимы: ламинарный, турбулентный и переходный между ними. Сплошной режим движения реализует-

ся, когда все свободное пространство в ТВЭЛ занято расплавом. Пленочный режим реализуется в противном случае. В коде ЕВКЛИД/V2 реализована логика автоматического выбора режима движения. Выбор подрежимов осуществляется по числу Рейнольдса Re . Ламинарный подрежим соответствует $Re < 2000$, турбулентный $Re > 4000$. Между ламинарным и турбулентным подрежимами располагается переходной подрежим.

Для каждого режима и подрежима используются свои соотношения для определения коэффициента трения и коэффициента теплообмена расплава с ТВЭЛом. Более подробные описание используемых соотношения представлены в докладе.

Демонстрация корректности реализованных физических моделей выполнена путем сравнения с задачами, имеющими известное аналитическое решение, а также путем сравнения с данными экспериментальных исследований. В частности, представлено решение задачи по движению фронта затвердевания в цилиндрической геометрии, перемещению границы расплава под действием перепада давления, силы тяжести и трения с потоком теплоносителя.

На основе сравнения с данными экспериментальных исследований, выполненных на реакторе TREAT, реакторе ИГР и на отдельных стендах, оценена погрешность расчета кодом отдельных теплофизических параметров: температуры поверхности ТВЭЛ, доли расплава топлива, времени формирования блокировки проходного сечения тепловыделяющей сборки, времени начала плавления оболочки ТВЭЛ.

Список литературы:

1. Алипченков В.М., Анфимов А.М., Афремов Д.А. и др. Базовые положения, текущее состояние разработки и перспективы дальнейшего развития теплогидравлического расчетного кода нового поколения HYDRA-IBRAE/LM для моделирования реакторных установок на быстрых нейтронах// Теплоэнергетика. 2016. № 2. с. 54–64.
2. D.P. Veprev, A.V. Boldyrev, S.Y. Chernov, N.A. Mosunova. Development And Validation Of The Berkut Fuel Rod Module Of The Euclid/V1 Integrated Computer Code// Annals of Nuclear Energy. 2017. v. 113. p. 237–2452.
3. Usov E.V., Butov A.A., Klimonov I.A. et all. Features of the Numerical Solution of Thermal Destruction Fuel Pins Problems in the Fast Reactor// Journal of Physics: Conf. Series 2017. v. 891. 012171.

УДК 536.244

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОПЛЕНОЧНЫХ ТЕЧЕНИЙ В КРИВОЛИНЕЙНЫХ КАНАЛАХ ПРИ КАПЕЛЬНОМ ВВОДЕ ЖИДКОСТИ

Щеклеин С.Е.¹, Бочкарева Е.М.²

¹ Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Россия, Екатеринбург, Мира, 19

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

Применение в современных атомных электростанциях влажно-парового технологического цикла приводит к возникновению и движению во многих элементах контура капельных и капельно-пленочных пароводяных потоков. Присутствие в высокоскоростных паровых потоках капельной влаги, пленочных течений на внутренних поверхностях трубопроводов и оборудования приводит к повышению гидравлического сопротивления тракта и ухудшению эксплуатационных характеристик контура. Особое значение в условиях длительной эксплуатации имеет явление эрозийного износа внутренних поверхностей трубопроводов и оборудования с криволинейным профилем [1]. Наличие радиального потока капельной влаги приводит, в частности, к интенсивному эрозийному износу мест изгибов и поворотов трубопроводов.

Для определения условий работы криволинейных каналов с дисперсно-пленочными влажно-паровыми потоками, разработки способов снижения эрозийного износа и удаления влаги необходимо наличие детальной информации о локальном распределении влаги (пленочной) и капельной по длине и сечению канала. Важнейшей характеристикой влагораспределения является локальная толщина пристенной пленки жидкости в криволинейном канале [2].

Данные по локальным толщинам пленки позволяют выявить места скопления и оптимального отбора пленочной влаги, определить зоны наиболее интенсивного выпадения капельной влаги на стенках канала и, следовательно, возможные зоны эрозийного износа [3].

В настоящей работе было проведено экспериментальное исследование высокоскоростных газопленочных течений. Приведены результаты измерений локальной толщины пленки жидкости для различных скоростей воздушного потока при варьировании расхода воды. Показано, что при увеличении расхода подаваемой жидкости происходит рост толщины пленки. Повышение скорости воздушного потока, напротив, приводит к уменьшению толщины пленки жидкости.

Исследования проводились на экспериментальном стенде (рис.1) в диапазоне скоростей воздушного потока от 0 до 60 м/с; расходов воды от 10 до 150 мл/с. Рабочий канал с радиусом поворота 0.28 м, имел прямоугольное сечение 100x50 мм.

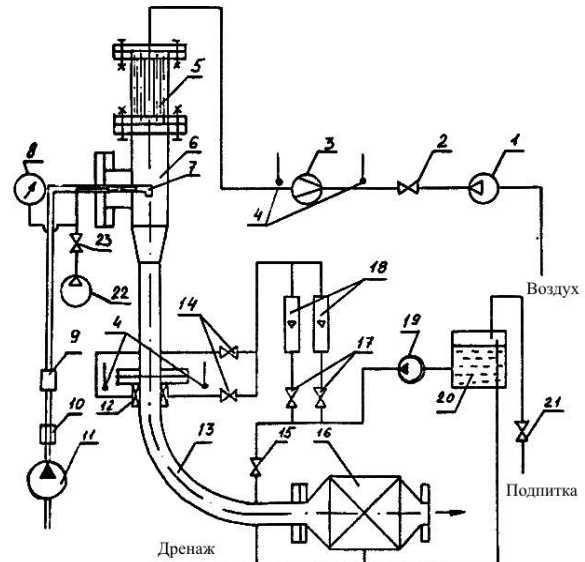


Рис. 1. Схема экспериментального стенда. 1-воздуходувка; 2- регулирующий вентиль; 3- диафрагма; 4- термометры; 5-струевыпрямитель; 6- входной участок; 7- форсуночный узел; 8- манометр; 9- тахометрический датчик расхода жидкости; 10- фильтр; 11- питательный насос; 12- пленко- распределительные камеры; 13- канал; 14- задвижка; 15- байпас; 16- сепаратор; 17- регулирующий вентиль; 18- ротаметры; 19- насос; 20- бак; 21- задвижка; 22- компрессор; 23- регулирующий вентиль.

Подача и распределение жидкости осуществлялось при помощи высоконапорной форсунки инжекционным методом при давлении ускоряющего воздуха от 1 до 2 МПа, что обеспечивало диспергацию воды в капли с модальным размером 50 мкм.

Список литературы:

1. Миронов Ю.Л., Щеклеин С.Е., Костомаров В.М., Козлов В.М. Экспериментальное исследование гидродинамики дисперсно-пленочного потока в криволинейном канале// ИФЖ. 1987. С. 155
2. Бараненко В.И., Гулина О.М., Ампилогов М.О. О прогнозировании длительности эксплуатации элементов трубопроводных систем АЭС, подверженных эрозийно-коррозионному износу// Сборник ВНИИАЭС. М. Основные работы. 2010. С. 81 – 94.
3. Томаров Г.В., Шипков А.А. Моделирование физико-химических процессов эрозии-коррозии металлов в двухфазных потоках// Теплоэнергетика. 2002. № 7. С. 7 – 17.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант мол_нр 17-38-50069

УДК 536.244

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОПЕРЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЕЙ ОРОШЕНИЯ

Щеклеин С.Е.¹, Бочкарева Е.М.²

¹ Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Россия, Екатеринбург, Мира, 19

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

При проведении исследований интенсификации теплообмена пленки жидкости с поверхностью при помощи регулярной поперечной шероховатости был обнаружен эффект потери устойчивости пленочного течения с частичным или полным разрушением пленки, вследствие возникновения капельного либо пленочного срыва жидкости [1]. Ранее систематические исследования срыва жидкости при свободном стекании пленок по гладким поверхностям были выполнены в работе [2], где показано, что срыв возникает лишь при больших числах Re пленки (104) и длине пробега порядка 10 м.; в работе [3] выполнены исследования срыва жидкости при спутном течении пленки и газового потока.

Однако поиск новых методов интенсификации теплообмена в пленочных течениях с использованием элементов шероховатости, поверхностных навивок, оребрения, накаток, профилирования поверхностей может иметь следствием не только ожидаемое увеличение теплообмена из-за турбулизации жидкости и роста поверхности теплообмена, но и нежелательные эффекты потери устойчивости пленки с существенно более ранним ее разрушением.

В настоящей работе было проведено экспериментально-теоретическое исследование пленочного течения при обтекании поперечных элементов в области высоких плотностей орошения. Показано, что при высоких плотностях орошения и высоте неоднородности, соизмеримой с толщиной пленки, возникает непрерывный пленочный срыв жидкости в виде пространственной пленки. При этом поверхность канала после неоднородности перестает смачиваться жидкостью.

В теоретической части работы задача сводилась к определению массы жидкости, кинетическая энергия которой расходуется на образование выступа, достаточного, чтобы образовалась капля критического размера. В результате аналитического расчета было получено выражение, связывающее характеристики потока и шероховатости, соответствующее началу срыва жидкости с поверхности пленки в виде капель.

Экспериментальная часть исследования заключалась в определении условий возникновения срыва

жидкости на единичной шероховатости и спектров размеров капель.

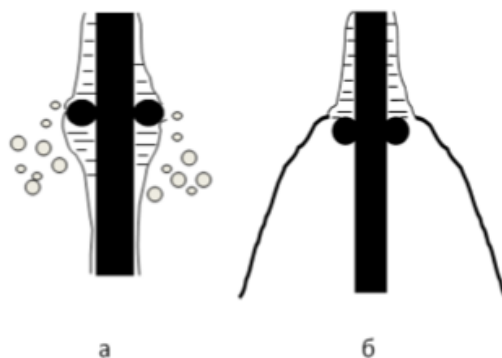


Рис. 1. Схемы возникновения срыва жидкости при пленочном обтекании поперечного препятствия. а- капельный срыв, б- пленочный срыв.

Установлено, что существует два характерных режима срыва: капельный и пленочный. Первый представляет собой множество капель малого размера. Второй – полный отрыв пленки от поверхности и возникновение свободной пространственной пленочной структуры в виде зонта. Типовые схемы возникновения срывных явлений при обтекании пленкой препятствия показаны на рис.1. При повышении расхода жидкости в пленке размер и число капель увеличиваются с образованием далее непрерывного пленочного срыва.

Список литературы:

1. Щеклеин С.Е., Костомаров В.М. Разрушение пленки жидкости при обтекании элемента шероховатости // Теплофизика ядерных энергетических установок. 1989. С.79-83.
2. Боков А.К., Ганчев Б.Г. Крупные волны и срыв при гравитационном стекании пленки жидкости // ПМТФ. 1983. № 5. С.46-51.
3. Дубков И.А., Дубкова Н.З., Вахитов М.Р. Механизм срыва капль при прямоточном течении газа и пленки жидкости // Вестник КТУ. 2016. Т. 19. № 17. С. 45-47.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант мол_нр 17-38-50069



СЕКЦИЯ 6

Неравновесные процессы в разреженных газах

УДК 537.527

ЛАБОРАТОРНЫЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ

Аньшаков А.С.^{1,2}, Чередниченко В.С.², Домаров П.В.¹, Урбах А.Э.¹, Фалеев В.А.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

Под термином технологические электродуговые генераторы низкотемпературной плазмы (плазмотроны) понимаются плазмогенераторы, используемые для производства продукции или способные к реализации высокотемпературной технологии в различных отраслях промышленности. Такое определение накладывает достаточно жесткие требования к конструктивным особенностям устройств и условиям их эксплуатации.

К числу важнейших требований относятся такие важные параметры, как устойчивость горения дугового разряда в системе дуга – источник питания, оптимизация тепловых потерь в стенке разрядной камеры с целью повышения теплового КПД плазмотрона, ресурс электродов, исчисляемый сотнями часов. При этом надо учитывать теплофизические свойства плазмообразующих газов, которые оказывают существенное влияние на конструктивные схемы плазмотронов, их энергетические и ресурсные характеристики.

В данной работе проведенные исследования относятся к обширному классу дуговых нагревателей газов постоянного тока – струйным плазмотронам. Это означает, что дуговой разряд горит между двумя электродами, которые по существу являются элементами электродуговой камеры. Плазмообразующий газ обтекает положительный столб дуги в продольном или поперечном направлении и за счет теплообменных процессов нагревается до состояния низкотемпературной плазмы (среднемассовая температура на выходе из плазмотрона составляет 3000 – 10000 К).

Энергетическими параметрами плазмотрона являются вольт-амперные характеристики дуги и его тепловой КПД. Конечно, эти параметры по величине, форме, содержанию зависят от мощности плазмотрона. Задачей настоящих исследований не является достижение мощностных характеристик в мегаватты. Потому что технологические плазмотроны требуются мощностью 10-50 кВт для нанесения порошковых покрытий, аналогичной мощности достаточно для получения нанопорошков различного назначения, единичная мощность 500 кВт обеспечивает производство пигментной двуокиси титана, специальных ферросплавов, ряда восстановительных процессов в металлургии, при термической переработке техногенных отходов.

Можно, конечно, как в работе [1], привести обезличенные вольт-амперные характеристики дуги для принципиальных схем плазмотронов, отличающихся

длиной дугового разряда в различных конструктивных решениях, но ничего не сказав о технологических плазмотронах. В последних ВАХ дуги имеют свои особенности с учетом плазмообразующего газа.

В качестве примера обратимся к промышленному образцу дугового плазмотрона мощностью 500 кВт для нагрева технического азота.

В основе конструкции однокамерного плазмотрона осевой схемы – два медных цилиндрических электрода с обратным уступом внутреннего электрода-анода. В опытно-промышленной плазменной электропечи для выплавки ферросплавов с высоким содержанием марганца их установлено 3 штуки. Источники электропитания – управляемые тиристорные преобразователи с $U_{xx} = 1200$ В, $I_{ном} = 400 - 700$ А.

Исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) дуги для различных расходов газа позволили установить режимы эксплуатации плазмотронов на различных стадиях плавления шихты. Если мощность плазмотрона 300-400 кВт можно обеспечить при расходах азота 66-71 $\text{нм}^3/\text{ч}$ и токах дуги 450-600 А, то реализация мощности 520-550 кВт, при которой проводились основные плавки, потребовала увеличения расхода газа до 130-148 $\text{нм}^3/\text{ч}$ при токах 700-750 А.

Отметим, что изменение расхода азота в 2 раза не приводило к привязке дуги к торцу внутреннего электрода за счет применения обратного уступа. При этом зона выработки электрода за уступом обеспечивает высокий ресурс его работы.

Измерения тепловых потоков в водоохлаждаемые электроды позволяют рассчитывать тепловой КПД для каждого плазмотрона. Специфика их количественных значений заключается в условиях эксплуатации. При работе плазмотронов вне печи их КПД отличаются незначительно (0,74 – 0,76). В процессе плавки шихты значения η_t для всех плазмотронов различны: 0,7 – для первого, 0,68 – для второго и 0,66 – для третьего. Очевидно, это связано с тем, что корпуса каждого плазмотрона частично завалены шихтой и водоохлаждаемый корпус каждого из них отбирает от печи разное количество теплоты.

Список литературы:

1. Электродуговые генераторы термической плазмы / М.Ф. Жуков, И.М. Засыпкин, А.Н. Тимошевский и др. Новосибирск: Наука, 1999. 712 с.
2. Аньшаков А.С., Урбах Э.К., Чередниченко В.С. и др. Исследование генератора термической плазмы технологического назначения // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 6. С. 805-808.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В РАЗЛИЧНЫХ ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Демин Н.А.^{1,2}, Федосеев А.В.¹, Сухинин Г.И.^{1,2}, Сальников М.В.¹

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

Пылевая или комплексная плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий электроны, ионы и частицы конденсированного вещества. Пылевая плазма распространена в космическом пространстве (планетарных кольцах, межзвездных облаках, хвостах комет), в различных промышленных установках, термоядерных реакторах, в плазмохимических реакторах, используемых для травления и осаждения тонких пленок [1-4].

В условиях экспериментов пылевая плазма наблюдалась в виде четко различимых образований (облаков) в приэлектродных слоях емкостного и индуктивного высокочастотных разрядов и в стратах тлеющего разряда постоянного тока [5], и в условиях микрогравитации [6]. Лабораторная пылевая плазма состоит из ионизованного газа с электронными и ионными плотностями $n_i \sim n_e \sim 10^7\text{-}10^9 \text{ см}^{-3}$, а плотности пылевых частиц могут меняться в широком диапазоне $N_d \sim (0\text{-}10^8) \text{ см}^{-3}$. При этом заряд пылевых частиц может достигать значений $eZ_d = (10^3\text{-}10^5) e$. При этом заряд пылевых частиц может достигать значений $eZ_d = (10^3\text{-}10^5) e$. С ростом числа пылевых частиц локальные параметры плазмы меняются, что, в свою очередь, приводит к изменению среднего заряда пылевых частиц и, следовательно, к изменению всех свойств пылевой плазмы.

Для условий тлеющего разряда постоянного тока подобная задача была рассмотрена в работах [7,8]. Было показано, что повышение концентрации пылевых частиц приводит к росту электрического поля внутри пылевого облака, уменьшению плотности электронов по сравнению с плотностью ионов и снижению заряда пылевых частиц. Однако, в указанных работах распределение плотности пылевых частиц и их количество было заданным параметром, а их влияние на плазму разряда было рассмотрено в локальном приближении.

Для описания наблюдаемых явлений в плазме тлеющего разряда с пылевыми частицами разработан новый теоретический подход, в котором учтено влияние нелокальной электронной кинетики на свойства формируемых пылевых структур и разрядную плазму. Самосогласованная гибридная модель пылевой плазмы тлеющего разряда основана на одновременном решении нелокального кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии, дрейфово-диффузионного уравнения для ионов, дрейфово-диффузионного уравнения движения пылевых частиц и их зарядки, уравнения Пуассона для электрического поля в различной геометрической постановке (сферическая и цилиндрическая симметрия).

С помощью численных расчетов были получены радиальные распределения параметров плазмы раз-

ряда вокруг облака пылевых частиц: плотности электронов и ионов, средняя энергия электронов, распределение электрического поля, частоты ионизации газа электронным ударом и рекомбинации электронов и ионов на поверхности пылевых частиц, радиальные потоки электронов и ионов для различных распределений плотности пылевых частиц в облаке и различных размеров частиц. Исследовалось влияние параметров разрядной плазмы (величина заданного внешнего электрического поля, давление и сорт буферного газа, в т.ч. гелий, неон и аргон) на структурные свойства формирующихся пылевых образований, а также влияние пылевых частиц на разрядную плазму. Было показано, что увеличение числа пылевых частиц в центральной части расчетной области приводит к обеднению плазмы электронами и к увеличению плотности ионов в пылевом облаке. Повышение плотности частиц в пылевом облаке приводит к росту потока ионов и электронов с окружающей плазмы на облако пылевых частиц.

Было показано, что максимальная температура электронов вырабатывается в гелии ($T_{e,He} \sim 5.4$ эВ), где энергия возбуждения атомарных состояний атомов гелия $I_{I,He} \sim 20$ эВ, а порог ионизации $I_{i,He} \sim 24.6$ эВ. Чуть меньшая по величине температура электронов ($T_{e,Ne} \sim 5.2$ эВ) вырабатывается в неоне ($I_{I,Ne} \sim 16$ эВ, $I_{i,Ne} \sim 21.56$ эВ). Наименьшая температура электронов ($T_{e,Ar} \sim 3.4$ эВ) вырабатывалась в аргоне ($I_{I,Ar} \sim 11.3$ эВ, $I_{i,Ar} \sim 15.7$ эВ).

Список литературы:

1. Shukla P.K. A survey of dusty plasma physics // Phys. Plasmas. 2001. V. 8, №5. P. 1791-1803.
2. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф. Пылевая плазма // Успехи физических наук. 2004. Т. 174, №5. С. 495-544.
3. Ishihara O. Complex plasma: Dusts in plasma (Topical review) // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40, №8. P. R121-R147.
4. Bouchoule A., Boufendi L. Particle formation and dusty plasma behaviour in argon-silane RF discharge // Plasma Source Sci. Tech. 1993. V. 2. P. 204-213.
5. T. S. Ramazanov, K. N. Dzhumagulova, A. N. Jumabekov, and M. K. Dosbolayev. Structural properties of dusty plasma in direct current and radio frequency gas discharges // Phys. Plasmas, 2008. V.15, P. 053704.
6. Markus Thoma et. al. Recent Complex Plasma Experiments in a DC Discharge // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. 2010. V.38, №4. P. 857-860
7. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V. Influence of dust particle concentration on gas discharge plasma // Phys. Rev. E. 2010. V. 81, P. 016402.
8. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V. Radial Distributions of Dusty Plasma Parameters in a DC Glow Discharge // Contributions to Plasma Physics. 2012. V.52, P. 756.

Работа выполнена за счет бюджетных средств ИТ СО РАН (ФАНО России).

**ВЛИЯНИЕ КОНДЕНСАЦИИ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ РАСШИРЕНИИ
ГАЗА НА СТРУКТУРУ СТРУИ**

Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Сверхзвуковая струя газа за соплом образует бочкообразную структуру, удовлетворяющую граничным условиям Ранкина-Гюгонио. Первичная сверхзвуковая струя замыкается так называемой х-образной конфигурацией (с перекрестием боковых ударных скачков) или диском Маха. При взаимодействии газа струи с фоновым газом P_h вдоль границы струи образуется зона смешения. По мере уменьшения числа Рейнольдса Re_L зона смешения размывается, а фоновый газ проникает внутрь струи [1].

При достижении определённой величины параметра $P_0 d_*^\alpha$, где d_* - критическое сечение сопла, $\alpha < 1$, в сверхзвуковой струе может начаться процесс конденсации газа. Формируемые кластеры больших размеров обладают высокой кинетической энергией, вследствие чего могут преодолеть зону смешения, образовав вторичную структуру. Действительно, при возбуждении флуоресценции в сверхзвуковой струе высоковольтным электронным пучком, помимо первичной «бочки», начиная с её середины, нами впервые наблюдалась менее яркая расширяющаяся вторичная струя, поперечный размер которой превысил поперечный размер первичной примерно в 2 раза, а продольный - в 6–7 раз [2]. Образовавшийся вторичный «след» обладает слоистой структурой и слабо угасающим свечением на протяжении всей длины. Механизм этого свечения до сих пор не определен. Одной из возможных причин данного явления является столкновительный энергообмен возбуждённых кластеров с частицами фона с последующей спонтанной флуоресценцией фоновых частиц [3].

В данной работе продолжено изучение процесса формирования следа, рассмотрены особенности проникновения фонового газа (азот) в сверхзвуковой поток (аргон) в условиях развитой конденсации и возможные источники свечения в следе. Работа выполнена на газодинамическом комплексе «ЛЭМПУС-2» [4]. Сверхзвуковое сопло установлено на координатном механизме. Электронный пучок пересекает струю перпендикулярно к её оси. За кварцевым окном установлена оптическая система, фокусирующая изображение исследуемого участка струи на входную щель спектрометра. Спектры излучения регистрировались в области ионизации потока и за её пределами. Примесь азота контролируемо добавлялась в фон через систему натекания.

Для изучения проникновения фонового газа внутрь струи спектры регистрировались в нескольких участках как на оси струи, так и в поперечных сечениях. Получены интенсивности излучения азота $N_2^+(B_2\Sigma_u^+ \rightarrow X_2\Sigma_g^+)$ (полоса 0-0, 391 нм), с вычетом вклада в излучение мультиплета аргона $4D-4D^0$, на разных расстояниях от сверхзвукового сопла. Излучение фоновой примеси демонстрировало степень

проникновения фонового газа внутрь. Обнаружено влияние кластерного следа на процесс проникновения фонового газа в первичную струю.

Зарегистрированные спектры за пределами электронного пучка на расстояниях 10 и 120 мм от сопла позволяют построить зависимость нормированной интенсивности излучения на оси струи, I/I_0 , от времени нахождения частиц в возбужденном состоянии, t^* (рис. 1).

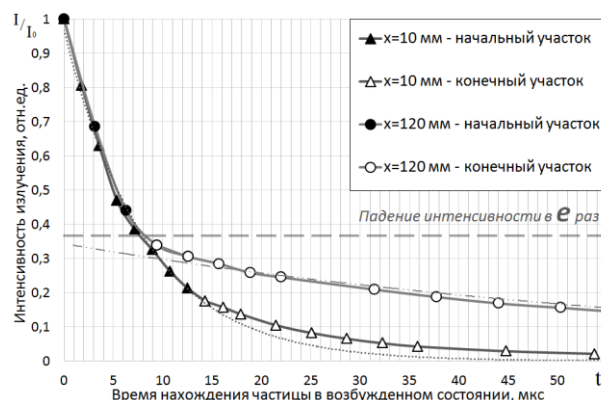


Рис. 1. Сопоставление и аппроксимация зависимостей интенсивности излучения аргона (763 нм) вниз по потоку от электронного пучка при расстоянии сопло – электронный пучок 10 и 120 мм. $P_h = 2,6$ Па, $P_0 = 0,4$ МПа.

Обнаружено, что интенсивность излучения в потоке на начальном участке первичной струи хорошо описывается экспонентой с фиксированным временем жизни в возбужденном состоянии, в то время как за диском Маха наблюдается явная бимодальность, по-видимому, вследствие влияния на процесс излучения энергообмена частиц следа с частицами фонового газа.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР, 11.1402.2017/ПЧ.

Список литературы:

1. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. Вып. 2. С. 42-52.
2. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездin Б.С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // ПЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 22. С. 74-81.
3. Abu-samha M., Ryding M.J., Uggerud E., et al. Changing role of carrier gas in formation of ethanol clusters by adiabatic expansion // Instruments and Experimental Techniques // The Journal of Chemical Physics. 2017. V. 147. No. 014301.
4. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., et al. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819-827.

УДК 533.5

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РАЗЛОЖЕНИЯ МЕТАНА НА ГАЗОСТРУЙНЫЙ СИНТЕЗ АЛМАЗНЫХ СТРУКТУР

Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Юдин И.Б.

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

Метод газофазного осаждения с использованием термической активации (Hot-Wire Chemical Vapor Deposition (HWCVD)) газов-предшественников широко применяется для синтеза алмазных структур [1,2]. Этот метод основан на использовании смесей водорода и углеродсодержащих газов, активированных на горячих металлических поверхностях и взаимодействующих с относительно холодной поверхностью подложки. В последние годы активно развивается газоструйная модификация метода [2-5]. При заданных условиях на подложке скорость осаждения алмазных структур определяется соотношением концентраций сталкивающихся с поверхностью подложки атомарного водорода и фрагментов развала исходных углеродсодержащих газов (в нашем случае – метана). Проведенное численное исследование [6] показало широкие возможности выбора условий разложения метана для обеспечения оптимальных условий при газоструйном синтезе алмазных структур.

В экспериментах использовалась раздельная подача метана и водорода (рис.1) [3]. Эта схема позволяет проводить эксперименты при слабом науглероживании спирали.

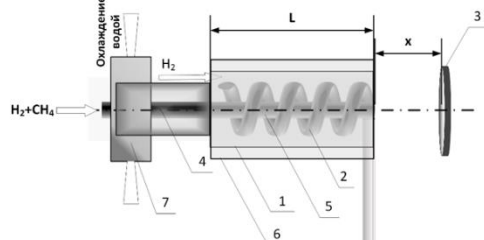


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – водородный канал, 2 – вольфрамовая спираль, 3 – молибденовая подложка, 4 – трубка для подачи смеси H_2+CH_4 , 5 – метановый канал реактора, 6 – тепловой экран, 7 – охлаждение трубки для подачи смеси H_2+CH_4 .

Водородный канал 1 диаметром 13 мм и трубка 5 диаметром 3 мм выполнены из двухслойной вольфрамовой фольги толщиной 30 мкм. Внутри водородного канала коаксиально расположена цилиндрическая спираль 2, выполненная из вольфрамовой проволоки диаметром 1 мм. Спираль имеет пять витков в горячей зоне реактора с диаметром намотки 8 мм. Тепловой экран 6 диаметром 17 мм выполнен из двухслойной молибденовой фольги. Длина горячей части активатора L в экспериментах варьировалась от 11 до 22 мм, расстояние до подложки составляла 10 мм. Диаметр молибденовой подложки 3 равнялся 30 мм. Длина трубки 4 была 30 мм. В трубку 4 подавалась смесь H_2+CH_4 , в водородный канал – только водород. Температуры трубок 1, 4, 6 и подложки 3 измерялись с помощью вольфрам-рениевых термопар. Температура в канале 5 устанавливалась на уровне 2400К на расстоянии от среза 5 мм подбором мощности, затрачиваемой на нагрев спирали. Темпе-

ратура трубки 4 в отсутствии охлаждения достигала 1300К, а при наличии охлаждения имела величину ее около 300К. Основные параметры экспериментов: время синтеза 3 часа, давление в камере осаждения 20 торр, расход водорода в оба канала по 1500 ссст, расход метана 8 ссст, скорость течения смеси через метановый канал составляла около 100 м/сек.

При синтезе в отсутствии высокотемпературного разложения метана получены алмазы с размером граней до 60 мкм [4]. В этом случае в канал со спиралью $L=22$ мм подавался только водород, а газовая смесь H_2+CH_4 подавалась через боковую вольфрамовую трубку диаметром 3 мм под углом к оси реактора 45 градусов в пространство между спиралью и подложкой. Температура боковой трубки на расстоянии 5 мм от среза была 1300К. В экспериментах с использованием осесимметричной подачи газов размер граней синтезируемых алмазов не превышал 30 мкм. Численный анализ течения методом прямого статистического моделирования показал, что при используемых расходах водорода в условиях эксперимента степень диссоциации водорода на выходе мало зависит от длины канала. В тоже время разложение метана существенным образом зависит от длины трубки и ее температуры.

Представленная работа посвящена исследованию влияния условий разложения метана на рост алмазных структур. Были проведены эксперименты по исследованию влияния длины метанового канала и его температуры на синтез алмазных структур. Проведенные исследования показали, что при снижении времени разложения метана в отсутствии высоких температур удастся получить более высокие скорости роста алмазных структур. Длина канала оказала слабое влияние на скорость осаждения алмазных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-08-00295) и интеграционного гранта СО РАН № 47.

1. Спицын Б.В., Алексеенко А.А. Химическая кристаллизация алмаза и нанесение алмазных покрытий из газовой фазы // Защита металлов. 2007. Т. 43. № 5. С. 456–474.
2. Ребров А.К. Возможности газофазного синтеза алмазных структур // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 2. С. 193–200.
3. Емельянов А.А., Ребров А.К., Юдин И.Б. Осаждение алмазных структур из взаимодействующих газовых струй // Журнал Технической Физики. 2016. Т.86. №12. С. 56–59.
4. Rebrov A., Emelyanov A., Kosolobov S., and Yudin I. Diamond crystals deposited from interacting jets //Phys. Status Solidi C.2015. V.12. N.7. P. 931–933.
5. Rebrov A.K., Andreev M.N., Bieiadovskii T.T., Kubrak K.V. Growth of diamond structures using high speed gas jet deposition activated in heated tungsten channels // Surface & coatings technology. 2017. V. 325. P.210–218.
6. Rebrov A., Plotnikov M., Mankelevich Yu. and Yudin I. Analysis of flows by deposition of diamond-like structures //Phys. Fluids. 2018. V.30. P. 016106.

УДК 537.525

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ РАЗРЯД С ФЕРРОМАГНИТНЫМ УСИЛЕНИЕМ ДЛЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО АЗОТИРОВАНИЯ

Исупов М.В., Пинаев В.А.

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

В настоящее время, ионно-плазменное азотирование с использованием внешних источников “плотной” (10^{10} – 10^{12} см⁻³) неравновесной плазмы низкого (<0.1 Торр) давления получает все большее распространение, взамен традиционной технологии азотирования металлов и сплавов в тлеющем разряде постоянного тока при давлениях ~1–10 Торр [1]. Применение внешнего источника плазмы позволяет независимо варьировать потенциал смещения и ток обрабатываемой поверхности, и соответственно контролировать как энергию, так и плотность потока ионов. Большая плотность потока ионов и радикалов существенно ускоряет процесс азотирования поверхности обрабатываемой детали, тогда как низкое давление плазмообразующего газа позволяет достичь высоких значений энергии ионов (за счет бесстолкновительного режима движения ионов в плазменном слое у поверхности).

Развитие данного метода азотирования требует разработки новых источников плазмы, позволяющих получать высокие концентрации ионов при низком давлении плазмообразующего газа и большом сроке службы источника плазмы. Особый интерес представляет низкочастотный индукционный разряд с ферромагнитным усилением магнитной связи между индуктором и плазмой, позволяющий осуществлять эффективную генерацию безэлектродного разряда в низкочастотном радиодиапазоне (~100 кГц) [2]. Безэлектродный (индукционный) принцип генерации разряда позволяет преодолеть ограничения, связанные с разрушением электродов газоразрядных устройств при больших плотностях тока разряда и низких давлениях плазмообразующего газа. Использование ферромагнитных сердечников для усиления магнитной связи индуктора и плазмы позволяет улучшить согласование источника питания и нагрузки (плазмы), и понизить частоту генерации индукционного разряда на два порядка [2]. Низкая частота генерации индукционного разряда в свою очередь позволяет применять дешевые и массово выпускаемые источники питания для индукционного нагрева металлов, с частотой тока 10–100 кГц. Таким образом, низкочастотный индукционный разряд с ферромагнитным усилением представляет интерес с точки зрения разработки новых устройств ионно-плазменной обработки в целом, и ионно-плазменного азотирования в частности.

Выполнено экспериментальное исследование низкочастотного (100 кГц) индукционного разряда низкого давления в азоте (рис. 1), с целью разработки нового способа ионно-плазменного азотирования.

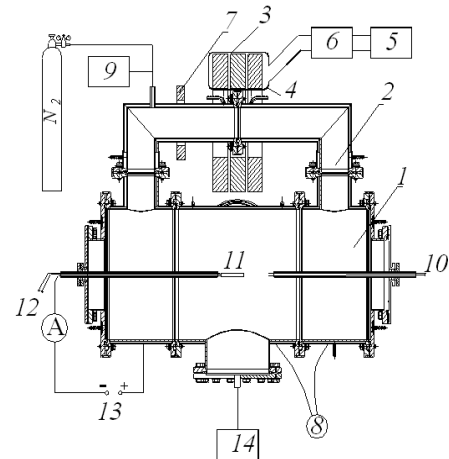


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – газоразрядная камера с внутренним диаметром 230 мм; 2 – газоразрядная камера с внутренним диаметром 40 мм; 3 – ферритовые сердечники; 4 – индуктор; 5 – источник питания 500 В, 100 кГц; 6 – блок согласования; 7 – измеритель тока (пояс Роговского); 8 – вольтметр (измерение напряжения горения разряда); 9 – баратрон; 10 – двойной электрический зонд; 11 – азотируемый образец; 12 – термомпара; 13 – источник питания (регулирование потенциала смещения); 14 – форвакуумный насос.

Исследована зависимость параметров НЧ индукционного разряда с ферромагнитным усилением (напряженность электрического поля, концентрация ионов) от условий генерации разряда: давления плазмообразующего газа (азот), плотности тока разряда. Опробован процесс ионно-плазменного азотирования образцов титана, при давлении плазмообразующего газа (азот) 0.2 Торр и концентрации ионов азота в плазме разряда 10^{11} см⁻³. Потенциал смещения образцов – -1200 В, плотность ионного тока на поверхности образцов – 1 мА/см², температура образцов – 510 °С, время обработки – 1 и 3 часа. Выполнен рентгенофазовый анализ поверхностных слоев образцов, показано, что рентгенограммы исходных образцов содержат пики α-фазы титана. После одного часа обработки в плазме НЧ индукционного разряда, помимо пиков α-Ti, идентифицируются пики ω-фазы титана. После трехчасовой обработки, рентгенофазовый анализ показывает наличие в поверхностном слое 75% α-Ti, 23% ω-Ti, и 2% тетрагональной фазы нитрида титана.

Список литературы:

1. Czerwicz T., Michel H., Bergmann E. Low-pressure, high-density plasma nitriding: mechanisms, technology and results // Surface and Coatings Technology. 1998. V. 108–109. P. 182–190.
2. Godyak V. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. 283001. P. 1–23.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

УДК 537.525

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА С ФЕРРОМАГНИТНЫМ УСИЛЕНИЕМ

Исупов М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И., Пинаев В.А.

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

Интерес к исследованию низкочастотного индукционного разряда с ферромагнитным усилением магнитной связи между индуктором и плазмой обусловлен перспективами его применения в современных ионно-плазменных технологиях [1]. Данные разряды отличаются от хорошо исследованных “классических” высокочастотных индукционных разрядов как распределением электрических полей в плазме, так и геометрией газоразрядной камеры [2], что делает НЧ индукционный разряд новым объектом для экспериментального и теоретического исследования.

Создан экспериментальный стенд для исследования плазмы низкочастотного (50–100 кГц) индукционного разряда низкого давления, с диаметром газоразрядной камеры 230 мм. Данная установка позволяет воспроизводить условия, характерные для устройств ионно-плазменной обработки – высокие концентрации заряженных частиц (10^{10} – 10^{12} см⁻³) при низком давлении плазмообразующего газа (десятки паскалей) и большом диаметре газоразрядной камеры. Получены новые экспериментальные данные по радиальному распределению параметров плазмы НЧ индукционного разряда (радиальной компоненты напряженности электрического поля, концентрации ионов).

Впервые, для описания НЧ индукционного разряда низкого давления, использован подход, основанный на рассмотрении нелокальной кинетики электронов в самосогласованном электрическом поле. Разработана новая радиальная модель НЧ индукционного разряда низкого давления, основанная на одновременном решении нестационарного нелокального уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии, нестационарного уравнения непрерывности для потока ионов в дрейфово-диффузионном приближении, нестационарного уравнения непрерывности для потока метастабильных атомов, уравнения Пуассона для самосогласованного электрического поля и уравнения теплопроводности для плазмообразующего газа. Модель позволяет рассчитывать радиальные распределения параметров плазмы НЧ индукционного разряда, принимая во внимание следующие характерные особенности разряда:

- высокую концентрацию электронов и метастабильных атомов, соответственно большой вклад процессов ступенчатой и Пеннинговской ионизации в ионизационный баланс разряда;

- неоднородный нагрев плазмообразующего газа в газоразрядной камере большого диаметра, приводя-

щий к перераспределению концентрации частиц плазмообразующего газа, что в свою очередь влияет на кинетику электронов и уравнения баланса для ионов и метастабильных атомов;

- особенности формирования радиального распределения радиальной компоненты самосогласованного электрического поля $E_r(r)$ в газоразрядной камере большого диаметра при высокой концентрации заряженных частиц. Последний пункт особенно важен для моделирования НЧ индукционного разряда, поскольку радиальная компонента электрического поля определяет как кинетику электронов, так и поток ионов на стенку газоразрядной камеры.

Выполнено численное моделирование НЧ индукционного разряда низкого давления в аргоне, при давлении плазмообразующего газа 30–50 Па, радиусе газоразрядной камеры $R=11.5$ см и токе разряда 1–7 А. Показано существование двух характерных областей разряда: центральной ($r/R < 0.9$) области квазинейтральной плазмы с $E_r \sim E_z$ и пристеночного ($r/R > 0.9$) слоя объемного положительного заряда с $E_r \gg E_z$. Сделан вывод о том, что основным механизмом рождения заряженных частиц в НЧ индукционном разряде низкого давления является процесс ступенчатой ионизации, основным механизмом гибели – дрейф и диффузия на стенку газоразрядной камеры в самосогласованном радиальном поле E_r . Показано, что результаты расчетов удовлетворительно совпадают с результатами экспериментальных измерений, что свидетельствует о корректности использованного подхода к описанию физических процессов в плазме НЧ индукционного разряда низкого давления. В частности, зондовые измерения подтверждают особенности радиального распределения $E_r(r)$ НЧ индукционного разряда с ферромагнитным усилением магнитной связи между индуктором и плазмой.

Список литературы:

1. Godyak V. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. 283001. P. 1–23.
2. Исупов М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И., Уланов И.М. Исследование электрофизических и теплофизических характеристик низкочастотного индукционного разряда трансформаторного типа // ТВТ. 2015. Т. 53. №2. С. 183–192.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15–08–02770). В части разработки источника плазмы работы выполнены за счет средств, полученных от ФАНО России.

УДК 533.7

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ СМЕСИ ВОДОРОДА С МЕТАНОМ ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КАНАЛ В ВАКУУМ

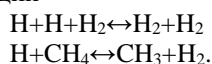
Плотников М.Ю.¹, Шкарупа Е.В.²

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

² Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 6

Метод HWCVD (Hot Wire Chemical Vapor Deposition) широко применяется для осаждения тонких пленок из активированного газа-предшественника, в том числе для синтеза алмазных структур из смеси водорода с углеродсодержащими газами [1-3]. В последние годы активно развивается газоструйная модификация этого метода [4-6]. Она основана на термической активации смеси водорода и метана при течении через нагретый вольфрамовый канал. Его отличительной особенностью является гетерогенный процесс диссоциации водорода как результат многократных столкновении молекул водорода с горячей вольфрамовой поверхностью [3,6,7]. Одним из параметров, определяющих скорость синтеза алмазных структур, является отношение концентраций метила и атомарного водорода вблизи подложки [1-3]. Вероятность образования метила при взаимодействии с нагретым вольфрамом достаточно мала [8], поэтому основным источником метила являются газофазные реакции.

Для моделирования течения использовался метод прямого статистического моделирования (ПСМ) [9] в осесимметричной постановке. В цилиндрический канал подавалась смесь молекулярного водорода с метаном. Течение смеси моделировалось с учетом гетерогенных химических реакций на поверхности канала согласно модели, описанной в работе [10]. На поверхности подложки моделировалась рекомбинация водорода и частичное поглощение метана [10]. Кроме того, методом ПСМ моделировались газофазные реакции



Для моделирования газофазных реакций методом ПСМ использовался подход, предложенный в работе [11].

Постановка задачи была выбрана близкой к экспериментам из работ [4-6]. Температура стенок канала равнялась 2500 К, температура подложки - 1100 К. Согласно литературным данным при температуре 2500 К вольфрам науглероживается незначительно, что сохраняет его каталитическую активность. Выбранная температура подложки оптимальна для роста алмазных структур газофазным методом. Исследование проводилось для разных отношений длины канала к его радиусу в широком диапазоне степени разреженности газа: от близкого к свободномолекулярному режиму до переходного (число Кнудсена порядка 0.1).

В процессе моделирования отдельное внимание было уделено оценке влияния коэффициентов диссоциации-рекомбинации водорода на степени диссоциации водорода и метана на выходе из канала. Было проведено исследование влияния различных условий подачи смеси в канал на результаты моделирования.

Было показано влияние длины канала и степени разреженности газа на степени диссоциации водорода и метана в выходящей из канала смеси газов и на состав подлетающей к подложке смеси. Анализ полученных результатов позволил составить представление о наиболее вероятных химических процессах в газовой фазе в неравновесных условиях газоструйного осаждения. Полученные результаты полезны для оптимизации газодинамических реакторов, используемых для осаждения алмазных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-08-00295) и интеграционного гранта СО РАН № 47.

Список литературы:

1. May P.W. Diamond thin films: a 21st-century material // Phil Trans R Soc Lond A 2000. Vol. 358. P. 473–495.
2. Спицын Б.В., Алексеенко А.А. Химическая кристаллизация алмаза и нанесение алмазных покрытий из газовой фазы // Защита металлов. 2007. Т. 43. № 5. С. 456–474.
3. Ребров А.К. Возможности газофазного синтеза алмазных структур // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187. № 2. С. 193–200.
4. Rebrov A. K., Andreev M. N., B'yadovskiy T. T., Kubrak K. V., and Yudin I. B. The reactor-activator for gas-jet deposition of diamond structures // Rev. Sci. Instrum. 2016. Vol. 87, P. 103902:1–8.
5. Rebrov A.K., Emelyanov A.A., Yudin I.B. Carbon film deposition from high velocity rarefied flow // Thin Solid Films. 2015. Vol. 575, P. 113–116.
6. Rebrov A. Gas jet deposition of diamond structures by thermal activation on an expanded surface // Diamond and related materials. 2017. Vol. 72. P.20–25.
7. Plotnikov M. Yu., Shkarupa E.V. Heterogeneous activation of rarefied hydrogen in thin tubes // Vacuum. 2016. V.129. P. 31–37.
8. Плотников М.Ю., Шкарупа Е.В. Численная оценка констант гетерогенных реакций при течении разреженного газа через цилиндрический канал // ПМТФ. 2017. Т. 58. №3 (343). С. 30–38.
9. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford: Clarendon Press, 1994.
10. Morozov A.A., Plotnikov M.Yu., Rebrov A.K., Yudin I.B. DSMC study of hydrogen and methane flows in a hot tube // 30th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics: AIP Conference Proc. 2016, Vol. 1786, P. 050015.
11. Gimelshein S.F., Ivanov M.S. Simulation of Chemical Reactions with the Majorant Frequency Scheme // 18th Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics: Proc. 1994, Vol. 159, P. 218–233.

УДК 533.924

АКТИВАЦИЯ ПОТОКОВ ГАЗА СВЧ РАЗРЯДОМ 2.45 ГГц ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК

Ребров А.К.¹, Исупов М.В.¹, Литвинцев А.Ю.¹, Буров В.Ф.²

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

²ЗиО-КОТЭС,
630049, Россия, Новосибирск, ул. Кропоткина, 96/1

Разработан СВЧ плазмотрон 2.45 ГГц, работающий по принципу микроволнового электротермического ракетного двигателя [1,2]. На основе данного СВЧ плазмотрона, создана экспериментальная установка, предназначенная для исследования процессов активации потоков газа СВЧ и разрядом и осаждения алмазоподобных пленок. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

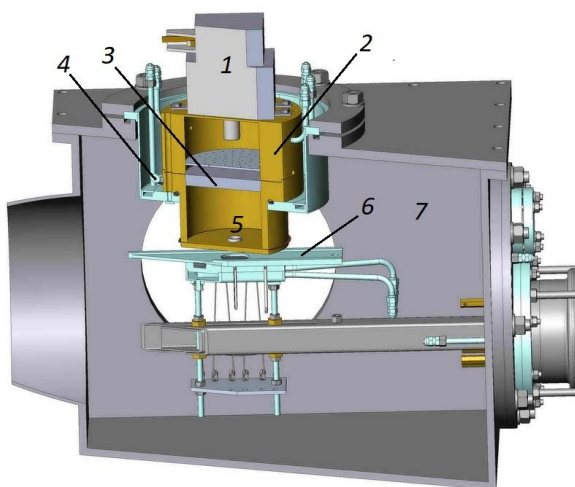


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – Магнетрон 2.45 ГГц; 2 – Цилиндрический резонатор; 3 – Диэлектрическая перегородка (кварцевое стекло); 4 – Тангенциальный ввод плазмообразующего газа; 5 – Сопло; 6 – Крепление подложки; 7 – Вакуумная камера.

Методика расчета цилиндрического резонатора, учитывающая влияние диэлектрической перегородки на электромагнитное поле, представлена в работе [3]. Выполнены тестовые испытания СВЧ плазмотрона, при различных составах и расходах плазмообразующего газа. В качестве плазмообразующего газа использовался Ar, смеси Ar-H₂, Ar-H₂-CH₄. Расход аргона варьировался в диапазоне 1000–10000 нсм³/мин, водорода – 0–2000 нсм³/мин, метана – 0–100 нсм³/мин. Мощность СВЧ разряда варьировалась в

диапазоне 1–2 кВт, диаметр выходного сопла – 1–10 мм, давление плазмообразующего газа – 10–1000 мбар. Изучен процесс формирования струи плазмы, и ее взаимодействия с подложкой, с целью разработки нового способа осаждения алмазоподобных пленок.



Рис. 2. Сверхзвуковая плазменная струя, взаимодействующая с молибденовой подложкой. Давление в газоразрядной камере 21000 Па, давление в вакуумной камере 600 Па. Диаметр сопла 3 мм. Расход аргона 4000 нсм³/мин, расход водорода 1000 нсм³/мин, расход метана 18 нсм³/мин. Мощность СВЧ разряда 1 кВт.

Список литературы:

1. Sullivan D.J., Micci M.M. Development of a microwave resonant cavity electrothermal thruster prototype // Proc. 23rd Intern. Conf. Electric Propulsion. 1993. P. 337-354.
2. Буров В.Ф., Стрижко Ю.В. СВЧ-плазмотрон со свободно парящим плазмодом // Горение твердого топлива: сб. докл. VI всерос. конф. Новосибирск: ИТ СО РАН. 2006. С. 36-42.
3. Буров В.Ф. Цилиндрический резонатор с диэлектрической перегородкой для СВЧ-плазмотрона со свободно парящим плазмодом // Энергетика и теплотехника: сб. науч. тр. Новосибирск: НГТУ. 2008. №12. С. 279-292.

Работа выполнена при поддержке РФФ,
проект № 15–19–00061.

ЛАЗЕРНОЕ ЗАЖИГАНИЕ ТОПЛИВ В РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

Ребров С.Г.

ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша»,
125438, Россия, Москва, ул. Онежская, 8

Применение лазерного зажигания для запуска ракетных двигателей, работающих на несамовоспламеняющихся компонентах топлива, имеет ряд преимуществ перед традиционными способами. Среди них в первую очередь отметить возможность выбора зоны инициации горения в широких геометрических пределах без изменения конструкции камеры сгорания. Этот безэлектродный способ образования плазменного сгустка неограничен по методу локализации и обеспечивает высокие импульсные мощности от 3МВт и выше, что гарантирует возникновение оптического нерезонансного пробоя.

Принцип работы этого метода заключается в энергии лазера, сфокусированной в достаточно малом объеме (десятки мкм) и создающей плазму с экстремально высокой температурой ($\sim 10^6\text{K}$) посредством механизма электронного каскада. От плазмы энергия передается к другим молекулам и начинается воспламенение. Метод требует достаточно малого количества энергии, выделенной лазером, и позволяет точно расположить точку фокусировки в объеме или на поверхности какого-либо твердого тела (даже на стенке камеры сгорания).

Также лазерное зажигание позволяет работать с расширенным, по сравнению с электроискровым способом, диапазоном давлений и концентраций топливной смеси, обеспечивая более высокие рабочие характеристики двигателей. Современное развитие лазерной техники позволяет добиться снижения массогабаритных характеристик лазерных систем зажигания по сравнению с электроискровыми. Кроме этого, метод способен обеспечить многократность включения двигателя, что обуславливает преимущество по сравнению с химическим и пиротехническим способами.

В качестве источников воспламенения используются твердотельные микролазеры, для которых определены критически важные для воспламенения топлива выходные энергетические параметры, основные из которых: импульсная энергия, длительность импульса, импульсная мощность, плотность мощности в точке поджига, частота следования импульсов.

Выбор оптимальных зон воспламенения в камерах сгорания проводился с использованием численного моделирования, в результате которого выбираются зоны с оптимальными для воспламенения параметрами по концентрациям компонентов, скоростям, рассчитывается динамика формирования ядра пламени и начало роста, формирование фронта пламени, протекание реакций в тонком слое вблизи фронта пламени. Результаты моделирования позволяют выбрать оптимальные зоны фокусировки лазерного излучения, получить данные о временных характеристиках развивающихся процессов, включая задержку воспламенения, предсказать пиковые давления, возникающие в процессе запуска.

По результатам проведенного комплекса экспериментальных работ как на модельных установках, так и на реальных двигателях, предложены варианты систем лазерного зажигания топлив кислород-метан, кислород-керосин, кислород-водород различного назначения: запальных устройств, двигателей малой тяги, газогенераторов, крупногабаритных камер сгорания ракетных двигателей; определены диапазоны параметров, в которых достигается надежное лазерное зажигание.

Это позволило впервые в мире, на примере маршевых кислородно-керосиновых двигателей ракеты-носителя «Союз», продемонстрировать реализуемость лазерного зажигания на крупноразмерных двигателях с использованием малогабаритных лазеров, устанавливаемых непосредственно на камеру сгорания.

Для внедрения систем лазерного зажигания необходима их высокая надёжность, низкое энергопотребление, компактность и малый вес. Необходимыми требованиями также являются работоспособность лазера в широком температурном диапазоне, стойкость устройства к вибрациям, ударным нагрузкам, компактность, малый вес, высокий КПД и безотказность.

В качестве активных элементов используются композитные лазерные кристаллы, состоящие из активного кристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ и фототропного кристалла $\text{Cr}^{+4}:\text{YAG}$, соединенных между собой методом высокотемпературного диффузионного сращивания. Метод диффузионного сращивания однотипных композитный лазерный кристалл объединяет в себе активную среду оптический резонатор и элементы управления генерацией в виде монолитного элемента, что гарантирует устойчивость лазерного генератора к вибрациям и разъюстировкам.

В качестве накачки для минимизации массогабаритных параметров лазеров целесообразно использовать цветные диодные решетки, отличающиеся от стандартных узкополосных диодов накачки более широкой спектральной полосой излучения и позволяющие обеспечить безотказную работоспособность твердотельных лазерных излучателей в широком температурном диапазоне без активной термостабилизации.

Проведенный комплекс исследований позволяет перейти к стадии практического внедрения лазерного зажигания.

Список литературы:

1. Ребров С.Г., Голубев В.А., Голиков А.Н. Лазерное зажигание топлива кислород-керосин в ракетной технике: от запальных устройств к маршевым ракетным двигателям. //Труды МАИ, №95, 2017. –С.48.
2. Ребров С.Г., Голубев В.А. Пиковые давления в камерах сгорания при лазерном воспламенении// Известия Российской академии наук. Энергетика. 2015. № 2. С. 131-137.

Рудяк В.Я., Лежнев Е.В.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (НГАСУ),
630008, Россия, г. Новосибирск, Ленинградская, 113.

В связи с появлением и развитием ЭВМ стало возможным использовать их непосредственно для моделирования свойств вещества. В частности, это привело к развитию метода молекулярной динамики. ЭВМ в этом случае использовалась в качестве специального инструмента решения большого числа уравнений движения. Однако, кроме этого, необходимо было создание теории, которая бы данные о координатах и импульсах молекул превратила в давление, напряжения, коэффициенты переноса и т.п. С развитием статистической механики необратимых процессов эта методологическая проблема была решена. Сначала в теории линейной реакции была сформулирована идея, восходящая к эйнштейновской теории броуновского движения, о связи неравновесного процесса с временной эволюцией равновесных флуктуаций. Позднее удалось сформулировать полный спектр флуктуационно-диссипационных теорем, связывающих все коэффициенты переноса с соответствующими данному процессу корреляционными функциями.

Систематическое исследование идеологии и результатов метода МД, однако, показало, что он не позволяет получить истинные фазовые траектории молекулярной системы. Адекватные методы моделирования получаются лишь усреднением по большому числу независимых фазовых траекторий, получаемых в процессе моделирования. В связи с этим появилась идея создания алгоритма, в котором бы изначально не ставилась задача детерминированного расчета фазовых траекторий рассматриваемой молекулярной системы. Реализация этой идеи для моделирования коэффициентов переноса разреженного газа и является целью данной статьи.

Фактически фазовые траектории молекулярной системы моделируются стохастически. Однако законы сохранения в процессе реализации соударения молекул должны выполняться. Создается ансамбль таких независимых траекторий и коэффициенты переноса, определяемые формулами Грина–Кубо, получаются усреднением по ансамблю этих траекторий. Идеология этого метода сформулирована в работах [1–3] для газов, моделируемых системой твердых сфер. В данной работе развит алгоритм для моделирования коэффициентов переноса разреженных газов с реальными потенциалами взаимодействия.

Так как используется обрезанный потенциал Леннарда-Джонса, это позволяет ввести понятие длины свободного пробега для молекул, на основе которого вычисляется средняя частота столкновений молекул в единицу времени. Далее, на основе этой частоты производятся парные взаимодействия молекул, которые приводят к изменению их скоростей с сохранением суммарного импульса и энергии. При этом пара молекул для столкновения выбирается случайно, независимо от их взаимного положения и скоростей.

В случае разреженных газов для вычисления коэффициентов диффузии и вязкости нам необходима только информация о скоростях молекул. Таким образом, изучает лишь динамика системы в пространстве импульсов, ее состояние в конфигурационном пространстве не влияет на расчет коэффициентов переноса. Это позволило существенно сократить время расчетов.

С помощью данного подхода проведено систематическое моделирование коэффициентов

- самодиффузии благородных газов, азота, углекислого газа, метана и кислорода;
- диффузии молекул бинарных смесей Kr-Ar, Xe-Kr, Xe-Ar;
- вязкости благородных газов, азота, углекислого газа, метана и кислорода;
- диффузии наночастиц воды в воздухе.

Показано, что при сравнительно небольшом числе молекул (меньше 10000) удастся достичь точности сопоставимой с экспериментальной.

Изучено влияние на точность моделирования числа молекул, и числа членов ансамбля (независимых фазовых траекторий). Для повышения эффективности алгоритма разработана специальная процедура устранения повторных столкновений молекул, которые в реальном разреженном газе отсутствуют.

В качестве примера в таблице 1 приведены результаты моделирования коэффициента вязкости η_c при температуре 273 К и атмосферном давлении для благородных газов. Здесь η_e – экспериментальное значение, а в последней строке относительная ошибка.

Табл. 1. Сопоставление данных моделирования коэффициента с экспериментальными.

	Ar	Kr	Ne	Xe
$\eta_c \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	22.25	25.87	32.28	23.78
$\eta_e \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	22.7	25.5	31.7	23.3
$\Delta, \%$	1.97	1.46	1.84	2.05

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 17-01-000040, № 17-58-45023).

Список литературы:

1. Лежнев Е.В., Рудяк В.Я. Стохастическое моделирование вязкости разреженных газов // Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации. 2015. № 3 (28). С. 99-108.
2. Лежнев Е.В., Рудяк В.Я. Stochastic method for modeling of the rarefied gas transport coefficients // 5th International Conference on Mathematical Modeling in Physical Sciences (IC-MSquare 2016) IOP Publishing, 23-26 May 2016.
3. Лежнев Е.В., Рудяк В.Я. Стохастический метод моделирования коэффициентов переноса разреженного газа // Математическое моделирование. 2017. Т. 29. № 3. С. 113–122.

УДК 533.9...1

ВЛИЯНИЕ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ НА СОСТАВ И ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ СФЕРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Сахапов С.З., Федосеев А.В., Сухинин Г.И.

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

Экспериментально исследовано влияние магнетронного распыления электрода на химический состав плазмы сферического газового разряда методом масс-спектрометрии. Эксперименты были проведены на установке для изучения плазмохимических процессов в газовом разряде сферической геометрии с малым анодом и подвижными электродами. Была подготовлена стальная цилиндрическая заземленная вакуумная камера высотой 60 см и диаметром 50 см с окнами для визуального, фото и видео наблюдения газового разряда. В центр камеры будет помещен подвижный стальной электрод, имеющий форму цилиндра 3 мм в диаметре. На центральный электрод подавалось напряжение от высоковольтного источника с выходным напряжением до 7 кВ, с максимальной силой тока до 1 А. В камеру также был помещен вакуумный магнетрон с независимым высоковольтным источником напряжения мощностью 600 Вт. Масс-спектрометр RGA 200 был помещен напротив центрального электрода через дополнительный фланец, и во избежание пробоя разряда наружная часть масс-спектрометра была заменена со стального на тефлоновый [1-2].

Эксперименты были проведены следующим образом. После обезгаживания в камеру добавлялся рабочий газ до давления 26 Па и подавалось напряжение на центральный электрод. После 20 минут горения разряда при полном токе 15 мА, включался магнетрон от дополнительного источника с таким же полным током. Масс-спектры снимались до, после и во время работы вакуумного магнетрона.

Обнаружено, что при включении магнетрона, в разряде фиксировалась небольшая добавка молекул распыляемого материала – меди. Для примера на рисунке 1 (а) показаны масс-спектры разряда при токе 15 мА в азоте от времени включения магнетрона. Также на рисунке 1 (б) представлены парциальные давления, соответствующие водороду (2 а.е.м.), азоту (14, 28 а.е.м.) и меди (64 а.е.м.) от времени. Подобные результаты показали масс-спектрометрический анализ в разряде аргона. Результаты эксперимента показаны на рисунке 2. Дополнительно на рисунке 2 показана зависимость парциальных давлений, соответствующие водороду (2 а.е.м.), аргону (20, 40 а.е.м.) и меди (64 а.е.м.) от времени.

Таким образом, показано, что методами масс-спектрометрии можно наблюдать изменение парциального давления молекул, распыляемых магнетроном, что в дальнейшем позволит показать динамику роста пылевых частиц [3] в плазме химически активного сферически стратифицированного газового разряда.

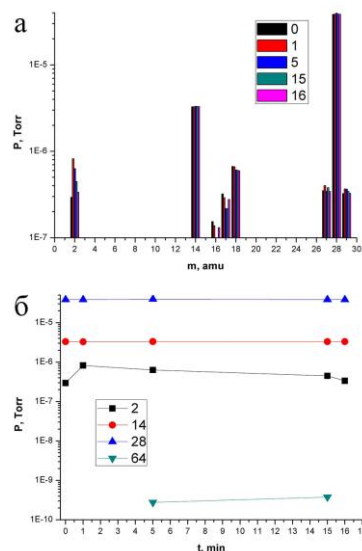


Рис. 1. Масс-спектры разряда при токе 15 мА в азоте (а) и парциальные давления, соответствующие водороду, азоту и меди (б) от времени.

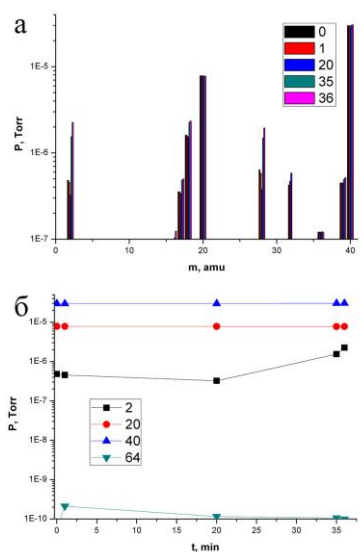


Рис. 2. Масс-спектры разряда при токе 15 мА (а) в аргоне и парциальные давления, соответствующие водороду, аргону и меди (б) от времени.

Список литературы:

1. Belikov A.E., Sakhapov S.Z. Physical model of spherical glow discharge stratification // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. N. 4. P. 45202.
2. Belikov A.E. and al. Mass spectrometry of molecules and radicals in glow discharge plasma // Journal of Engineering Thermophysics. 2011. V. 20. N. 1. P. 42-54.
3. Sakhapov S.Z. Formation and dynamics of nano-particles in a stratified spherical glow discharge // EPL. 2015. V. 100. N. 1 P. 15003.

УДК 519.6, 533.6.011

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Титарев В.А.¹, Фролова А.А.¹, Рыков В.А.¹, Бондарь Е.А.², Ващенко П.В.², Шевырин А.А.²

¹ ФИУ "Информатика и управление" РАН,
119333, Россия, Москва, ул. Вавилова, 40

² Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630073, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Создание космических аппаратов, движущихся в верхних слоях атмосферы, тесно связано с задачами расчета их динамического и теплового взаимодействия с воздушной средой. Изучение аэродинамических характеристик аппаратов экспериментальным путем сопряжено со значительными техническими трудностями и имеет существенные ограничения по режимам обтекания. Для экономии времени и средств целесообразно основные аэротермодинамические характеристики изучать методами вычислительной физики. В настоящее время, наиболее популярными являются подходы, основанные на методе прямого статистического моделирования Монте-Карло (ПСМ). Например, на их базе создан широко известный пакет программ SMILE [1].

В качестве альтернативы методу ПСМ можно рассматривать прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана с точным либо приближенным (модельным) интегралом столкновений. Потенциальными преимуществами такого подхода являются возможность построения схем высокого (второго и выше) порядка аппроксимации и отсутствие статистического "шума" в результатах счета. Однако до недавнего времени очень высокая вычислительная стоимость таких расчетов не позволяла моделировать обтекания реалистичных трехмерных геометрий гиперзвуковым потоком разреженного газа.

В последние годы наметился существенный прогресс в разработке численных методов и комплексов прикладных программ, основанных на численном решении модельных кинетических уравнений [2-5]. Так, в [2,4,5] авторы сравнили результаты расчета обтекания плоского круглого цилиндра по модели Шахова (S-модели) и модели БГК (Крука) программными комплексами UFS [2] и Несветай-3Д [4] с ПСМ результатами из [6] для чисел Маха набегающего потока 10, 25. Было получено хорошее согласие для коэффициентов давления и теплопередачи в широком диапазоне чисел Кнудсена. Таким образом, можно заключить, что использование модельных кинетических уравнений позволяет получать достаточно каче-

ственные результаты и для высокоскоростных течений, по крайней мере, для одноатомного газа.

В настоящей работе проводится детальное сравнение результатов счета по S-модельному кинетическому уравнению с помощью кода Несветай-3Д и методу ПСМ, реализованному в коде SMILE [1] для задачи обтекания модели воздушно-космического аппарата (ВКА) ЦАГИ. Модель ВКА имеет сложную форму и состоит из фюзеляжа с затупленным носком, двух крыльев, вертикального киля и щитка. В расчетах рассматриваются числа Маха набегающего потока от 10 до 25, угла атаки от 0 до 25 градусов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № РФФИ 18-08-00501. Расчеты программным комплексом UFS проводились на многопроцессорных вычислительных комплексах МСЦ РАН MVS10p и MVS100k, а программным комплексом "Несветай-3Д" на системах РСК Петастрим, установленных в МСЦ РАН и СПбПУ Петра Великого.

Список литературы:

1. Ivanov M.S., Kashkovsky A.V., Gimelshein S.F., Markelov G.N., Alexeenko A.A., Bondar Ye.A., Zhukova G.A., Nikiforov S.B., Vashenkov P.V. SMILE System for 2D/3D DSMC computations // Proc. of 25th Int. Symp. On RGD, Saint-Petersburg (Russia, July 21-28, 2006), Publishing House of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 2007, pp. 539-544.
2. Arslanbekov R., Kolobov V., Frolova A., Zabelok S. Evaluation of unified kinetic/continuum solver for computing heat flux in hypersonic blunt body flows // AIAA-2007-4544. 2007. УДК 621.9
3. Baranger C., Claudel J., Herouard N., Mieussens L. Locally refined discrete velocity grids for stationary rarefied flow simulations // J. Comput. Phys. 2014. V. 257. P. 572--593.
4. Titarev V.A. Application of model kinetic equations to hypersonic rarefied gas flows // Computers & Fluids. Special Issue "Nonlinear flow and transport". 2017. -- DOI 10.1016/j.compfluid.2017.06.019.
5. В. А. Титарев, А. А. Фролова. Применение модельных кинетических уравнений для расчетов сверх- и гиперзвуковых течений молекулярного газа // Известия РАН. МЖГ. В печати.
6. Lofthouse A.J. Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics using the direct simulation Monte Carlo and Navier-Stokes models // Ph.D. thesis. The University of Michigan, 2008.

Художитков В.Э., Зарвин А.Е., Каляда В.В.

Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Сверхзвуковые струи метана нашли широкое применение при формировании тонких углеродных пленок. Кластеры, сформированные в таких струях, позволяют рассчитывать на получение покрытий с иными, возможно, уникальными свойствами. Однако, как показали многочисленные исследования, несмотря на достаточно высокую температуру парообразования, вполне сопоставимую, например, с аргоном, моносиланом и даже азотом, в сверхзвуковых струях чистого метана обнаружить формирование кластеров размером более олигомерного удается лишь при давлениях в газовом источнике свыше нескольких десятков атмосфер и/или температурах, близких к криогенным [1]. В то же время в потоках аргона с добавлением малой примеси метана удается обнаружить метановые кластеры [2]. Такой же результат получен в потоках метана с водородом [3]. Поскольку аргон в смеси с метаном также стимулирует зародышеобразование, в аргон-метановых смесях обнаруживаются, помимо чистых кластеров аргона и метана, также и смешанные кластеры [2].

В нашей работе поставлена задача получить метановые кластеры большого размера в сверхзвуковой струе. Из анализа литературы и собственных экспериментальных данных сделан вывод о целесообразности использования гелия в качестве буферного газа. Гелий конденсируется только при сверхнизких температурах. Потому его конденсация, как в случае с аргоном, не будет задерживать конденсацию метана. Гелий легче метана, следовательно не будет способствовать вытеснению метана с оси струи.

Работа выполнена на комплексе газодинамических стенов низкой плотности НГУ «ЛЭМПУС-2» [4]. Для регистрации кластеров применен традиционный метод молекулярно-пучковой диагностики. К сожалению, использование квадрупольного масс-спектрометра Hiden Analytical EPC1000 ограничило диапазон исследуемых масс верхним пределом 1000 а.е.м. Измерения произведены в диапазоне давлений до 0,4 МПа при вариации процентного содержания метана в смеси с гелием от 100 до 10%. Для сравнения выполнены также измерения в смеси метана (20% от объема) с аргоном. Расстояние сопло – скиммер выбиралось из соображений минимизации влияния скиммерного взаимодействия на отбираемую в молекулярный пучок пробу. Вакуумная откачная система установки обеспечила пренебрежимо малое влияние процессов фонового рассеяния.

Хорошо известно, что под воздействием диагностических электронов масс-спектрометра Ван-дер-Ваальсовы кластеры дефрагментируют, причем этот процесс протекает различно для кластеров разного размера и при разных энергиях ионизирующих электронов [5]. Поэтому в работе использованы два варианта ионизации кластеризованных потоков: ионным источником масс-спектрометра при энергии электро-

нов 70 эВ и диагностическим пучком электронов с энергией 10 кэВ в камере расширения струи с последующим транспортом ионов через диафрагмы молекулярно-пучковой системы на детектор масс-спектрометра. В работе выполнен анализ результатов, полученных обоими методами и рассмотрены преимущества того или иного метода регистрации.

Как и ожидалось, в струях чистого метана обнаружены ионы радикалов метана в различных сочетаниях, что свидетельствует об инициации плазмохимических реакций. Наблюдались только димеры и тримеры метана в исчезающе малых количествах.

По мере роста процентного содержания гелия в смеси размеры и количество кластеров метана возрастало. Пример масс-спектра в области больших массовых чисел в смеси 10%CH₄+90%He при втором способе ионизации приведен на рис. 1. В работе проведен детальный анализ полученных результатов.

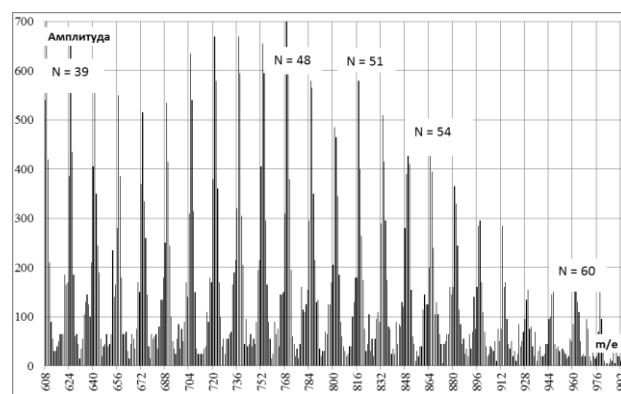


Рис. 1. Амплитуды пиков в зависимости от массового числа. Сверхзвуковое сопло. Давление торможения 0,3 МПа

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР, 11.1402.2017/ПЧ.

Список литературы:

1. Li S., Lu H., Zhang H., et al. Cooling-induced increase of methane cluster size investigated under a Coulomb explosion scheme // Chinese Optics Letters. 2013. COL 11 (Suppl). S20201.
2. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Коробейщиков Н.Г., Ходаков М.Д. Особенности масс-спектрометрии метановых и метаносодержащих кластеров в сверхзвуковых молекулярных пучках // Нанотехнологии. 2014. № 1 (31). С. 3-6.
3. Yang S., Philippe L., Chatelet M. Formation of (CH₄)_N van der Waals clusters by seeded supersonic expansion // International Journal of Mass Spectrometry. 2007. V. 263. No. 2-3. P. 190–194.
4. Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., et al. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819-827.
5. Echt O., Fiegele T., Rümmele M., et al. Ionization energies of argon clusters: A combined experimental and theoretical study // J. Chem. Phys. 2005. V. 123. No. 084313.

УДК 621.384.8+544.277.6+539.188+537.563.2+537.533+533.6.011.8

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛЫХ ГАЗОВЫХ КЛАСТЕРОВ АРГОНА ПРИ ПОМОЩИ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Чиненов С.Т., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С.

Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Масс-спектрометрия является эффективным методом изучения веществ. Однако исследование Ван-дер-Ваальсовых кластеров в сверхзвуковых потоках требует особых условий проведения анализа вследствие ряда причин. Во-первых, для используемого в данной работе масс-спектрометра с квадрупольным масс-анализатором характерна дискриминация по массам регистрируемых частиц [1], что является помехой при изучении потоков с широким распределением по размерам кластеров. Во-вторых, ионизация Ван-дер-Ваальсовых кластеров приводит к их эффективной диссоциации на составляющие [2], что также влияет на вид наблюдаемых масс-спектров. Кроме того, энергия электронов, настраиваемая в ионизационном блоке масс-спектрометра, выбирается в области максимума сечения ионизации, соответственно, не является оптимальной для задач по исследованию нейтральных кластерных потоков. В-третьих, формирование молекулярного пучка с целью доставки кластеризованного потока на анализатор приводит к дополнительной селекции по массам [3].

В данной работе исследовалась возможность использования высоковольтного электронного пучка для ионизации сверхзвуковой газовой струи аргона с последующей транспортировкой ионов через диафрагмы и камеры молекулярно-пучковой системы на квадрупольный масс-анализатор. Выполнено сравнение со стандартной ионизационной системой масс-спектрометра.

Работа выполнена на экспериментальном комплексе «ЛЭМПУС-2» НГУ [4]. Сверхзвуковая кластеризованная струя формировалась за счет адиабатического расширения аргона через звуковое сопло в вакуум. Ионизация потока производилась высоковольтным электронным пучком (10 кэВ). Используя скиммер и последующие диафрагмы молекулярно-пучковой системы в качестве электростатических и газодинамических линз, осуществлялся транспорт кластерных ионов до детектора масс-спектрометра Hiden EPC1000. В альтернативном варианте стандартная конфигурация предполагала формирование скиммером молекулярного пучка, транспорт нейтрального потока до детектора масс-спектрометра и ионизацию собственным блоком прибора (энергия ионизирующих электронов – 70 эВ).

Использование звукового сопла и низких значений давления в форкамере сопла ($20 < P_0 < 122$ кПа), обеспечило вариацию среднего размера частиц, рассчитанного по формулам Хагены [5], $\langle N \rangle$ от 2 до 35 атомов в кластере. Расстояние сопло – скиммер выбиралось из соображений минимизации скиммерного взаимодействия.

На рис.1. приведен процентный состав регистрируемых газовых потоков при нескольких значениях давления P_0 . Использование высоковольтного элек-

тронного пучка для ионизации струи и дальнейший транспорт ионов на детектор масс-спектрометра обеспечивают доставку большего количества кластерных ионов, а также получение сигналов кластеров больших размеров, чем при использовании стандартной конфигурации.

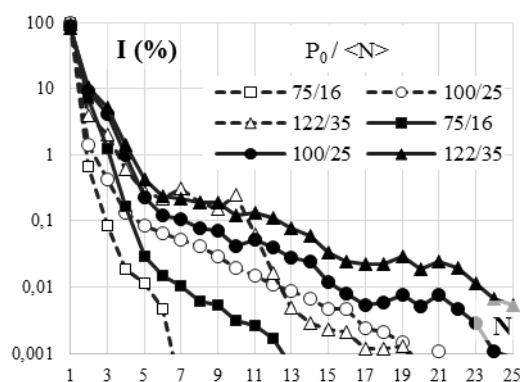


Рис. 1. Процентный состав регистрируемых масс-спектров при разных P_0 и, соответственно, значениях $\langle N \rangle$. Светлые значки, соединенные пунктиром – ионизатор масс-спектрометра, темные значки и сплошные линии – ионизация в струе

В работе проводится анализ причин этого эффекта, приводится объяснение особенности изменения зависимости при $P_0 = 122$ кПа. Обращает также на себя внимание наличие регулярных особенностей при $m/e = 11, 14, 19, 21$, совпадающих с данными по магическим кластерным числам в аргоне [6].

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР, 3.3726.2017/ПЧ.

Список литературы:

- Алмазов В.Б., Андреева А.Д., Галль Л.Н., Помозов Т.В. Дискриминация по массе в квадрупольном масс-спектрометре с ионизацией электронным ударом // Научное приборостроение. 2012. Т. 22. № 1. С. 107-112.
- Buck U., Schutte S. Strong fragmentation of large gas clusters by high energy electron impact // Internal. J. of Mass Spectrometry. 2002. V. 220. No. 2. P. 183–192.
- Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э. Особенности регистрации кластеров в сверхзвуковых недорасширенных струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии // ТиА. 2017. Т. 24. № 5. С. 691-702.
- Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh. et al. Condensable supersonic jet facility for analyses of transient low-temperature gas kinetics and plasma chemistry of hydrocarbons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819-827.
- Hagena O.F. Nucleation and growth of clusters in expanding nozzle flows // Surface Science. 1981. V. 106. No. 1–3. P. 101-116.
- Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Свойства кластерных ионов // УФН. 1989. Т. 159. № 1. С. 45-81.

УДК 519.6, 533.6.011

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИСТЕЧЕНИЯ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА В ВАКУУМ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ СО СТЕНКОЙ

Шахов Е.М.^{1,2}, Титарев В.А.², Фролова А.А.², Морозов А.А.³

¹ МГТУ им. Н.Э. Баумана,
105055, Россия, Москва, 2-ая Бауманская улица, д. 5, стр. 1

² ФИУ "Информатика и управление" РАН,
119333, Россия, Москва, ул. Вавилова, 40

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В рамках развития новых технологий в последние годы разработаны малогабаритные установки импульсного типа для генерации высокоэнергетических молекулярных пучков. Примером служит ультра малая бездиафрагменная ударная труба, представленная японскими учеными в работе [1]. Хотя в литературе есть примеры численных расчетов течений такого класса [2,3], методология проведения вычислений истечения струи в вакуум требует детальной проработки

Настоящая работа представляет собой первый шаг в направлении создания такой методологии. Мы используем несколько существующих методов/пакетов программ, таких как Unified Flow Solver [4] для кинетического уравнения с точным и модельным интегралами столкновений, метод прямого статистического моделирования (ПСМ) [5], а также пакет Несветай-3Д, в котором решаются модельные кинетические уравнения [6].

Сначала решается модельная одномерная задача отражения набегающего равномерного потока газа от твердой стенки, на которой ставятся условия зеркального либо диффузного отражения. На втором шаге рассматривается модельная задача формирования молекулярного пучка в резервуаре низкого давления при отражении падающей ударной волны от стенки с отверстием. Изучается влияние формы (длины) отверстия, чисел Кнудсена и Маха. Используются как плоская, так и осе-симметричная формулировки задачи.

Для обоих тестовых расчетов проводится сравнение с решением уравнений Навье-Стокса сжимаемого газа.

Представленные в работе новые высокоточные численные решения могут рассматриваться как новые тестовые задачи для сравнения подходов, численных методов и программных реализаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № РФФИ 16-01-00489. Расчеты программным комплексом UFS проводились на многопроцессорных вычислительных комплексах МСЦ РАН MVS10p и MVS100k, а программным комплексом "Несветай-3Д" на системах РСК Петастрим, установленных в МСЦ РАН и СПбПУ Петра Великого

Список литературы:

1. N. Miyoshi, S. Nagata, I. Kinefuchi, K. Shimizu, S. Takagi and Y. Matsumoto. Development of ultra small shock tube for high energy molecular beam source // AIP Conf. Proc. 1084, 557 (2009).
2. D.E. Zeitoun, Y. Burtshell, I.A. Graur, M.S. Ivanov, A.N. Kudryavtsev, Y.A. Bondar. Numerical simulation of shock wave propagation in microchannels using continuum and kinetic approaches // Shock Waves. 2009. V. 19. N. 4. P. 307-316.
3. Yu.Yu. Kloss, F.G. Cheremisin, P.V. Shuvalov. Solution of the Boltzmann equation for unsteady flows with shock waves in narrow channels // Comput. Math. & Math. Phys. 2010. V. 50. N. 6. P. 1093-1103.
4. Kolobov V.I., Arslanbekov R.R., Aristov V.V., Frolova A.A., Zabelok S.A. Unified solver for rarefied and continuum flows with adaptive mesh and algorithm refinement // J. Comput. Phys. 2007. V. 223. P. 589-608.
5. Bird G.A. Molecular gas dynamics and the direct simulation Monte Carlo method. Clarendon Press, Oxford, 1994.
6. Titarev V.A. Application of model kinetic equations to hypersonic rarefied gas flows // Computers & Fluids. Special Issue "Nonlinear flow and transport". 2017. -- DOI 10.1016/j.compfluid.2017.06.019



СЕКЦИЯ 7

Теплофизика микро- и наносистем,
газофазный синтез наноструктур

УДК 536

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ – ГАЗ ПРИ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ

Гатапова Е.Я., Кабов О.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1, gatapova@itp.nsc.ru

Большой интерес для инженеров и исследователей представляет возможность использования сверхинтенсивного испарения тонких пленок жидкости в системах охлаждения нового поколения. В данной работе приводятся новые данные по температурному профилю на границе раздела жидкость–газ для тонкой пленки жидкости нагреваемой снизу.

Существование скачков температуры и давления на границе раздела при фазовом переходе давно известно в кинетической теории, поскольку фазовые переходы происходят в условиях неравновесности. В работе [1] предложен подход к описанию теплообмена в двухфазной системе, с использованием полных уравнений Навье–Стокса с условиями скачков температуры и давления. Однако экспериментальные данные, касающиеся скачков давлений и температур на границах раздела сред, остаются немногочисленными. В работе [2] было впервые установлено существование скачка температуры на границе раздела вода–воздух при атмосферном давлении и был зафиксирован рост скачка с ростом температуры нагревателя.

Измерены поперечные температурные профили в двухслойной системе жидкость–газ при нормальных атмосферных условиях для четырех различных жидкостей: H_2O , C_2H_5OH , CH_2I_2 и HFE-7100. Эксперименты проведены при квазистационарном режиме нагрева в диапазоне температур нагревателя 23 – 80 °C при нормальном атмосферном давлении.

Тонкий слой жидкости локально нагревался от нижней подложки и испарялся с границы раздела жидкость–газ. Для точного измерения температурных профилей была специально изготовлена микротермопара с толщиной королька около 3 мкм. Скачок температуры на границе раздела жидкость–газ четко зафиксирован даже при малой скорости испарения. Показано, что значение скачка температуры увеличивается с увеличением разности температур между нагревателем и окружающим газом и, следовательно, с увеличением скорости испарения. Получена подробная эволюция профиля температуры с увеличением температуры нагревателя (рис. 1). В зависимости от условий окружающей среды и типа жидкости температура в газовой фазе вблизи границы раздела жидкость–газ может быть выше или ниже, чем температура жидкости. Также существуют режимы без скачка температуры на границе раздела жидкость–газ. Скачок температуры зависит не только от скорости испарения, но и от потока тепла в жидкой и газовой фазах вблизи границы раздела. С увеличением теплового потока и скорости испарения увеличивается величина скачка. Эта тенденция согласуется с аналитическим выражением для скачка температуры.

Для летучих жидкостей (C_2H_5OH , HFE-7100) профиль температуры имеет другой характер чем не у летучих жидкостей. Температура в газовой фазе вблизи границы раздела жидкость–газ была выше, чем в жидкости на границе раздела во всем рассмотренном диапазоне температур. Измеренная разность температур на межфазной границе и скорость испарения намного выше, чем для воды.

Скачок температуры от -0,07 °C до 0,55 °C на границе раздела вода–воздух и от -0,08 °C до -2,39 °C для этанол–воздух зафиксирован при разнице температур между окружающим воздухом и нагревателем от 0 до 55 °C.

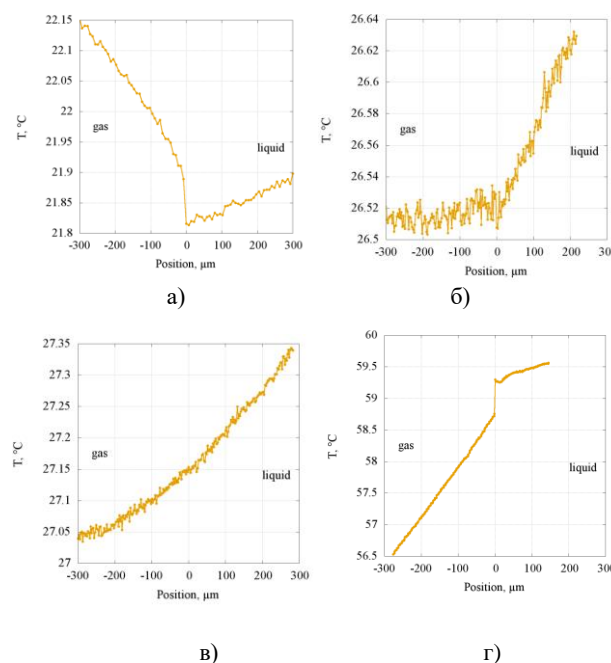


Рис. 2. Профиль температуры для системы воздух–вода. Давление в воздухе 99.5 кПа. а) мощность нагрева 0 мВт, температура в нагревателе 23.0 °C; б) мощность нагрева 44 мВт, температура в нагревателе 29.0 °C; в) мощность нагрева 65 мВт, температура в нагревателе 30.0 °C; г) мощность нагрева 1071 мВт, температура в нагревателе 88.2 °C.

Список литературы:

1. Gatapova E.Y., Graur I.A., Sharipov F., Kabov O.A. The temperature and pressure jumps at the vapor–liquid interface: Application to a two-phase cooling system // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 83. P. 235 – 243.
2. Gatapova E.Y., Graur I.A., Kabov O.A., Aniskin V.M., Filipenko M.A., Sharipov F., Tadrist L. The temperature jump at water–air interface during evaporation // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 104. P. 800 – 812.

УДК 536

ТОНКИЕ КАПЛИ ЖИДКОСТИ: ИСПАРЕНИЕ И ДИНАМИКА ЛИНИИ КОНТАКТА ТРЕХ ФАЗ

Гатапова Е.Я.^{1,2}, Сафонов А.И.¹, Кабов О.А.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1, gatarova@itp.nsc.ru

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследование и выявление особенностей испарения тонких капель на топографически модифицированных поверхностях необходимы для микрофлюидики, охлаждения микроэлектроники и изготовления наноструктурированных поверхностей.

В данной работе исследуется динамика испарения капли воды с начальным объемом 2 мкл на поверхностях с различным краевым углом смачивания. Использовались стекло, покрытые фторполимерной пленкой с различным краевым углом смачивания. Была применена теневая методика и метод интерферометрии с анализом изображений для измерения толщины переходного с макро к микро-пленке слоя пленки и профилей капель жидкости для углов меньших 5 град ([1], рис. 1). Стекланные подложки покрывались тонкой пленкой фторполимера методом химического осаждения HWCVD из паровой фазы при разных режимах осаждения. Полученные поверхности имеют разную структуру, что влияет на свойства смачивания.

Восстановлены толщины и профили пленок до 75 нм и краевые углы смачивания (рис.2). Показано, что может отсутствовать третий этап испарения (режим с постоянным краевым углом смачивания), т.е. после режима испарения с постоянным контактным радиусом капля переходит сразу к режиму когда оба и радиус и угол непрерывно меняются до полного исчезновения капли. Происходит переход к полному смачиванию, что объясняется частичным впитыванием жидкости в «мягкое» нанопокрытие. Критическая высота капли для перехода к полному смачиванию составила 20-30 мкм. Подробно изучена динамика на последнем этапе испарения. Показано существенное увеличение скорости контактной линии от 50 до 500 мкм/с. Впервые измерена критическая толщина для перехода на этот подэтап, которая составила 2 мкм (рис.2). Продолжительность этого подэтапа одинакова для всех покрытых и непокрытых поверхностей. Капли, наблюдаемые в последнюю секунду для всех рассмотренных поверхностей, были осесимметричными. Показано также, что удельный расход испарившейся жидкости с единицы площади поверхности капли резко увеличивается на последнем этапе.

рившейся жидкости с единицы площади поверхности капли резко увеличивается на последнем этапе.

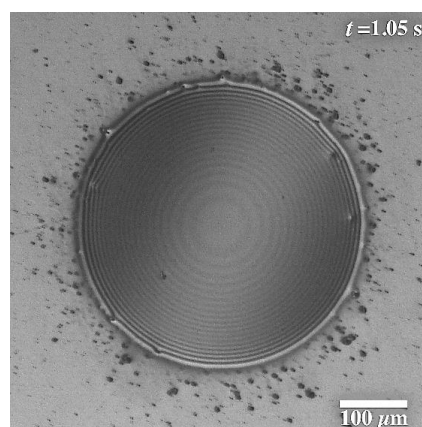


Рис. 1. Капля воды с интерференционными полосами.

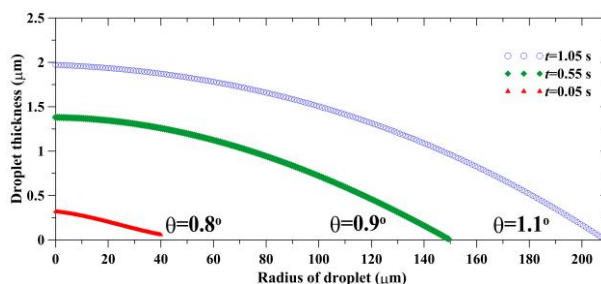


Рис. 2. Профиль капли, полученный методом интерферометрии.

Список литературы:

1. Gatarova E.Ya., Shonina A.M., Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Kabov O.A., Evaporation dynamics of a sessile droplet on glass surfaces with fluoropolymer coatings: Focusing on the final stage of thin droplet evaporation// Soft Matter. 2018. V. 14. P. 1811-1821.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10675)

УДК 536.24

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАНОЖИДКОСТЕЙ В КАНАЛАХ С ИНТЕНСИФИКАТОРАМИ ТЕПЛООБМЕНА

Гузей Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Попов И.А.³

¹ Сибирский федеральный университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

420111, Россия, Казань, ул. К. Маркса, 10

Одним из широко распространенных способов интенсификации теплоотдачи при турбулентной конвекции является использование поверхностей с искусственной шероховатостью. Структура шероховатости может являться как неотъемлемой частью теплообменной поверхности или являться элементами проволочных или других вставок. В первом случае это нанесение механической обработкой равномерно или дискретно, двух- или трёхмерных выемок или выступов. Поэтому актуальным вопросом является сравнение теплогидравлической эффективности искусственных шероховатостей и использование наножидкостей при интенсификации теплообмена, а также возможность применения наножидкостей в каналах с искусственной шероховатостью.

Одним из путей решения проблемы интенсификации процесса теплообмена является использование в теплообменных устройствах профилированных поверхностей теплообмена: кольцевые накатки, сферические выступы и др. Параллельно чрезвычайно быстро развиваются и исследования, связанные с использованием в теплообменных устройствах жидкостей с примесью наночастиц различного состава, получивших название «наножидкости».

Термин «наножидкость» используется для обозначения двухфазной системы, состоящей из несущей жидкости и наночастиц высокотеплопроводного материала. Типичными несущими жидкостями являются вода, органические жидкости (этиленгликоль, масло), полимерные растворы. Материалом для наночастиц служат металлы, оксиды металлов, углеродные нанотрубки.

Целью настоящей работы являлось: Расчетно-экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкостей в каналах с интенсификаторами теплообмена.

Экспериментальная установка представляет собой замкнутый контур, с циркулирующим теплоносителем. С помощью насоса рабочая жидкость прокачивается через измерительный обогреваемый участок после прохождения, которого, поступает в теплообменник, в котором отдает тепло термостату. В экспериментах исследовались следующие рабочие участки: канал круглого сечения, канал круглого сечения со сферическими выступами и канал круглого сечения с кольцевыми накатками. Внутренний диаметр каналов 9 мм. Нагрев рабочего участка осуществляется путем подачи электрического тока непосредственно на стенку канала.

Наножидкость готовилась стандартным двухшаговым методом. В качестве базовой жидкости

использовалась дистиллированная вода. Наночастицы в необходимом количестве добавлялись в базовую жидкость, затем механически перемешивались. Полученная суспензия подвергалась получасовой ультразвуковой обработке для разрушения конгломератов частиц. Объемная концентрация наночастиц в экспериментах была равна 4 объемным процентам. ПАВы в наножидкость не добавлялись.

Вязкость наножидкостей была измерена при помощи ротационного вискозиметра DV2T. Измерения вязкости были проведены в диапазоне скорости сдвига от 10 до 200 1/с при температуре 25°C. Перед измерениями вискозиметр был прокальброван на дистиллированной воде и этиленгликоле. Полученные результаты хорошо согласовывались с эталонными данными. Коэффициент теплопроводности наножидкости измерялся с помощью нестационарного метода нагреваемой проволоки (hot wire method).

Проведено экспериментальное исследование вынужденной турбулентной конвекции наножидкостей на основе воды и наночастиц оксида циркония в гладких трубах и в каналах с интенсификаторами теплообмена на стенках. Показано, что наножидкости в гладком канале позволяют получить теплогидравлическую эффективность сопоставимую с теплогидравлической эффективностью каналов с интенсификаторами теплообмена для чистой воды. Применение наножидкостей в каналах с искусственными интенсификаторами, с точки зрения теплогидравлической эффективности, оказалось не эффективным.

На основе полученных экспериментальных данных было проведено численное исследование вынужденной ламинарной конвекции наножидкостей на основе воды и наночастиц оксида кремния в гладком канале и в каналах с интенсификаторами теплообмена. Численное моделирование проведено с помощью гомогенного и двухжидкостного подходов к описанию наножидкостей. В модели использовались экспериментально определенные коэффициенты переноса наножидкостей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках Проекта государственного задания Министерства Образования и Науки Российской Федерации Сибирскому федеральному университету в 2018 году (проект № 16.8368.2018/БЧ), и при частичной государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (ведущий ученый — С. Исаев, КНИТУ-КАИ, г. Казань) по гранту правительства России № 14.Z50.31.0003.

УДК 621.793:539.21

СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ ПОКРЫТИЙ SiCN И CN_x НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ В ПЛАЗМЕ МОЩНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПУЛЬСИРУЮЩЕГО РАЗРЯДА

Демин В.Н.¹, Смирнова Т.П.¹, Борисов В.О.¹, Грачев Г.Н.², Смирнов А.Л.², Хомяков М.Н.²

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, пр. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090

² Институт лазерной физики СО РАН, пр. Лаврентьева 13/3, Новосибирск 630090 Россия

Новый метод плазмохимического осаждения с активацией исходных веществ плазмой CO₂ лазера в скоростном газовом потоке [1-2] был применен для синтеза наноструктурированных пленок карбонитрида кремния SiCN, и нитрида углерода CN_x на подложки из нержавеющей стали с использованием паров гексаметилдисилазана (ГМДС), (CH₃)₃SiNHSi(CH₃)₃ и ацетонитрила CH₃CN.

Осаждение проводилось с использованием бескамерного варианта плазмохимического синтеза. Бескамерный вариант лазерного плазмохимического синтеза основан на эффективной защите зоны реакции, осуществляемой остывающим потоком плазмообразующего газа (аргона), растекающимся в кольцевом зазоре между срезом сопла и поверхностью материала. Проведено комплексное исследование состава, структуры и свойств покрытий карбонитрида кремния, синтезируемых в вариантах бескамерного осаждения в зависимости от параметров синтеза – скорости потоков газов, температуры подложки, концентрации гексаметилдисилазана в потоке плазмообразующего газа – аргона.

Проведена характеристика полученных покрытий методами ИК-спектроскопии, рамановской спектроскопии, атомно-силовой микроскопии, рентгенофазового анализа и высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВР ПЭМ). Показано, что химический состав определяется температурой подложки, расстоянием от фокуса луча до подложки и составом газовой среды при фиксированных значениях остальных параметров процесса.

Исследования показали, что покрытия являются карбонитрида кремния рентгеноаморфными, в которых кремний образует химические связи с азотом (Si-N) и углеродом (Si-C). Соотношение Si-C и Si-N групп определяется условиями получения покрытия (концентрации прекурсора в газе носителе, температурой подложки, скоростью потоков газа). Это соотношение увеличивается с 0.4 до 1.8 с увеличением температуры подложки.

Приведены результаты измерения микротвердости полученных покрытий на подложках из нержавеющей стали, которая составляет, в зависимости от условий осаждения, 15-25 ГПа для покрытий карбонитрида кремния

Пленки CN_x являются новым перспективным видом сверхтвердых покрытий на конструкционных материалах благодаря хорошей адгезии к подложкам и возможности получения значений их твердости близким к алмазу. Для их промышленного применения необходима разработка методов получения пленок с толщинами ~ 1 мкм с высокими скоростями

осаждения, что возможно при использовании лазерно-плазменного осаждения.

Осаждение пленок нитрида углерода проводилось в лазерной плазме скоростного потока аргона (100-200 м/с) с добавлением ацетонитрила (CH₃-CN), в качестве прекурсора. Характеризация пленок была проведена методами ИК, Раман спектроскопии, AFM, X-ray фазового анализа. Было найдено, что свойства пленок зависят от введенной мощности лазерного излучения, концентрации прекурсора, температуры подложки. Как показал фазовый анализ, пленки были нанокристаллическими с $x \leq 25$ at%.

Анализ дифракционных изображений показал, что набор рефлексов не согласуется с данными для известных форм нитрида углерода. Проведенный анализ дифракционных изображений с помощью программы PANanalytical X'Pert HighScore показал, что получаемая кристаллическая фаза имеет структуру шпинели и может быть отнесена к кубической системе (sp. gr. Fd-3m), $a=8.3342$. Возможность образования новой модификации кубического нитрида углерода со структурой шпинели была предсказано в теоретической работе [3], опубликованной в 1999 году и обсуждалась в [4]. По данным работы [4] эта фаза может образоваться при высоком давлении и температуре. Возможность получения этой высокобарной структурной модификации нитрида углерода в нашей системе обеспечивается тем, что образующаяся лазерная плазма характеризуется высокой удельной мощностью энерговыделения в объеме газовой фазы и формированием ударной волны на поверхности подложки. Микротвердость покрытий на основе этой структурной формы составила ~ 45 ГПа.

Список литературы:

1. Багаев С.Н., Грачев Г.Н., Демин В.Н., Смирнов А.Л., Смирнов, П.Ю., Смирнова Т.П. // Патент RU 2416673 C2, 2011 Бюл. № 11.
2. Demin V.N., Smirnova T.P., Borisov V.O., Grachev G.N., Smirnov A.L., Khomyakov M.N. Laser plasmochemical synthesis of hard protective SiCN films // Surface Engineering, 2015, V.31, №8, P.628-633
3. Shang-Di Mo, Lizhi Ouyang, Ching W. Y., Tanaka Isao, Yukinori Koyama, Riedel. Ralf.// Physical Review Letters.1999. V.83. N.4. P. 5046
4. Kroke E, Schwarz M.//Coordination Chemistry Reviews, 2004. V.248, P.493

Работа выполнена при частичной поддержке интеграционного проекта СО РАН “Промышленно ориентированные лазерно-плазменные методы для синтеза функциональных покрытий и аддитивных технологий”.

УДК 531.21: 544.2

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНОГО КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ НА УСТАНОВКЕ БЫСТРОГО ЦИКЛИЧЕСКОГО СЖАТИЯ

Ездин Б.С., Каляда В.В., Ищенко А.В., Зарвин А.Е.

Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Разработка новых технологических процессов, огромный интерес к свойствам новых функциональных материалов с использованием нанопорошков с заданными характеристиками обуславливают поиск новых способов их получения. Методами получения наноразмерных порошков кремния являются плазмохимический синтез, анодное электрохимическое травление, химико-термический подход [1]. В качестве исходного вещества используются моноксид, диоксид кремния. Недостатками этих методов являются невысокая производительность, трудность масштабирования и необходимость использования дорогостоящего уникального оборудования, вследствие чего себестоимость порошков оказывается высокой.

Известны работы по пиролизу моносилана для получения наноразмерного кремния методом продувки через трубчатый реактор [2], лазерно-индуцированным способом [3], методом газоразрядной плазмы [4], термическим разложением моносилана при нагревании его сжатием в адиабатическом процессе [5]. Недостатками этих подходов являются высокая энергоёмкость, полидисперсность получаемых порошков, высокая себестоимость продукта.

В нашем подходе использован циклический метод сжатия исходных газообразных реактивов в объёме химического реактора. Принципиальная схема реактора и его технические особенности приведены в [6]. Отличие предложенного способа от иных существующих состоит в быстром неравновесном циклическом сжатии исходного сырья, происходящем за времена порядка десятков мс. Возможность изменения длительности циклов, дозирования в широких пределах компонентов сырья, извлечение в каждом цикле продуктов обеспечивает возможность подбора и поддержания оптимальных условий для наработки искомого продукта с максимально высоким КПД.

В данной работе проведен пиролиз моносилана в химическом реакторе сжатия и получены образцы нанопорошков кремния. Дифрактометрическое исследование образцов, проведенное на рентгеновском дифрактометре D8 Advance (Bruker), показало, что получаемый продукт представляет собой порошок микрокристаллического кремния.

Структурные исследования проведены методом ПЭМВР на электронном микроскопе JEM-2010. Локальный анализ элементного состава образцов получен с использованием энерго-дисперсионного EDS спектрометра «Quantax 200-TEM» с XFLASH детектором. Рассчитанные с использованием Фурье-анализа наблюдаемые межплоскостные расстояния соотносились с базой данных РФА. На Рис.1 показаны полученные результаты. Частицы Si размером 30–50 нм, составленные из разупорядоченных по направлениям нанокристаллитов размером от 5 до 10 нм, образуют микронные дендритные агрегаты.

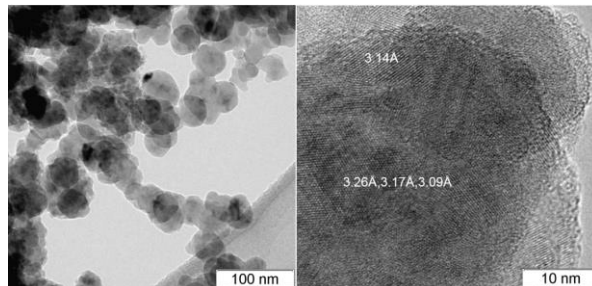


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения частиц образца нанопорошка кремния.

Предлагаемый метод получения наноразмерного кремния удобен для технологического исполнения. Процесс циклический, для непрерывного технологического процесса выработки порошка наноразмерного кристаллического кремния необходима подача газообразного реагента и сбор продуктов. Процесс поддается полной автоматизации. Время непрерывной работы установки определяется степенью надежности механизмов установки, количеством исходного сырья и потребностью в продукте – наноразмерном кристаллическом кремнии. Получаемый продукт в процесс синтеза нанопорошков в циклическом реакторе сжатия химически чистый и определяется только степенью очистки исходных реагентов. Технологический процесс не вносит загрязнений в состав продукта. Получаемый продукт не требует дальнейшей технологической обработки, как в большинстве известных методов, и готов к применению в технологиях и задачах материаловедения с целью получения материалов с наперед заданными функциональными свойствами.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР

Список литературы:

1. Ищенко А.А., Фетисов Г.В., Асланов Л.А. Нанокремний: свойства, получение, применение, методы исследования и контроля. М.: Физматлит, 2011. 648 с.
2. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2005. 416 с.
3. Wiggers H., Starke R., Roth P Silicon particle formation by pyrolysis of silane in a hot wall gasphase reactor// Chem. Eng. Technol. 2001. V. 24. No. 3. P. 261-264.
4. Vladimirov A., Korovin S., Surkov A., et al. Synthesis of luminescent Si nanoparticles using the laser induced pyrolysis // Las. Phys. 2011. V. 21. No. 4. P. 830–835.
5. Поздняков Г.А., Яковлев В.Н., Сапрыкин А.И. Получение наноразмерных порошков карбида кремния методом адиабатического сжатия // ДАН. Физ. Химия. 2014. Т. 456. № 1. С. 61-63.
6. Ездин Б.С., Зарвин А.Е., Яскин А.С., и др. Установка быстрого циклического сжатия для передела лёгких углеводородов // ХНГМ. 2016. № 1. С. 17-19.

УДК 538.911

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАТЕРИАЛОВ, ФОРМИРУЕМЫХ В УГЛЕРОДНОЙ ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Зайковский А.В., Смовж Д.В., Сахапов С.З., Федосеев А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
e-mail: lexeyza@gmail.com

Процесс горения электродугового разряда между графитовыми электродами приводит к диспергации материала электродов. В результате в области разряда присутствуют электроны, ионы углерода, нейтральные атомы углерода, димеры, тримеры и т.д. а также атомы буферного газа (He) и в меньшей степени ионы гелия, формирующие плазмо-химическую реактивную систему. Углеродные компоненты могут взаимодействовать друг с другом в областях разрядной камеры, локальные термодинамические условия которых в большей степени определяют продукты таких взаимодействий. Кроме того, управляемые внешние параметры, такие как давление гелия, сила тока и напряжение дуги, влияют на свойства дугового разряда.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований морфологических и структурных особенностей углеродного материала, формируемого в процессе дугового разряда между чистыми графитовыми электродами при различных внешних параметрах разряда.

Было установлено, что формируемый углеродный материал состоит из ворсистых агломератов с размерами более нескольких микрон. Под действием ультразвука в среде этанола агломерат разбивается на цепочки, составленные из углеродных глобул. Детальное изучение структуры глобул показало, что углерод может присутствовать в аморфном и графитизированном состоянии. Средний размер монокристалличности был определен на уровне 2,7 нм. Графитизированный углерод представляет собой графеновые фрагменты, которые могут складываться в стопки вплоть до 20 штук, сворачиваться в рулоны, вплоть до 7 витков, и образовывать замкнутые формы с размерами вплоть до 2 нм.

Было установлено, что размер углеродных глобул зависит от давления буферного газа, возрастаая при увеличении давления, при этом при одинаковых давлениях и разных силах тока синтезируются материалы практически с одинаковыми размерами глобул.

Об особенностях углеродной структуры можно косвенно судить по электропроводящим и магнитным свойствам. Несмотря на то, что практически все углеродные структуры обладают диамагнитными свойствами, начиная от структуры графита, в которой диамагнетизм ярко выражен, и кончая отдельными атомами углерода, свободные края графитовой структуры, обладающие зиг-заг формой проявляют парамагнетизм. Данное явление объясняется парамагнетизмом Паули, который возникает вследствие большой плотности электронных уровней вблизи уровня Ферми. Таким образом, материал, обладающий большими парамагнитными свойствами содер-

жит графитовые структуры со свободными зиг-заг краями, а в материале с меньшими парамагнитными свойствами - либо содержание зиг-заг краев меньше, либо они образуют связи с другими атомами, тем самым нарушая свою электронную структуру.

Последнее утверждение подтверждается электро-резистивными анализами материалов синтезированных при разных давлениях буферного газа. Основной вклад в электрическое сопротивление материалов вносит явление контактного сопротивления между углеродными частицами. Данный вклад не столь велик для полностью графитизированных частиц, структура которых обеспечивает хорошую проводимость. Но в случае наличия на поверхности графитизированной частицы слоя аморфного углерода, состоящего из случайных sp²-sp³- гибридных углеродных атомов, данный слой существенно увеличивает электрическое сопротивление контакта между частицами. Таким образом, чистый свободный край графитизированной структуры, в том числе обладающий зиг-заг формой, положительно влияет как на электропроводность, так и на парамагнетизм углеродных частиц. Данное явление наблюдается для материалов, синтезированных при различных давлениях буферного газа. Подтверждает данное предположение корреляция значений электропроводности, магнитной восприимчивости и отношения интенсивностей пиков на КР-спектрах ID/IG, которое также характеризует наличие свободных краев и дефектность графитовой структуры, для различных материалов. Таким образом, давление буферного газа влияет на осаждение слоя поверх сформированных частиц.

Корреляций между магнитной восприимчивостью и электропроводностью материалов, синтезированных при разных значениях силы тока дуги, не наблюдается. Тем не менее, магнитная восприимчивость таких материалов линейно зависит от электрической мощности дуги. Учитывая то, что средний размер глобул практически не зависит от тока, можно сделать вывод, что мощность дуги влияет на дефектность внутренней структуры, в том числе на присутствие зиг-заг краев.

В результате исследований структурных особенностей углеродных материалов, синтезированных при разных параметрах дугового разряда, было установлено, что давление буферного газа влияет на формирование слоев углеродных глобул и, соответственно, на их размер, а электрическая мощность разряда влияет на внутреннюю структуру углеродных глобул.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00213).*

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ВЫСОТЫ КАНАЛА НА ДИНАМИКУ И КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА В ЛОКАЛЬНО НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА

Зайцев Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Существует три «классических» метода теплоотвода от локализованных источников тепла высокой интенсивности: 1) кипение в микроканалах, 2) спрейное охлаждение и 3) микроструйное охлаждение. В [1] был предложен четвертый метод охлаждения, при котором отвод тепла осуществляется посредством интенсивного испарения тонкой жидкой пленки, движущейся в плоском микро- или миниканале под действием потока газа. В недавней работе [2] при расслоенном течении воды и воздуха в канале высотой 1 мм были достигнуты тепловые потоки до 1200 Вт/см² с площади нагрева размером 1х1 см² при сравнительно невысоком расходе воды (5 г/с).

Целью настоящей работы является изучение влияния высоты канала на критический тепловой поток (CHF) в такой системе. Рабочий участок состоит из тонкой и плоской пластины из нержавеющей стали с медным стержнем с квадратной головкой 1 × 1 см, служащим в качестве нагревателя (рис.1). Испытательная секция покрыта прозрачной крышкой (не показана на рис. 1), так что образуется канал с переменной высотой. Жидкая пленка, подаваемая из сопла жидкости, приводится в действие сдвиговым напряжением газа в канале. Вода и воздух с начальной температурой около 25 °С были использованы в качестве рабочей жидкости и газа соответственно. Канал ориентирован горизонтально. Высота канала Н составляет от 170 до 2000 мкм.

На рис. 2 и 3 показано течение пленки перед кризисом для Н = 250 и 2000 мкм, соответственно. Для Н = 250 мкм нагреватель покрыт нестабильной, испаряющейся пленкой как на U_{sg} = 5, так и на 30 м / с (где U_{sg} - приведенная скорость газа). Однако при Н = 2000 мкм нагреватель покрыт нестабильной жидкой пленкой только при относительно высокой скорости газа (U_{sg} = 33 м / с), тогда как при меньшей скорости газа (U_{sg} = 2,5 м / с) первое сухое пятно распространяется на весь нагреватель, вызывая высыхание и, следовательно, возникновение кризиса.

На рис. 4 показано влияние Н на CHF для различного U_{sg}. Видно, что при Н = 170-250 мкм CHF слабо зависит от U_{sg}, тогда как при Н = 1-2 мм CHF сильно уменьшается с уменьшением U_{sg}. Таким образом, микроканалы представляются более перспективными для использования в системах охлаждения, чем миниканалы.

Список литературы:

1. Kabov O. A., Lyulin Yu. V., Marchuk I. V. and Zaitsev D. V. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels // International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007, V. 28, pp. 103-112.
2. Zaitsev D., Tkachenko E. and Kabov O. An experimental study of high heat flux removal by shear-driven liquid films // EPJ Web of Conferences, 2017, V. 159, 00054.

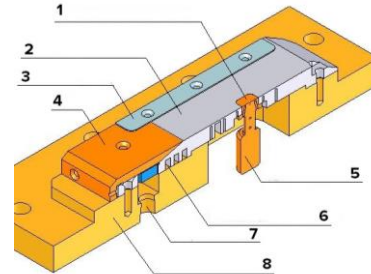
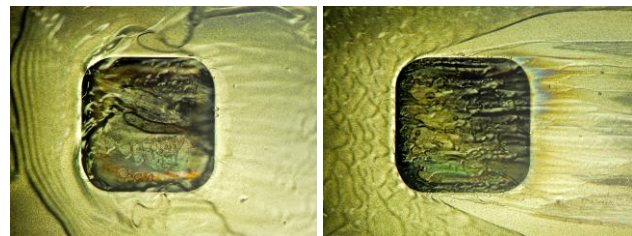
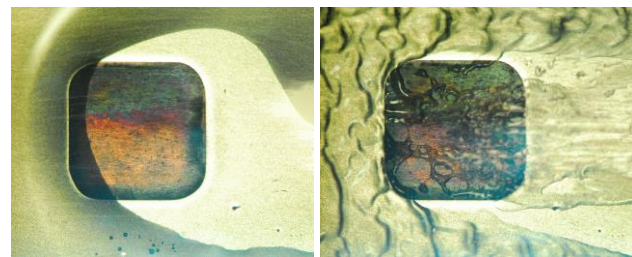


Рис. 1. Схема рабочего участка. 1- нагреватель 10 × 10 мм, 2- пластина из нержавеющей стали, 3 пластины для регулировки высоты канала, 4- жидкостное сопло, 5- медный стержень, 6-контур термостабилизации, 7-вход для жидкости, 8-текстолитовая основа.



а) U_{sg}=5 м/с, q=210 Вт/см² б) U_{sg}=30 м/с, q=250 Вт/см²

Рис. 2. Фотография течения пленки перед кризисом для Н = 250 мкм, Re_l = 18. Поток направлен слева направо.



а) U_{sg}=2.5 м/с, q=40 Вт/см² б) U_{sg}=33 м/с, q=250 Вт/см²

Рис. 3. Фотография течения пленки перед кризисом для Н = 2000 мкм, Re_l = 18. Поток направлен слева направо.

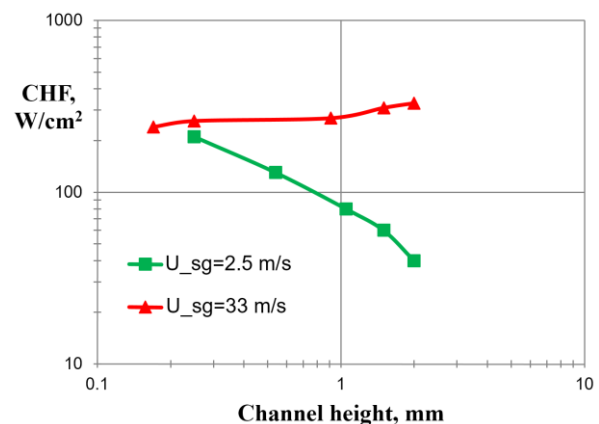


Рис. 4. Влияние высоты канала на критический тепловой поток, Re_l=18.

УДК 536.24

КИПЕНИЕ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ В МИНИКАНАЛЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ

Зайцев Д.В., Ткаченко Е.М., Белослудцев В.В., Крета А.С., Кабов О.А.

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Одной из основных тенденций развития современных технологий является миниатюризация устройств [1]. Во многих технологиях происходит переход от процессов тепло- и массообмена в большом объеме к процессам в тонких пленках. Поверхностная и объемная плотность тепловых потоков существенно возрастает. Можно выделить четыре основных способа отвода сверхвысоких тепловых потоков от локализованных источников тепла: 1) кипение жидкости в мини и микроканалах [2], 2) спрейное охлаждение [3], 3) микроструйное охлаждение [4], и 4) охлаждение посредством испарения тонкой пленки жидкости, движущейся в канале [5]. В настоящее время система с кипением в мини- и микроканалах очень перспективна. Эта система способна отводить сверхвысокие тепловые потоки с минимальным расходом рабочей жидкости и поддерживать низкую температуру на стенках канала [6]. Бар-Коэн и др. [7] описал М-образную кривую коэффициента теплоотдачи для двухфазного потока в канале в широком диапазоне параметров эксперимента. Второй пик М-образной кривой расположен в кольцевом режиме течения и связан с увеличением коэффициента теплоотдачи за счет истончения испаряющейся тонкой пленки жидкости.

Основной целью данной работы является изучение кипения недогретой воды при ее вынужденном течении в микроканале при интенсивном локальном нагреве со стороны стенки. При помощи скоростной визуализации с большим пространственным разрешением исследуется динамика микропузырей, образующихся во время кипения.

Экспериментальные исследования проводились по установке, показанной на рисунке 1. Установка состоит из следующих компонентов: рабочий участок, жидкостный контур, система термостабилизации, система сбора данных (на рисунке 1 не показана) и оптические методы. Жидкость подавалась в рабочую секцию через шестеренчатый насос 183 Reglo-Z. В качестве рабочей жидкости использовалась дегазированная сверхчистая дистиллированная вода Milli-Q. Соединительные элементы (трубки) изготовлены из усиленного силикона и не влияют на физические и химические свойства жидкости. Расход жидкости регулировали вручную с помощью насоса в диапазоне от 4,2 до 420 мл / мин. Рабочая жидкость проходила через контур с пластинчатым теплообменником, в котором с помощью термостата была установлена температура 25 °С. Температуру жидкости на входе в рабочий участок контролировали с помощью встроенной термопары. Отклонение начальной температуры жидкости от 25 °С не превышало ± 0.4 °К. Эксперименты проводились при

нормальном давлении. Давление на входе и выходе в канал измерялось датчиками давления. Перепад давления не превышал 0.2 Бар.

Рабочий участок состоит из тонкой и плоской пластины из нержавеющей стали с медным стержнем с квадратной головкой 1×1 см, служащим в качестве нагревателя (рисунок 1). Рабочий участок накрыт прозрачной крышкой, так что образуется канал с переменной высотой. Высота канала H варьируется от 1.0 до 2.0 мм.

Визуализация производилась с использованием высокоскоростной камеры FASTCAM SA1.1. Скорость съемки данной камеры может варьироваться от 5400 кадров в секунду при разрешении 1024×1024 пикселей и до 675000 кадров в секунду при разрешениях менее 1024×1024 пикселей. Камера оборудована оптической системой высокого пространственного разрешения (до 500 нм на 1 пиксель сенсора камеры).

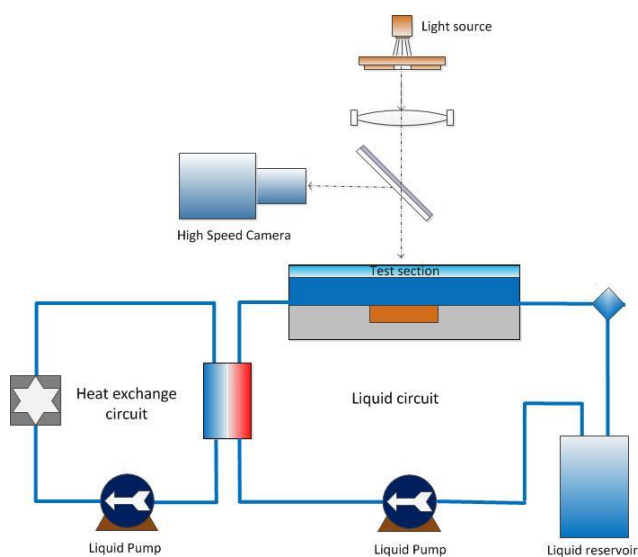


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Список литературы:

1. Zaitsev D., Tkachenko E. and Kabov O. An experimental study of high heat flux removal by shear-driven liquid films // EPJ Web of Conferences, 2017, V. 159, 00054.
2. J.R. Thome, Int. Journal of Heat and Fluid Flow, 25, 2004.
3. J. Kim, International Journal of Heat and Fluid Flow, 28, 2007.
4. A.J. Robinson, R. Kempers, J. Colenbrander, N. Bushnell, R. Chen, Applied Thermal Engineering, 136, 2018.
5. Kabov O. A., Lyulin Yu. V., Marchuk I. V. and Zaitsev D. V. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels // International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007, V. 28, pp. 103-112.
6. W. Qu, I. Mudawar, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 46, 2003.
7. A. Bar-Cohen, E. Rahim, Heat Transfer Engineering, 30, 2009.

УДК 536.7, 532.64

ИСПАРЕНИЕ ПИКОЛИТРОВЫХ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ НА НАГРЕВАЕМОЙ ПОДЛОЖКЕ

Кириченко Д.П.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}

¹ Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия

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

Одним из эффективных решений для отведения высоких плотностей теплового потока являются спрейные системы охлаждения [1]. При определенных режимах в этих системах тепло снимается за счет интенсивного испарения микрокапель жидкости. Однако, за счет эффекта Лейденфроста [2] некоторые микрокапли жидкости могут не достигать поверхности нагрева [3], что может снижать эффективность охлаждения аппаратов и привести к выходу их из строя. В настоящее время вопрос отличия в процессах испарения левитирующих микрокапель и сидячих капель остается открытым. Интенсивность испарения в этих случаях может значительно отличаться, что может оказывать существенное влияние на эффективность работы спрейных систем охлаждения.

Целью данной работы является детальное исследование процессов, происходящих при испарении капель жидкости малого объема (пиколитры) при нагреве со стороны подложки в тщательно контролируемых условиях (подложки с контролируемой шероховатостью, высокоточное измерение температуры и влажности и др); а также сравнение интенсивности испарения сидячих микрокапель и левитирующих (рис. 1).

Эксперимент проводился на рабочем участке, открытом в атмосферу, при температуре воздуха 25–27°C. Микрокапли жидкости размером порядка 10–100 мкм поступали на рабочую поверхность из спрея, установленного на расстоянии нескольких сантиметров над областью нагрева. Капли исследовались над поверхностью медного нагревателя. Морфология поверхности была исследована с использованием сканирующего электронного микроскопа, а также с помощью атомно силового микроскопа. Среднеквадратичная шероховатость поверхности составляла $RMS=0,50$ мкм. Температура поверхности нагревателя измерялась в нескольких точках и составляла 134–135°C. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная наночистая вода комнатной температуры. По изображениям, полученным с помощью скоростной камеры FASTCAM SA1.1 (5600 к/с при разрешении 1024x1024 пикселей), измерялись диаметр и высота левитации капель. Оптическое разрешение системы составляло 0,78 мкм/пиксель.

На рис. 2 показаны зависимости удельной интенсивности испарения (потеря массы капли за единицу времени на единицу ее поверхности) сидячих и левитирующих капель от времени. Видно, что в случае

сидячих капель удельная интенсивность испарения не постоянна, сначала резко возрастает, а в последние моменты жизни капли (когда высота левитации капли становится меньше 1 мкм) резко уменьшается. В случае левитирующих микрокапель интенсивность испарения на порядок ниже, чем для сидячих.

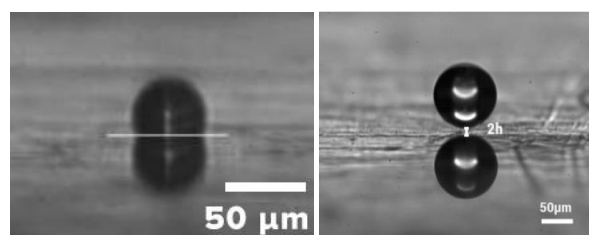


Рис. 1. Сидячая (слева) и левитирующая (справа) капля.

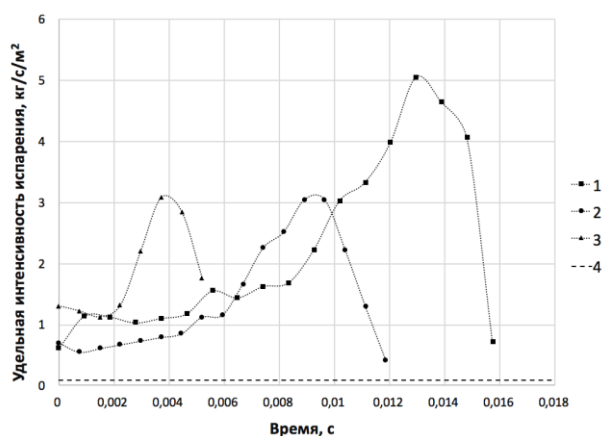


Рис. 2. Удельная интенсивность испарения капель. 1–3 – сидячие капли начальным объемом 10, 33 и 51 пиколитра, температура подложки 134°C; 4 – левитирующая микрокапля начальным объемом 19 пиколитров, температура подложки 135°C.

Список литературы:

1. Jungho Kim. Spray cooling heat transfer: The state of the art// International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 28, Issue 4, Pages 753-767, 2006
2. Minori Shirota, Michiel A.J. van Limbeek, Chao Sun, Andrea Prosperetti, and Detlef Lohse. Dynamic Leidenfrost Effect: Relevant Time and Length Scales // Phys. Rev. Lett. 116, 064501, 2016
3. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Ajaev V.S. and Kabov O.A., Levitation and Self-Organization of Liquid Microdroplets over Dry Heated Substrates // Phys. Rev. Lett. 119, 094503, 2017

УДК 536.7, 532.64

ИЗМЕНЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО КРАЕВОГО УГЛА СМАЧИВАНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С РАЗНЫМИ ТИПАМИ ПОКРЫТИЙ

Кириченко Е.О., Гатапова Е.Я.

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

Интенсивное развитие электронных технологий и миниатюризация различных устройств привели к необходимости существенного увеличения производительности теплообменных устройств, а также использованию новых материалов. Использование поверхностей с нанопокрывтиями и микроструктурами является перспективным в микрофлюидике и микро-системах. Одной из важнейших проблем в наше время является проблема охлаждения микроэлектроники, где изменение химического состава, морфологии и свойств поверхности может играть ключевую роль.

В данной работе исследуется влияние температуры подложки на динамический краевой угол смачивания. Были исследованы распространенные типы покрытий, с перспективой применения в различных испарителях систем охлаждения, полученные с помощью следующих технологий: силанизация, нанесение фоторезиста NOA 81 и фоторезиста NOA 65.

Краевой угол смачивания на данных поверхностях измерялся с помощью прибора DSA-100 KRUSS.

В данной работе поверхности были изучены в температурном диапазоне от 13° до 88°С с шагом 5°С с помощью камеры с элементами Пельтье. Камера подключена к термостату, размер камеры для образца: 100 x 100 x 25 мм, температурный диапазон от -30 до 160°С.

С помощью шприцевого насоса капля дозируется на поверхность с постоянной скоростью – 0,05 мл/мин, в это время определяется натекающий краевой угол. Затем, при достижении максимального объема – 15 мкл, шприцевой насос всасывает жидкость с постоянной скоростью – 0,05 мл/мин. В это время измеряется оттекающий краевой угол (рис.1.). В начальный момент угол контакта не зависит от размера капли, т.к. сильны силы сцепления с иглой.

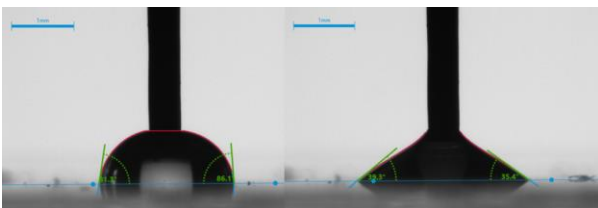


Рис. 1. Процесс измерения краевого угла смачивания на подложке с покрытием Noa 65. (а) Натекающий краевой угол. (б) Оттекающий краевой угол.

При откачке шприцевым насосом на поверхности Noa 65 контактная линия на протяжении долгого времени остается неподвижной и уменьшение объема сопровождается уменьшением краевого угла смачивания. На поверхности Noa 81 контактная линия движется практически на протяжении всего времени

измерения и уменьшение объема сопровождается уменьшением диаметра капли.

На рис. 3 и 4 представлены результаты измерения динамического краевого угла смачивания при различных температурах поверхности. На поверхности Noa 81 (рис. 3) при увеличении температуры увеличивается разность между оттекающим и натекающим краевыми углами.

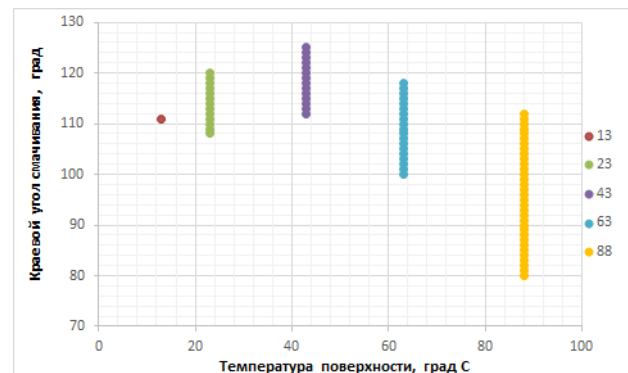


Рис. 3. Зависимость краевого угла смачивания от температуры на поверхности Noa 81.

На рис. 4 представлены результаты измерений на поверхности полученной путем силанизации. С повышением температуры разница между натекающим и оттекающим краевыми углами уменьшается и изменяется значение краевого угла.

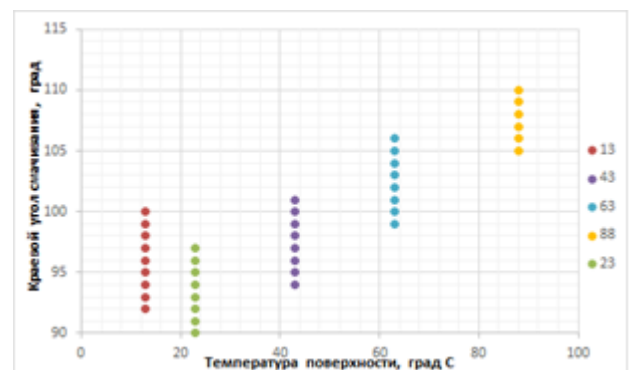


Рис. 5. Зависимость краевого угла смачивания от температуры на поверхности silane.

Список литературы:

1. Е. О. Kirichenko and E. Ya. Gatapova, Studying of the contact angle hysteresis on various surfaces, MATEC Web of Conferences 72, 01045 (2016)
2. Е О Kirichenko and E Ya Gatapova, Investigation of the properties of different surfaces used in evaporation systems, Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 754.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10675)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА TiAl МЕТОДОМ МД

Киселев С.П., Киселев В.П.

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

В работе представлены результаты численного моделирования прочностных свойств интерметаллида TiAl методом молекулярной динамики. Взаимодействие атомов Ti и Al описывалось многочастичным EAM потенциалом из работы [1]. Численный расчет движения атомов проводился с использованием пакета LAMMPS [2]. Постановка задачи аналогична работе [3], в которой исследовалась кинетика образования интерметаллида TiAl при нагревании нанокompозита, состоящего из слоя Ti и Al.

В начальный момент времени задавался слоистый нанокompозит из нанокристаллов Ti и Al. Атомы Ti и Al размещались в параллелепипеде высотой H с квадратным основанием a . Атомы Ti находились в узлах hcp решетки в нижней половине параллелепипеда $-H/2 < z < 0$, атомы Al – в узлах fcc решетки в верхней половине параллелепипеда $0 < z < H/2$. Сначала производилось моделирование синтеза интерметаллида. На боковых границах образца ставились периодические граничные условия, нижняя граница нанокompозита была фиксированной, а верхняя – свободной. Атомная система Ti-Al нагревалась до температуры $T_* = 1400\text{K}$ (выше температуры плавления Al). Затем нагрев отключался, после чего происходила эволюция атомного ансамбля при постоянной полной энергии системы. В результате протекания реакции синтеза интерметаллида выделялось тепло, которое приводило к дальнейшему разогреву системы. Когда реакция заканчивалась, производилось охлаждение образовавшегося интерметаллида TiAl до температуры $T = 300\text{K}$. В результате происходила кристаллизация интерметаллида TiAl с образованием тетрагональной решетки. Расчеты проводились при следующих параметрах: высота параллелепипеда $H = 160 \text{ \AA}$, длина основания $a = 30 \text{ \AA}$, число атомов титана $N_{Ti} = 5083$, число атомов алюминия $N_{Al} = 5635$. После получения интерметаллида его боковые границы освобождались от нагрузок, а в интерметаллиде вдоль оси «у» делалось цилиндрическое отверстие радиусом $r = 7 \text{ \AA}$. Затем интерметаллид нагревался до заданной температуры, при которой производилось одноосное растяжение интерметаллида со скоростью $v = 0,5 \text{ \AA/ps}$ до его разрушения. Деформация образца интерметаллида вдоль оси растяжения вычислялась по формуле $e = \Delta z / H$, где $\Delta z = 2vt$ – удлинение образца при его растяжении.

На рис. 1(а,б,в) представлены атомные конфигурации в интерметаллиде TiAl перед растяжением ($t_1 = 0, e_1 = 0$) (а), при максимальном напряжении S_{zz}^* ($t_2 = 9\text{пс}, e_2 = 0,06$) (б) и в момент разрушения ин-

терметаллида ($t_3 = 38\text{пс}, e_3 = 0,25$) (в). На рис. 1(г) показаны зависимости главных напряжений S_{xx}, S_{yy}, S_{zz} и давления $-P$ от времени. Видно, что сначала происходит упругая деформация интерметаллида. При увеличении деформации напряжение вдоль оси растяжения S_{zz} увеличивается, достигает максимального критического значения S_{zz}^* , после чего происходит пластическая деформация, которая заканчивается разрушением интерметаллида. Расчеты, выполненные при различной температуре показали, что при увеличении температуры происходит значительное уменьшение прочности интерметаллида: $S_{zz}^* = 4,5\text{ГПа}$ при $T = 300\text{K}$; $S_{zz}^* = 2,4\text{ГПа}$ при $T = 820\text{K}$; $S_{zz}^* = 1,56\text{ГПа}$ при $T = 1200\text{K}$.

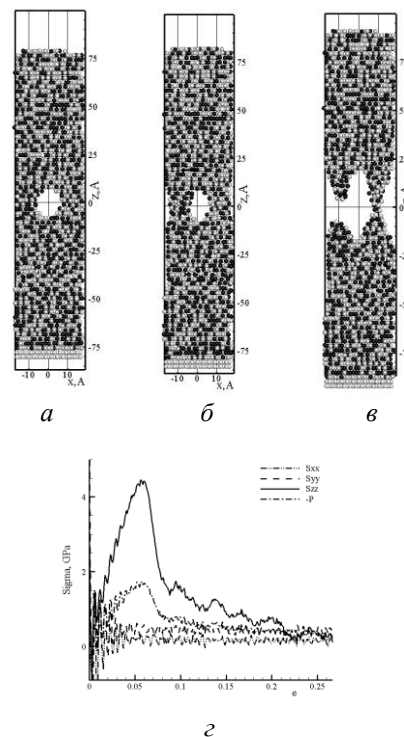


Рис. 1. Атомные конфигурации интерметаллида TiAl (а, б, в) в три момента времени t_i , рассчитанные при температуре $T = 300\text{K}$ (темным цветом показаны атомы Ti, светлым – Al); зависимость главных напряжений от деформации $S_{ii}(e)$ (г).

Список литературы:

1. Zope R.R., Mishin Y. Interatomic potentials for atomistic simulations of the Ti-Al system // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 024102-1 – 024102-14.
2. Plimpton S.J. Fast parallel algorithms for short – range molecular dynamics // J. Comp. Rhys. 1995. V. 117. P. 1 – 19.
3. Киселев С.П., Киселев В.П. Численное моделирование растворения титана в расплаве алюминия и синтез интерметаллида // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 5. С. 158-166.

УДК 53.043; 539.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИНТЕЗА НА ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ АЛМАЗНЫХ ПОКРЫТИЙ НА РАЗЛИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Кубрак К.В.¹, Бьядовский Т.Т.¹, Батраев И.С.², Ребров А.К.¹

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

² Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630000, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева 15

Применение новых функциональных материалов в различных отраслях науки и техники определяет увеличение эффективности использования конкретных устройств и механизмов. Одним из наиболее перспективных материалов является алмаз, обладающий рядом выдающихся свойств, многие из которых имеют наивысшие показатели [1; 2].

Использование алмаза в качестве упрочняющего материала для различных поверхностей, к примеру, режущего инструмента, является перспективным технологическим решением [3]. В области исследований, посвященных данной тематике, выделяется проблема увеличения адгезии алмазного слоя к материалу подложки. Эта проблема обусловлена рядом факторов, в числе которых сильное различие коэффициентов теплового расширения (КТР) алмаза и материала подложки. Режущие инструменты изготавливают из таких материалов как быстрорежущие стали, а также сплавы из карбидов тугоплавких металлов и связующей матрицы, чаще всего – кобальта. Железо и кобальт являются катализаторами химических реакций на поверхности, приводящих к графитизации растущего покрытия. В настоящее время существуют разные способы устранения влияния катализаторов, к ним относятся: травление подложки в химических реагентах, также лазерная обработка. Однако наиболее перспективным методом является использование промежуточных слоев из тугоплавких металлов, карбидов и многослойных структур [4]. Промежуточные слои позволяют обеспечить плавный переход КТР и препятствуют диффузии катализаторов. Выбор наиболее подходящего материала промежуточного слоя его толщины, структуры, шероховатости поверхности – являются актуальными предметами исследований.

В данной работе предложена методика, состоящая из нескольких этапов нанесения слоев различными способами. Для нанесения промежуточных слоев использовался метод детонационного напыления [5]. В качестве промежуточных слоев были выбраны молибден и карбид вольфрама с кобальтом. Слой из карбида вольфрама с кобальтом обеспечивает дополнительное упрочнение поверхности. Молибден – является наиболее предпочтительным материалом для гетероэпитаксиально роста алмаза, он обладает высокой степенью плотности нуклеации, что важно для

получения сплошных равномерных покрытий. В то же время молибден препятствует диффузии кобальта к поверхности роста.

Покрытие поверхности промежуточных слоев алмазной пленкой было выполнено методом газоструйного осаждения с использованием термokatалитического реактора [6].

Для увеличения плотности центров нуклеации на поверхности была применена методика предварительной обработки, путем ультразвукового воздействия на образец, находящийся в коллоидном растворе этилового спирта с синтетическими наноалмазами.

Изучение механических свойств полученных покрытий является важной составляющей данного исследования. Покрытия были исследованы на предмет твердости, устойчивости к истиранию и адгезионной прочности.

Результатом исследований стало получение алмазных пленок на поверхности быстрорежущей стали с использованием промежуточных слоев из карбида вольфрама с кобальтом и молибдена, а также их многослойных структур. Предложенные промежуточные слои обеспечивают высокую адгезию и препятствуют диффузии кобальта и железа к поверхности роста алмаза. Значения твердости полученных покрытий близки к твердости природного алмаза. Полученные результаты указывают на высокое качество синтезируемых структур, что свидетельствует об эффективности предложенного метода синтеза алмазных пленок и нанесения промежуточных слоев.

Список литературы:

1. J. Robertson, Properties of diamond-like carbon, *Surface and Coatings Technology* 50 (1992) 185–203.
2. Paul W. May. Diamond thin films: a 21st-century material. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 358 (2000) 473–495.
3. C. Artini, M. L. Muolo, A. Passerone, Diamond–metal interfaces in cutting tools: a review, *J Mater Sci.* 47 (2012) 3252–3264.
4. A. Poulon-Quintin, C. Faure, L. Teule-Gay, J.P. Manaud, A multi-layer innovative solution to improve the adhesion of nanocrystalline diamond coatings, *Applied Surface Science* 331 (2015) 27–34.
5. Dudina D., Batraev I., Ulianitsky V. et. al., Possibilities of the computer-controlled detonation spraying method: a chemistry viewpoint, *Ceramics International* 40 (2014) 3253–3260.
6. Rebrov A., Gas jet deposition of diamond structures by thermal activation on an expanded surface, *Diamond and Related Materials* 72 (2017) 20–25.

УДК 661.669

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОФАЗНОГО СИНТЕЗА МАССИВОВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК НА КРЕМНИЕВЫХ И МЕДНЫХ ПОДЛОЖКАХ

Куреня А.Г.¹, Булушева Л.Г.¹, Окопруг А.В.¹, Сердюков В.С.², Суртаев А.С.², Павленко А.Н.²

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

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

Благодаря высоким механической прочности и теплопроводности при микро-наноструктурировании теплоотдающей поверхности углеродные нанотрубки (УНТ) являются перспективным материалом для эффективного отвода тепла при кипении и испарении. Интенсивность теплообмена можно повысить путем создания массива или пленки из упорядоченных, сонаправленных УНТ. Одним из масштабируемых и недорогих методов синтеза массивов УНТ, вертикально ориентированных относительно поверхности подложки, является аэрозольный вариант каталитического химического осаждения из газовой фазы (CCVD). Принцип синтеза заключается в инъекции аэрозоля раствора металлосодержащего соединения в органической жидкости в горячую зону реактора, где молекулы аэрозоля разлагаются на подложке с формированием частиц катализатора и атомарного углерода, являющегося источником роста УНТ. Структура массива и собственно УНТ определяется параметрами синтеза, такими как, концентрация катализатора, температура и длительность синтеза, скорость потока газа-носителя, которые оптимизируются для выбранных соединений-предшественников и зависят от конструкции CVD реактора.

В настоящей работе мы представляем результаты оптимизации параметров аэрозольного CCVD синтеза массивов ориентированных УНТ с использованием ферроцена $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$ в качестве источника катализатора и толуола $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$ – источника углерода. Синтез проводился на подложках 10×10 см, изготовленные из пластин монокристаллического кремния марки КЭФ-4,5 или медной фольги.

Горизонтальный реактор представлял собой трубу из нержавеющей стали длиной 800 мм и диаметром 36 мм. Во внутреннюю полость корпуса вставляется съемная кварцевая труба. Корпус реактора соединяется с блоком ввода, к которому присоединяется подвижный манипулятор, газонатекательная аппаратура и устройство инъекции реакционной смеси. Центральная часть реактора длиной ~300 мм разогревается электрической печью до температуры синтеза, после чего реактор герметично собирается и из него откачивается воздух. Затем объем реактора заполняется аргоном до атмосферного давления. Подложки размещаются в зоне синтеза при помощи подвижного манипулятора. Раствор ферроцена (2 масс.%) в толуоле объемом 10 мл вводился в реактор с помощью контроллера впрыска со скоростью 0.25 мл/мин. Транспорт паров реакционной смеси в зону синтеза осуществлялся потоком аргона. Оптимальная скорость потока аргона зависит от геометрических размеров реактора, и в используемой установке она составила 400 мл/мин при инъекции толуола. При дан-

ных скоростях толщина массива на подложке изменяется в пределах ~5 %. Температура изменялась в интервале 700–900°C с шагом 50°C, все остальные параметры синтеза оставались неизменными. Экспресс-определение толщины массива проводилось с помощью оптического микроскопа Olympus BX51. Найдено, что оптимальная температура синтеза, позволяющая получить наиболее упорядоченные массивы УНТ из толуола, составляет 800°C.

В аэрозольном варианте газофазного синтеза, образование частиц катализатора происходит *in situ* в результате разложения ферроцена, поэтому, плотность каталитических частиц на поверхности подложки может контролироваться концентрацией ферроцена в углеводороде. Для исследования влияния этого параметра на структуру массива УНТ, были проведены синтезы с разным содержанием ферроцена. Плотность массива рассчитывалась по формуле $\rho = \frac{m}{V}$. Масса образца определялась из разницы масс подложки до синтеза и после синтеза, объем массива оценивался, зная площадь подложки, покрытой УНТ, и толщину массива. Найден линейный рост плотности массива УНТ от 0.105 до 0.140 г/см³ при увеличении концентрации ферроцена в толуоле от 1 до 5 масс. %.

Толщина и плотность массива УНТ также зависит от длительности синтеза. Нами проведены синтезы из толуола в течение 30, 40, 60, 120 и 180 мин при сохранении остальных параметров постоянными. Структура массивов исследовалась методом РЭМ на приборе Jeol JSM-6460 LV. Обнаружено, что толщина массива растет практически линейно от 250 мкм до 5 мм с увеличением длительности синтеза. Одновременно с этим возрастает плотность массива за счет, как показал анализ образцов методом ПЭМ, формирования слоя пиролитического углерода на поверхности УНТ.

Методика синтеза массивов УНТ, отработанная для кремниевых подложек, была перенесена на подложки из медной фольги. Для обеспечения растворимости железа, являющего катализатором роста УНТ, в поверхностном слое подложке, на медную фольгу напыляли оксид алюминия. РЭМ исследования подложек после синтеза выявили, что эффективный рост массива УНТ в наших условиях происходит при покрытии меди 20–50 нм слоем алюминия.

Работа выполнена по Комплексной программе фундаментальных исследований СО РАН "Междисциплинарные интеграционные исследования" (проект № 23, тема АААА-А18-118022090033-1). Куреня А.Г. благодарит РФФИ, за проект № 18-33-01088.

УДК 622.244.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДОБАВКИ НАНОЧАСТИЦ НА ФИЛЬТРАЦИЮ БУРОВЫХ РАСТВОРОВ

Михиенкова Е.И.¹, Минаков А.В.^{1,2}, Жигарев В.А.¹, Неверов А.Л.¹, Бурюкин Ф.А.¹

¹ Сибирский федеральный университет,

660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

В настоящее время в технологиях разработки и эксплуатации нефтегазовых месторождений активно исследуется применение наножидкостей [1 - 3]. Большинство исследователей сходятся во мнении, что наночастицы оказывают гораздо более сильное влияние на свойства буровых растворов, чем микроскопические частицы. Это влияние проявляется при очень низких концентрациях и зависит от размера и материала наночастиц. Это дает возможность управлять свойствами буровых растворов. Поэтому изучение свойств буровых растворов с наночастицами является очень перспективным с практической точки зрения.

Цель нашей работы – комплексное и систематическое исследование влияния добавок наночастиц различного размера и состава на реологию, фильтрацию и смазывающую способность буровых растворов на водной основе. В качестве наночастиц рассмотрены частицы оксидов кремния, алюминия и титана. В качестве базовой модели бурового раствора использован водный раствор бентонита с массовой долей 5%. Концентрация наночастиц в растворах варьировалась от 0.25 до 2 масс%. Размер наночастиц варьировался от 5 до 100 нм. Показано, что добавка наночастиц в буровые растворы приводит к значительному изменению их свойств. При этом, в отличие от суспензий с частицами макро- и микроскопических размеров, реологические параметры, величина фильтрационных потерь, смазывающая и прихватывающая способность наносуспензий зависят от размеров и материала наночастиц и значительно изменяются уже при небольших концентрациях.

В первую очередь получены результаты экспериментальных исследований реологических свойств суспензий глинистых частиц с добавками наночастиц оксидов кремния, алюминия и титана. Установлены зависимости эффективной вязкости и реологических параметров этих растворов от концентрации, размера и материала наночастиц. Экспериментально было показано, что добавки наночастиц могут значительно менять реологические свойства буровых растворов. При этом в отличие от суспензий с частицами макро- и микроскопических размеров реологические параметры наносуспензий зависят от размеров и материала наночастиц. Важной особенностью влияния добавок наночастиц на эффективную вязкость является то, что это влияние начинается с очень малых концентраций. При этом важно, что плотность бурового раствора практически не меняется. Для такого же увеличения вязкости с помощью микрочастиц требуется более чем десятикратное увеличение концентрации. Что неизбежно влечет увеличение плотности

бурового раствора, что не всегда возможно по причине потери устойчивости ствола скважины.

Исследование влияния фильтрационных потерь буровых растворов на водной основе показало, что добавление наночастиц в буровой раствор значительно снижает фильтрационные потери даже при малых концентрациях. Особенно эффективно добавка наночастиц работает для плохо проницаемых кернов с размерами пор меньше 10 мкм. Здесь было получено практически трехкратное уменьшение скорости фильтрации по сравнению с базовым раствором. При этом влияние наночастиц зависит не только от их концентрации, но и от размера. Показано, что фильтрационные потери уменьшаются с увеличением концентрации наночастиц и уменьшением их размера.

Исследования смазывающей способности бурового раствора с наночастицами не выявило существенного влияния добавки наночастиц на смазывающую способность в паре кольцо–диск. Максимальное снижение момента сил трения составило около 13%. При этом смазывающая способность бурового раствора с частицами меньшего размера (10 нм) оказалась выше, чем для аналогичного раствора с частицами 100 нм. Измерения показали, что значительное влияние наночастицы оказывают на коэффициент трения фильтрационных корок буровых растворов и их прихватывающую способность. Добавка наночастиц позволяет уменьшить значение коэффициента трения фильтрационной корки бурового раствора с микрочастицами барита в два раза, а момент страгивания на 40%, что должно существенно способствовать уменьшению прихвата бурового инструмента.

Совершенно очевидно, что полученные в данной работе результаты являются далеко не оптимальными. Наверняка можно подобрать такие параметры наночастиц, при которых полученные результаты будут еще выше. Поскольку, в отличие от суспензий с макро и микроскопическими размерами частиц, реологические параметры наносуспензий, величина фильтрационных потерь, смазывающая и прихватывающая способность зависят от размеров и материала наночастиц и изменяются значительно уже при небольших их концентрациях. Это открывает широкую перспективу применения наночастиц для управления характеристиками буровых растворов.

Список литературы:

1. Евдокимов И.Н. «Наножидкости» и «умные жидкости» в технологиях разработки нефтегазовых месторождений. Учебное пособие для вузов. М.: ООО «Издательский дом Недра», 2016.
2. Sadeghalvaad M., Sabbaghi S. // Powder Technol. 2015. V. 272. P. 113.
3. Minakov A.V., Guzei D.V., Pryazhnikov M.I., Zhigarev V.A., Rudyak V.Ya. // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 102. P. 745.

ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ИОННО-КЛАСТЕРНЫМ ПУЧКОМ АРГОНА

Николаев И.В., Коробейщиков Н.Г., Роевко М.А.

Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Шероховатость поверхности является одним из важнейших параметров оптических материалов, в значительной мере определяя их эксплуатационные характеристики. Существуют различные способы полировки: механические, физическое распыление, химическое травление и их комбинации. Для получения качественных результатов необходимо, чтобы при обработке не нарушалась структура и отсутствовало химическое загрязнение обрабатываемого материала.

Одним из перспективных способов снижения шероховатости различных материалов является обработка их поверхности с помощью ускоренных ионно-кластерных пучков, сформированных из сверхзвуковых газовых струй с размерами кластеров от нескольких десятков до нескольких тысяч атомов и энергией до 30 кэВ [1, 2]. Считается, что при столкновении с твердым телом кластер взаимодействует с большим количеством частиц поверхности мишени. Такое коллективное взаимодействие приводит к нелинейным эффектам, боковому поверхностному распылению и возможности сглаживания поверхности до субнанометрового уровня. Использование инертного газа для обработки материалов в высоком вакууме полностью исключает их загрязнение.

В данной работе использовался ионно-кластерный пучок, сформированный из сверхзвуковой струи аргона со средними размерами кластеров N_{mean} от 180 до 1000 атомов/кластер при энергии E от 5 до 23 кэВ. Эксперименты выполнялись на оборудовании, описание которого приведено в [3]. В качестве мишени использовались образцы из полированного плавленого кварца и тонкие пленки диоксида кремния, полученные термоокислением чистого кремния. Исследование состояло из двух частей: 1) изучалось влияние различных режимов обработки, которые отличались друг от друга средними размерами и энергией кластеров, на шероховатость поверхности плавленого кварца; 2) определялись коэффициенты распыления диоксида кремния при нормальном падении кластеров на поверхность и при угле 45° .

Морфология поверхности до и после обработки изучалась с помощью атомно-силового микроскопа Ntegra Prima HD. Для описания шероховатости использовалась функция спектральной плотности мощности (СПМ или power spectral density, PSD), которая описывает распределение высот в зависимости от пространственной частоты ν – величины, обратной расстоянию между различными точками, взятыми на профиле поверхности. Т.к. при разных размерах области измерения различны различные типы перепадов высот (от низкочастотных, $\nu \approx 0.02-1 \text{ мкм}^{-1}$ до высокочастотных, $\nu \approx 1-100 \text{ мкм}^{-1}$), для более полного описания шероховатости поверхности сканирования выполнялись при нескольких размерах – 128×128 , 40×40 и $2 \times 2 \text{ мкм}^2$. Показано, что изменяя средний

размер и энергию кластеров, можно эффективно понижать шероховатость поверхности в различных областях пространственных частот. На рисунке 1 приведены функции СПМ и значения эффективной шероховатости для плавленого кварца до и после обработки для одного из режимов облучения. Максимальная доза облучения составляла $9.8 \cdot 10^{15}$ ион/см².

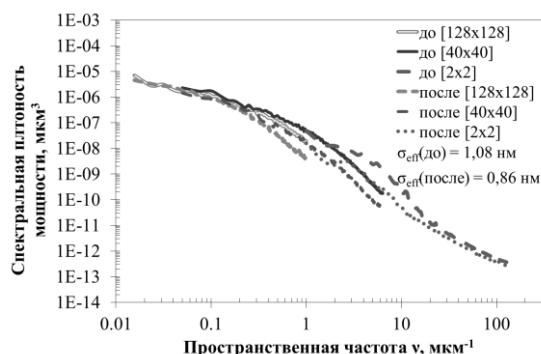


Рис. 1. Функция СПМ плавленого кварца после 1-го режима обработки: $E = 22.5 \text{ кэВ}$, $N_{mean} = 1000 \text{ атомов/кластер}$.

Впервые определены коэффициенты распыления Y поверхности диоксида кремния ионно-кластерным пучком аргона в широком диапазоне среднего размера и энергии кластеров. Для сравнения коэффициентов распыления SiO_2 сепарированным и несепарированным по размерам пучками был предложен эффективный средний размер кластеров, полученный из свёртки функции распределения кластеров по размерам и зависимости для коэффициента распыления. Сравнение с результатами других авторов дало хорошее согласие. Установлено, что при малой удельной энергии кластеров, сравнимой с энергией связи частиц на поверхности мишени, $E/N \leq 10 \text{ эВ/атом}$, удельный коэффициент распыления Y/N при угле падения 45° в 4 раза больше, чем при нормальном падении. В то же время, при большой удельной энергии, $E/N \geq 100 \text{ эВ/атом}$, коэффициенты распыления Y/N для нормального падения и угла 45° равны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 11.1402.2017/4.6) и РФФИ (грант № 17-01-00512).

Список литературы:

1. Yamada I., Matsuo J., Toyoda N., Aoki T., Seki T. Progress and applications of cluster ion beam technology // Curr. Opin. Solid State Mater. Sci. 2015. Vol. 19. P. 12–18.
2. Korobeishchikov N.G., e.a. Features of formation of gas cluster ion beams // Vacuum. 2015. Vol. 119. P. 256–263.
3. Korobeishchikov N.G., Nikolaev I.V., Roenko M.A. Materials surface smoothing to sub-nanometer level of roughness by argon cluster ion beam // J. of Phys.: Conf. Series. 2017. Vol. 927. P. 012026-1–012026-4.

УДК 544.228

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СИНТЕЗА НА МОРФОЛОГИЮ И ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ПЛЕНОК CVD АЛМАЗА

Окотруб А.В.¹, Федосеева Ю.В.¹, Городецкий Д.В.¹, Булушева Л.Г.¹, Максимовский Е.А.¹, Смирнов Д.А.³, Кубрак К.В.², Ребров А.К.²

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3.

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

³ Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden,
01062 Dresden, Germany

Одним из наиболее эффективных методов синтеза алмазных пленок в настоящее время является метод газофазного химического осаждения (Chemical Vapor Deposition, CVD). В качестве источника углерода в синтезе обычно используются легкие углеводороды, такие как метан, этан и др. в газовой смеси с водородом [1, 2]. Формирование алмазных пленок протекает в условиях пониженного давления из активированных или ионизированных продуктов разложения углеводородов. Наиболее широко распространен вариант плазмо-химического осаждения, стимулированного СВЧ-плазмой (microwave plasma enhanced chemical vapor deposition, MW PE CVD) [3]. От используемого метода и параметров синтеза зависит реальная структура алмазных пленок. Варьирование размера алмазных кристаллитов и их ориентации относительно поверхности позволяет получать пленки с разной морфологией и физическими свойствами [4]. В процессе химического газофазного осаждения наибольшее содержание алмазной фазы в пленке достигается при некоторых оптимальных условиях включающих температуру подложки и соотношении концентраций компонентов в плазмообразующей смеси. Скорость роста кристаллического sp^3 -связанного углерода при этих параметрах определяется концентрацией оборванных sp^3 -связей на поверхности пленки, которая зависит от десорбции водорода с поверхности. Скорость травления sp^2 -связанного углерода водородной плазмой больше скорости его роста. При температуре подложки больше оптимальной величины, скорость травления sp^2 -связанного углерода (графена) становится меньше скорости его роста, что может привести к графитизации растущей пленки. При понижении температуры подложки ниже оптимальной усиливается конденсация образующихся в газе ароматических молекул на поверхность пленки с последующим их разложением и образованием аморфного sp^2 - и sp^3 -связанного углерода. Таким образом, образование sp^2 -углеродных состояний в алмазе обусловлено условиями синтеза алмазной пленки и отражается в особенностях морфологии пленки.

В настоящей работе мы сравниваем морфологические особенности строения и реальной атомной

структуры алмазных пленок, синтезированных в реакторах с микроволновым возбуждением плазмы и полученных путем активации газа раскаленной вольфрамовой проволокой. При этом в реакторах использовались разные типы углеводородов. Варьирование параметров синтеза в реакторе Seki Technotron AX5250M позволило получать алмазные пленки с преимущественным направлением упаковки кристаллитов (100) или (111).

В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния КЭФ-4.5 с ориентацией (100). Синтез полированных с одной стороны и шлифованных с другой стороны.

Полученные материалы были исследованы методами рентгеноэлектронной спектроскопии (XPS) и рентгеновской спектроскопии поглощения (NEXAFS). Измерение XPS C1s спектров и СК-краев поглощения проводилось на оборудовании российско-германской лаборатории на источнике синхротронного излучения BESSY-II (Берлин). Спектры XPS получены на спектрометре SPEX с возбуждением фотонами с энергией 800 и 400 эВ (степень монохроматичности 0,1 и 0,05 эВ). Регистрация NEXAFS спектров проводилась одновременно в режимах измерения полного фототока и выхода оже-электронов с кинетической энергией 262 эВ. Вакуум во время измерений был не хуже $5 \cdot 10^{-9}$ мбар.

Работа выполнена при поддержке Комплексной программы фундаментальных исследований СО РАН П.1.47.3.

Список литературы:

1. Angus J.C., Hayman C.C. Low-pressure, metastable growth of diamond and "diamondlike" phases. *Science*. 1988. V. 241. P. 913–920.
2. Shikata S. The road to commercialization of vapor-phase-grown diamond. *MRS Bulletin*. 1998. V. 23 (9). P. 61–67.
3. Hemley R.J., Chen Y.-C., Yan C.-S. Growing diamond crystals by chemical vapor deposition. *Elements*. 2005. V. 1. P. 105–108.
4. Поляков О.В., Городецкий Д.В., Окотруб А.В. Влияние числа атомов углерода в молекулярном предшественнике на размер кристаллитов алмазных пленок при плазмохимическом газофазном осаждении. *Письма в ЖТФ*, 2013, том 39, С. 13–20.

УДК 621.9

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В КОНТАКТНОЙ ЛИНИИ СМАЧИВАНИЯ

Пономаренко Т.Г.^{1,2}, Чеверда В.В.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

В связи с бурным развитием и совершенствованием техники встает вопрос о создании высокоэффективной и компактной системы охлаждения. Увеличение функциональности, производительности, уменьшение размеров электронных элементов приводит к росту тепловой мощности, которую необходимо отводить для стабильной и долгой работы приборов. Например, максимальное тепловыделение с микропроцессора оценивается специалистами в 500 Вт с см^2 , и далее, по прогнозам, будет возрастать из-за увеличения числа транзисторов в каждой новой модели микропроцессоров. Помимо микроэлектроники эффективное охлаждение требуется в таких областях промышленности, как авиация, холодильное оборудование, космическая индустрия и т.д.

Одним из развивающихся методов охлаждения является жидкостный. Перспективная жидкостная система охлаждения – с использованием ручейкового течения вместо пленочного. Ручеек с двух сторон ограничен линиями соприкосновения трех фаз – контактными линиями, область возле которых называется микрорегион, что и отличает его от пленочного течения. В предыдущих исследованиях, посвященных этому виду течения, было обнаружено, что большая часть жидкости испаряется в регионе контактной линии, где наблюдается высокий коэффициент теплоотдачи [1]. Исходя из этого, можно предположить, что использование ручейкового течения может интенсифицировать процесс теплообмена.

В ходе исследования главной задачей являлось определение плотности теплового потока в области контактной линии ручейка, стекающего по нагреваемой вертикальной поверхности. В качестве жидкости использовалась сверхчистая вода [2], а также фторуглеродная диэлектрическая жидкость FC-72, обладающая особым сочетанием свойств, что делает ее подходящей для использования в разрабатываемых системах охлаждения.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования теплообмена в области контактной линии смачивания испаряющейся капли на горизонтальной нагреваемой фольге. Был собран рабочий участок, состоящий из фольги толщиной 25 мкм из термостабильного сплава - константана, подключенной к источнику постоянного тока, фотоаппарата, инфракрасного (ИК) сканера, ПК, на который выводились наблюдения сканера. На фольгу позиционировалась капля воды заданного объема.

Так как поперечный размер микрорегиона очень мал (порядка 10 мкм), сделать прямых измерений плотности теплового потока пока не представляется возможным. В данном исследовании расчет теплового потока с фольги был проведен с использованием изображений с ИК-сканера и вычислительного метода, основанного на решении задачи Коши для эллиптического уравнения, учитывающий теплопроводность материала фольги в зависимости от времени.

В результате эксперимента было показано, что наибольшая плотность теплового потока наблюдается в регионе контактной линии, а плотность теплового потока в области контактной линии смачивания капли превышает среднюю плотность теплового потока со всей поверхности фольги в несколько раз.

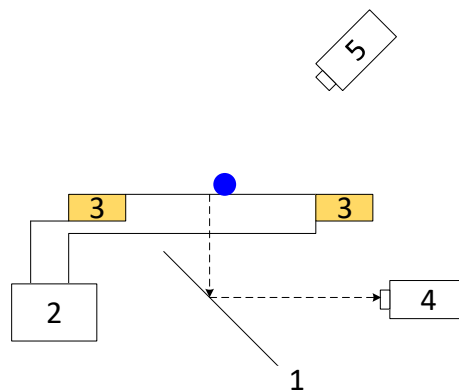


Рисунок 1. Схема экспериментального стенда, где 1 – зеркало с золотым напылением, 2 – источник питания, 3 – латунные электроды, подсоединённые к фольге, на которой находится капля, 4 – ИК-сканер, 5 – скоростная видеокамера

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (Соглашение № 17-19-01476).

1. Stephan P., Brandt C. Advanced capillary structures for high performance heat pipes // Heat Transfer Engng. Vol. 25, No. 3. P. 78–85, 2004.
2. Cheverda V.V., Marchuk I.V., Karchevsky A.L., Orlik E.V., Kabov O.A. Experimental investigation of heat transfer in a rivulet on the inclined foil // Thermophysics and Aerodynamics, Vol. 23, No. 3, 2016.

УДК 533.17: 541.64

ВЛИЯНИЕ РАСХОДА ГАЗА-ПРЕДШЕСТВЕННИКА НА СКОРОСТЬ РОСТА ФТОРПОЛИМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ ПРИ ОСАЖДЕНИИ МЕТОДОМ HW CVD

Сафонов А.И.¹, Суляева В.С.², Богословцева А.Л.^{1,3}, Тимошенко Н.И.¹

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

³ Новосибирский Государственный Университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 3

Фторполимерные покрытия имеют выдающиеся свойства: высокую гидрофобность, химическую инертность, биосовместимость, термостойкость, хорошие диэлектрические и антифрикционные свойства [1,2]. Высокая гидрофобность тонких фторполимерных покрытий может быть использована, для интенсификации теплообмена при фазовых превращениях [3,4]. Гидрофобные свойства поверхности зависят от шероховатости и поверхностной свободной энергии. В работе [5] было показано, что изменяя газодинамические параметры процесса осаждения в методе HW CVD можно управлять этими свойствами покрытий.

Данная работа посвящена изучению неожиданно эффекта увеличения скорости роста фторполимерного покрытия от снижения расхода газа – предшественника в условиях осаждения при постоянном давлении.

Целью данной работы является определение закономерностей наблюдаемого эффекта и его природы.

Для выполнения поставленной задачи была проведена серия экспериментов по определению зависимости скорости роста фторполимерного покрытия от расхода газа – предшественника (C_3F_6O) при фиксированных основных параметрах: температуры активатора и подложки, геометрических соотношения рабочего участка, давления газа-предшественника, времени осаждения. Также были проведены оценочные расчёты основных газодинамических параметров процесса осаждения в исследуемом диапазоне условий. Морфология и толщина полученных покрытий определялись методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с помощью прибора JEOL JSM6700F.

График зависимости скорости роста покрытия от расхода газа-предшественника представлен на Рис.1. С увеличением расхода происходит существенное падение скорости роста покрытия. Проведённые оценки позволили объяснить этот эффект различной степенью активации молекул газа-предшественника при обтекании горячей поверхности активизирующей нити катализатора вследствие разной скорости течения газа вдоль поверхности катализатора. Результаты проведённых оценочных расчётов согласуются с экспериментальными данными для скорости роста фторполимерного покрытия.

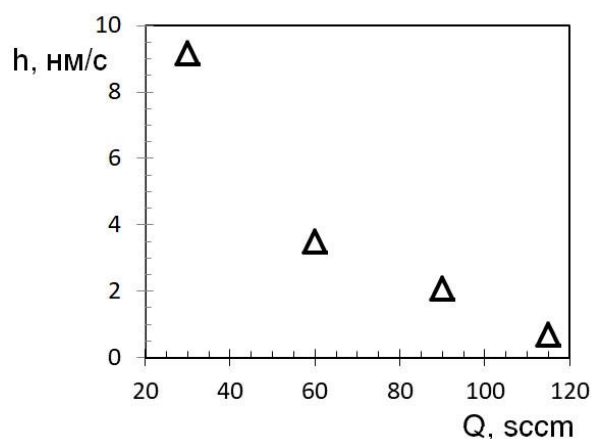


Рис. 1. Зависимость скорости роста фторполимерного покрытия от расхода газа-предшественника.

В результате проделанной работы был обнаружен эффект снижения скорости роста фторполимерного покрытия при увеличении расхода газа-предшественника. Проведены исследования по установлению природы наблюдаемого эффекта и определена зависимость скорости роста покрытия от расхода газа. Изучение морфологии полученного покрытия показало, что в исследуемом диапазоне существенно изменения морфологии не наблюдается.

Список литературы:

- Expanded PTFE Applications Handbook: Technology, Manufacturing and Applications / S. Ebnesajjad. Elsevier, 2017. 300 p.
- Бузник В.М. Новые наноразмерные и микроразмерные объекты на основе политетрафторэтилена. // Российские нанотехнологии. 2009. Т.4, №11–12. С. 35-42.
- Betz A. R., Jenkins J., Kim C. J., Attinger D. Boiling heat transfer on superhydrophilic, superhydrophobic, and superbiphilic surfaces // IJHMT. 2013. V. 57. P. 733–741.
- Miljkovic N., Enright R., Wang E.N. Effect of Droplet Morphology on Growth Dynamics and Heat Transfer during Condensation on Superhydrophobic Nanostructured Surfaces // ASC Nano. 2012. V. 6. P. 1776–1785.
- Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Gatapova E.Ya., Starinskiy S.V., Timoshenko N.I., Kabov O.A. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // Thin Solid Films. 2018. V. 653. P. 165-172.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект №16-19-10675).

УДК 533.17: 541.64

ОСОБЕННОСТИ ОСАЖДЕНИЯ ФТОРПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ОУНТ МЕТОДОМ HW CVD

Сафонов А.И.¹, Сайк В.О.², Суляева В.С.^{1,3}, Старинский С.В.¹, Предтеченский М.Р.^{1,2}, Тимошенко Н.И.¹

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

² ООО "Международный Научный Центр по Теплофизике и Энергетике",
630128, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 7/11

³ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Уникальные свойства одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) привлекательны для применения в различных приложениях, например, в качестве наполнителей в полимерных нанокомпозитах для увеличения их прочности и электропроводности, изготовления транзисторов, дисплеев и светодиодов, в производстве высокоэффективных аккумуляторных батарей и др. [1]. Одним из направлений является получение супергидрофильных поверхностей путём нанесения тонких фторполимерных покрытий на односторонне ориентированные ОУНТ, с целью получения эффекта лотоса» [2,3]. Недостаток предложенного подхода состоит в том, что очень сложно получить покрытия, обладающие односторонне направленной ориентацией.

В представленной работе основной целью является получение супергидрофобных композитных покрытий путём нанесения фторполимерных покрытий на слои ОУНТ различной ориентации. Слои ОУНТ различной толщины и ориентации были нанесены методом ракельной печати из водной дисперсии, содержащей 0.1% Tuball™. Осаждение фторполимерных покрытий осуществлялось методом HW CVD [2,4] с использованием газа-предшественника C_3F_6O . В качестве материала подложек были использованы: кремний (100), стекло, сталь 12X18H10T, полиэтиленерефталат (PET)). Морфология и толщина полученных слоёв ОУНТ, фторполимерных покрытий и композитов определялись методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с помощью прибора JEOL JSM6700F. Свойства смачиваемости полученных композитных покрытий определялись путём измерения контактного угла смачивания (КУС) между поверхностью покрытия и каплей воды.

На поверхность подложек были нанесены слои ОУНТ различной толщины в диапазоне от 0,1 до 10 мкм. Фотографии поверхности и поперечный скл полученных слоёв, сделанные методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), представлены на Рис. 1(а). Далее на полученные слои методом HW CVD были нанесены супергидрофобные фторполимерные покрытия аналогичной толщины с различными скоростями осаждения. Морфология поверхности полученных композитных покрытий представлена на Рис. 1(б). Далее были исследованы свойства смачивания полученных композитных покрытий.

В результате проделанной работы были получены композитные покрытия, состоящие из ОУНТ различной ориентации и концентрации, покрытые фторполимерными плёнками. Полученные образцы обладают супергидрофобными свойствами. Установлена оптимальная поверхностная концентрация ОУНТ,

позволяющая активным компонентам предшественника проникать между ОУНТ и формировать однородное фторполимерное покрытие.

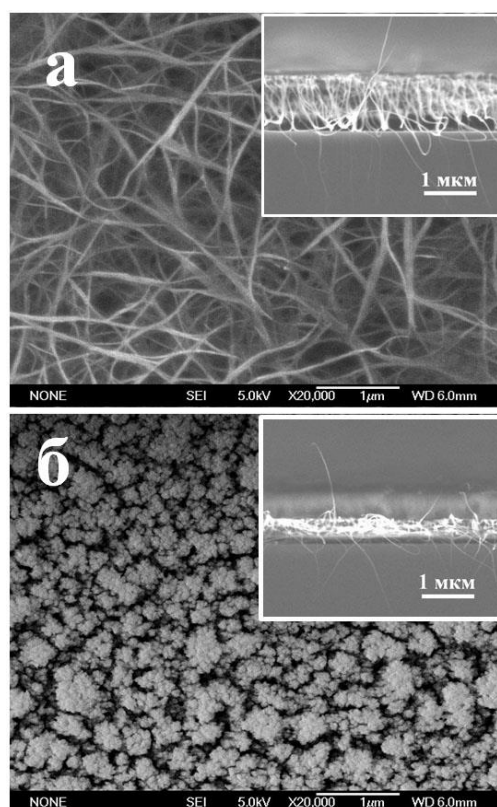


Рис. 1. Морфология поверхности ОУНТ (а) до и (б) после нанесения фторполимерного покрытия.

Список литературы:

1. Industrial Applications of Carbon Nanotubes / Н. Peng, Q. Li, T. Chen. Elsevier, 2016. 508 p.
2. Lau K.K., Bico J., Teo K.B., Chhowall M., Amaratunga G.A., Milne W.I., McKinley G.H. and Gleason K.K. Superhydrophobic Carbon Nanotube Forests // Nano Lett. 2003. V. 3, P. 1701-1705.
3. Wang K., Hu N.X., Xu G., Qi Y. Stable superhydrophobic composite coatings made from an aqueous dispersion of carbon nanotubes and a fluoropolymer // Carbon. 2011. V. 49. P. 1769-1774.
4. Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Gatapova E.Ya., Starinskiy S.V., Timoshenko N.I., Kabov O.A. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // Thin Solid Films. 2018. V. 653. P. 165-172.

Работа выполнена из средств, получаемых от ФАНО России.

УДК 536.246

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА РУЧЕЙКА ВОДЫ, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В МИНИКАНАЛЕ

Светличная О.В.^{1,2}, Чеверда В.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

С каждым годом увеличивается производительность процессоров мощных вычислительных машин. Это происходит за счет увеличения числа транзисторов на единицу площади и влечет за собой увеличение выделяемых тепловых потоков с единицы площади, занимаемой транзисторами, которые могут достигать 500-1000 Вт/см² для высокопроизводительных компьютеров [1]. В течении десятилетия тепловыделение с микропроцессора возросло более чем в два раза.

Ручейковое течение представляет собой вид пленочного течения, ручейковое течение отличается от течения пленки наличием двух контактных линий, в области которых наблюдается аномально высокий коэффициент теплоотдачи, за счет чего ручейковое течение имеет более высокие охлаждающие свойства. Ранее в ходе исследований было выявлено, что интенсивность теплообмена в области контактных линий и средняя интенсивность теплообмена могут отличаться на несколько порядков [2].

Кроме того, течение двухфазных потоков имеет преимущество в теплопереносе перед стекающими пленками. Критический тепловой поток, при котором формируется устойчивое сухое пятно в области нагревателя конечных размеров, в несколько раз больше при пленочном течении под действием потока газа, чем при течении стекающей пленки [3].

Эксперименты проведены с использованием рабочего участка для реализации ручейкового течения в миниканале под действием потока газа (Рис. 1) и стенда к которому данный участок подключается. Более детально описание установки приведено в [4]. В качестве оптических методик использовались лазерно-индуцированная флуоресценция (LIF), которая подробно описан в [5] и ИК камера Titanium 570M, а также фотокамера Nikon D-7000. В качестве красителя-люминофора использовался Rhodamin 6G.

Измерения осуществлялись с помощью DPSS лазера с длиной волны излучения 532 нм и мощностью 2,5 Вт, а также высокоскоростная CCD-камера Fastvideo-500M со скоростью 500 к/сек и разрешением 1280×1024.

С помощью инфракрасной съёмки показано, что в следствие испарения температура поверхности ручейка меньше температуры подложки (Рис 2).

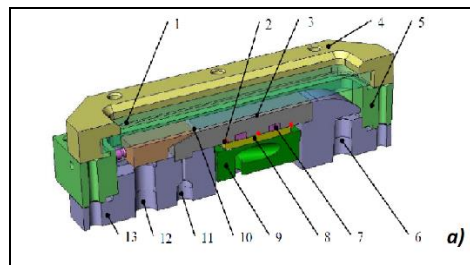


Рис. 1. Схема рабочего участка для реализации ручейкового течения в миниканале под действием потока газа по подложке с постоянной температурой.

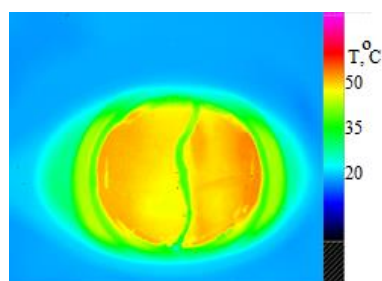


Рис. 2. ИК-фото ручейка, движущегося в миниканале под действием потока газа (вода - 10 мл/мин, газ - 30 л/мин, T_{подложки}=50° С).

Экспериментально показано, что с увеличением температуры ширина ручейка уменьшается за счёт увеличения испарения с поверхности ручейка.

Список литературы:

1. Bar-Cohen, A. Modeling and prediction of two-phase microgap channel heat transfer characteristics/ A. Bar-Cohen, E. Rahim// Heat Transfer Engineering. – 2009. –Vol. 30. – Iss. 8. – P. 601-625.
2. Marchuk, I. Heat flux at the surface of metal foil heater under evaporating sessile droplets/ I. Marchuk, A. Karchevsky, A. Surtayev, O. Kabov// International Journal of Aerospace Engineering. – 2015. – Vol. 2015 – 5 P
3. Kabov, O.A. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels/ O.A. Kabov, Yu.V. Lyulin, I.V. Marchuk, D.V. Zaitsev// International journal of heat and fluid flow. – 2007. – Vol. 28. – P. 103-112.
4. Svetlichnaya O.V., Varieties of the gas driven water rivulet flow regimes in the minichannels / O.V. Svetlichnaya, V.V. Cheverda, E.O. Kirichenko, // Journal of Physics: Conference Series.- 2017, Vol. 925 (1). № 0120109.
5. Alekseenko, S.V. Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers/ S. V. Alekseenko, V. A. Antipin, V. Guzanov, et al.// Physics of Fluids. – 2005. – Vol. 17. – P. 121704-121708.

УДК 532.529.6, 536.246

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ МИКРОКАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ НА ПОВЕРХНОСТЯХ С ОДНОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Семенов А.А., Зайцев Д.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Исследование испаряющихся каплей жидкости является весьма актуальной задачей в связи с многочисленными приложениями в медицинской диагностике, производстве наноструктурированных поверхностей, охлаждении микроэлектронного оборудования, а также для понимания механизмов, происходящих в сложных системах (облака, туман, и т.д.). Наибольший интерес вызван тем, что испарение с каплей жидкости существенно интенсифицирует теплообмен и влияет на течение внутри капли. В литературе для исследования испарения капли жидкости на нагреваемой подложке использовались, как правило, достаточно крупные капли, имеющие начальный объем порядка 100 мкл [1-3]. В настоящей работе изучается процесс испарения каплей жидкости, имеющих начальный объем примерно 2 мкл.

Цель работы заключается в исследовании влияния покрытия из одностенных нанотрубок на динамику и испарение каплей жидкости при квазистационарном теплообмене, когда нагрев осуществляется со стороны подложки. Для этого в работе используется две одинаковые подложки, изготовленные из меди. Рабочая поверхность первой подложки была без покрытия и дополнительно полировалась так, что среднеквадратичная шероховатость составляла около 20 нм. Рабочая поверхность второй подложки была покрыта одностенными нанотрубками. Морфология этой поверхности была проанализирована с использованием сканирующего электронного микроскопа Hitachi S340N, а также с помощью атомно силового микроскопа. На рис. 1. представлена фотография поверхности с покрытием из одностенных нанотрубок, полученная на сканирующем электронном микроскопе.

Для анализа формы капли жидкости использовался прибор DSA-100 и программное обеспечение производства фирмы Kruss. Данный прибор позволял реализовать теневую съемку в диффузионном свете в процессе испарения капли жидкости, а также обрабатывать полученные теневые картины профиля капли в реальном времени. Кроме того, DSA-100 имеет высокоточную систему дозирования жидкости, что обеспечивало хорошо контролируемый начальный объем капли жидкости. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная деионизированная наночастицы вода фирмы Milli-Q. Для изменения температуры исследуемой поверхности использовалась специальная Пельтье камера, с помощью которой удалось исследовать испарение капли жидкости в диапазоне от комнатной температуры, равной 24°C, до 100°C. Температура контролировалась несколькими термодарами К типа.

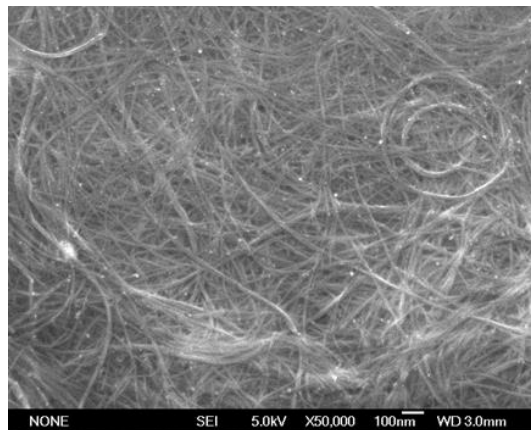


Рис. 1. СЭМ фотография покрытия из одностенных углеродных нанотрубок.

На рисунке 2 представлены полученные зависимости краевого угла смачивания от времени испарения в диапазоне температур от 24 до 100 °C на поверхности с покрытием из одностенных нанотрубок.

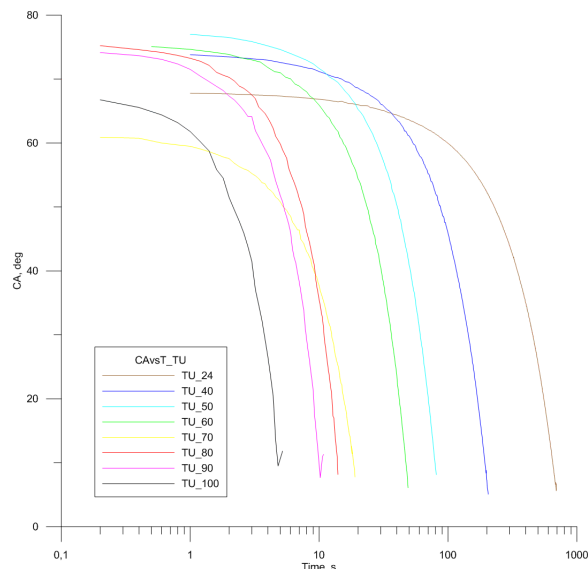


Рис. 2. Зависимость краевого угла смачивания от времени испарения в диапазоне температур от 24 до 100 °C.

Список литературы:

1. B. Sobac and D. Brutin, *Langmuir*, 2011, Vol. 27, P. 14999-15007.
2. Е.Я. Гапачова, А.А. Семенов, Д.В. Зайцев, and О.А. Кабов, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 2014, Vol. 441, P. 776-785.
3. Semenov A.A., Feoktistov D.V., Zaitsev D.V., Kuznetsov G.V., and Kabov O.A., *Experimental investigation of liquid drop evaporation on a heated solid surface*, *Thermophysics and Aeromechanics*, Vol. 22, No. 6, pp. 771- 774, 2015.

УДК 621.9

ФОРМИРОВАНИЕ ГРАФЕНА НА ПОВЕРХНОСТИ МЕДИ В УСЛОВИЯХ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

Смовж Д.В., Костоград И.А., Бойко Е.В.

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

С момента, когда впервые был получен графен, с помощью расщепления высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), было проведено множество исследований, направленных на изучение его исключительных механических, электро-и теплофизических свойств [1]. Так, было установлено, что графен обладает высокой подвижностью носителей зарядов, сверхпроводимостью при определенных условиях, высокой оптической прозрачностью и механической прочностью [2-5]. Несмотря на высокое качество графена, полученного методом расщепления ВОПГ, данный метод не предполагает производство образцов большой площади. Для решения задач подобного типа, графен получают с помощью эпитаксиального роста на подложках из карбида кремния (SiC) [6] или с помощью химического осаждения из паровой фазы (CVD) на поверхности металла [7]. Последний метод является наиболее подходящим, для изготовления образцов графена больших площадей в промышленности, вследствие своей дешевизны, эффективности и высокого качества [8,9]. CVD процесс позволяет получать однослойный и многослойный графен с различной степенью дефектности в зависимости от параметров синтеза. Углерод имеет низкую растворимость в меди и, следовательно, даже при высоких температурах графен образуется на поверхности с незначительным растворением углерода в объеме металла, что приводит к самоограничивающемуся процессу роста графена. Кроме того, тонкие медные листы являются относительно недорогим материалом. Все эти характеристики делают CVD метод, с использованием меди в качестве каталитической подложки, привлекательной технологией для получения графена высокого качества.

Важным параметром при синтезе CVD графена является размер кристаллических фрагментов 2D пленки покрывающей медную подложку. Этот размер определяется морфологией меди, на которой формируются графеновые пленки (размер зерна, шероховатость), параметрами предварительной обработки медной фольги и условиями синтеза.

Работа посвящена экспериментальным исследованиям влияния условий синтеза на формирование

однослойного графена на поверхности меди. В качестве подложки-катализатора использовалась медная фольга AlfaAesar13382 (99,8% Cu) толщиной 25 мкм., размером 15 мм х35 мм. Синтез графена осуществлялся в термическом реакторе при температуре 1070 °С. В качестве рабочего газа использовалась смесь (Ar + H₂ + CH₄). Анализ размера графеновых кристаллов и степени покрытия меди графеновыми слоями проводился после отжига образцов в течение 10 мин, при температуре 190 °С, с использованием оптических методов.

Исследовано влияние состава смеси и времени синтеза на концентрацию зародышей графитовой фазы, формирующихся на медной поверхности. Получены пленки с различной степенью покрытия однослойным графеном. Показано что основным типом дефектов в графеновых покрытиях являются границы графеновых кристаллитов, концентрация которых зависит от концентрации зародышей, формирующихся на начальной стадии синтеза.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI60417X0157)

Список литературы:

1. Novoselov KS, Geim AK, Morozov SV, Jiang D, Zhang Y, Dubonos SV // Science. – 2004. – 306. – P. 666.
2. Kim KS, Zhao Y, Jang H, Lee SY, Kim JM, Kim KS // Nature. – 2009. – 457. – P. 706.
3. Bae S, Kim H, Lee Y, Xu X, Park J, Zheng Y // Nat Nanotechnol. – 2010. – 5. – P. 574.
4. Reina A, Son H, Jiao L, Fan B, Dresselhaus MS, Liu ZF // J Phys Chem C. – 2008. – 112. – P. 17741.
5. Unarunotai S, Koepke JC, Tsai C-L, Du F, Chialvo CE, Murata Y // ACS Nano. – 2010. – 4. – P. 5591.
6. Berger C, Song Z, Li T, Li X, Ogbazghi AY, Feng R // J Phys Chem B. – 2004. – 108. – P. 19912.
7. Li X, Cai W, An J, Kim S, Nah J, Yang D // Science. – 2009. – 324. – P. 1312.
8. Mattevi C, Kima H, Chhowalla M. // J Mater Chem. – 2011. – 21. – P. 3324.
9. Munoz R, Gomez-Aleixandre C. // Chem Vap Deposition. – 2013. – 19. – P. 297.

УДК 533.17: 541.64

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАТЕРИАЛА КАТАЛИЗАТОРА НА СКОРОСТЬ РОСТА И МОРФОЛОГИЮ ФТОРПОЛИМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ ПРИ ОСАЖДЕНИИ МЕТОДОМ HW CVD

Тимошенко Н.И.¹, Сафонов А.И.¹, Суляева В.С.², Богословцева А.Л.^{1,3}, Гатапова Е.Я.^{1,3}

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

³ Новосибирский Государственный Университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 3

Метод HW CVD [1-3] состоит в активации потока газа-предшественника на разогретых проволочных катализаторах при низком давлении газа от 10 до 1000 Па. Установлено [3] определяющее влияние температуры и материала активатора на строение и свойства получаемых покрытий. Это влияние обусловлено зависимостью строения получаемых покрытий от скорости образования активных компонент на поверхности материала активатора. Строение покрытия в свою очередь определяет их свойства [4].

В представленной работе исследовалось влияние материала катализатора на морфологию, скорость роста и свойства фторполимерных покрытий при осаждении методом HW CVD. Схема метода представлена на рис. 1. В качестве материала катализатора использовались: никром, никель, молибден и вольфрам, в качестве газа – предшественника - окись гексафторпропилена (C_3F_6O).

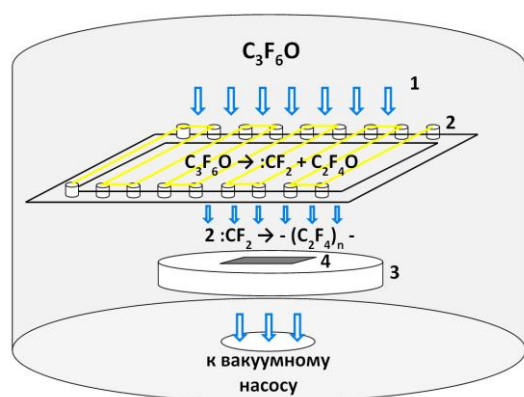


Рис. 1. Схема метода HW CVD

1 – поток газа-предшественника; 2 – сеть разогретых нитей катализатора; 3 – охлаждаемая мишень; 4 – подложка для осаждения покрытия.

Были проведены несколько серий экспериментов по осаждению фторполимерного покрытия с использованием разогретых до различной температуры нитей вышеперечисленных каталитических материалов. Морфология и толщина полученных покрытий определялись методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с помощью прибора JEOL JSM6700F. Свойства смачиваемости полученных фторполимерных покрытий определялись путём измерения контактного угла смачивания (КУС) полу-

ченных поверхностей водой на приборе DSA-100 KRUSS. На рис. 2 представлена морфология поверхности и КУС полученных покрытий с использованием различных катализаторов для активации газа-предшественника.

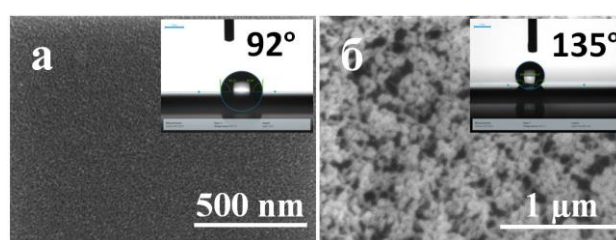


Рис. 2. Морфология поверхности и КУС фторполимерных покрытий, полученных при использовании катализатора из: а) вольфрама, $T=900$ °C; б) никеля, $T=700$ °C.

В результате проделанной работы были определены области применимости (температура нити) исследуемых материалов для получения фторполимерных покрытий с заданным строением. Установлено, что строение фторполимерных покрытий при осаждении методом HW CVD напрямую зависит от количества активированных радикалов в потоке газа-предшественника достигающих поверхности осаждения. Рекомендованы наиболее подходящие материалы активаторов для различных приложений метода HW CVD.

Список литературы:

1. Law K.K., Caulfield J.A., Gleason K.K. Structure and Morphology of Fluorocarbon Films Grown by Hot Filament Chemical Vapor Deposition. // Chem.Mater. 2000. 12, P. 3032-3037.
2. Lau K.K., Mao Y., Lewis H.J., Murthy S.K., Olsen B.D., Loo L.S., Gleason K.K. Polymeric nanocoatings by hot-wire chemical vapor deposition (HWCVD). // Thin Solid Films. 2006. V. 501. P. 211-215.
3. Yasuoka H., Yoshida M., Sugita K., Ohdaira K., Murata H., Matsumura H. Fabrication of PTFE thin films by dual catalytic chemical vapor deposition method. // Thin Solid Films. 2008. V. 516. P. 687-690.
4. Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Gataпова E.Ya., Starinskiy S.V., Timoshenko N.I., Kabov O.A. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire. // Thin Solid Films. 2018. V. 653. P. 165-172.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект №16-19-10675).

УДК 536.24

ДИНАМИКА СУХИХ ПЯТЕН В ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В МИНИКАНАЛЕ, ПРИ ИНТЕНСИВНОМ НАГРЕВЕ

Ткаченко Е.М.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Существует три «классических» метода теплоотвода от локализованных источников тепла высокой интенсивности: 1) кипение в микроканалах, 2) спрейное охлаждение и 3) микроструйное охлаждение. В [1] был предложен четвертый метод эффективного охлаждения, при котором отвод тепла осуществляется посредством интенсивного испарения тонкой жидкой пленки, движущейся в плоском микро- или миниканале под действием потока газа. Метод оказался на порядок более эффективней, в сравнении со стекающей пленкой жидкостью и в несколько раз более эффективней, чем кипение жидкости в канале (для того же расхода жидкости). В недавней работе [2] при расслоенном течении воды и воздуха в канале высотой 1 мм были достигнуты тепловые потоки до 1200 Вт/см² с площади нагрева размером 1x1 см² при сравнительно невысоком расходе воды (5 г/с).

В данной работе, при помощи скоростной камеры с высоким пространственным разрешением (скорость съемки 100 000 кадров/с, разрешение 2 мкм/пикс), исследуется динамика сухих пятен на нагревателе 1x1 см² при движении вдоль него тонкой пленки воды, увлекаемой потоком газа в миниканале. Установлено, что образованию сухого пятна предшествует возникновение неоднородности в пленке, после чего очень быстро (за время порядка 10 мкс) происходит ее разрыв. Далее наблюдается расширение сухого пятна, а затем происходит замывание данного пятна, так что время жизни пятна составляет порядка 1 мс. Размер таких пятен составляет порядка 100 мкм. Установлено, что при тепловом потоке 450 Вт/см² на поверхности нагревателя (1 см²) образуется и замывается около 1 млн сухих пятен за 1 секунду. С увеличением теплового потока количество и частота сухих пятен возрастают.

По данным скоростной съемки была измерена скорость контактной линии в сухом пятне, в зависимости от времени (рис. 1). Максимальная скорость контактной линии наблюдается в момент образования сухого пятна и достигает 10 м/с. Из-за столь высоких скоростей, частоты съемки 100 000 кадров/с в нашем эксперименте не хватает для того, чтобы детально разобраться в механизме образования сухого пятна. В дальнейших экспериментах планируется увеличить скорость съемки до 500 000 кадров/с.

Также в данной работе была измерена суммарная длина контактной линии в сухих пятнах на нагревателе, в зависимости от теплового потока. На Рис. 2 представлены данные для двух серий экспериментов.

Суммарная длина контактной линии увеличивается с увеличением теплового потока и перед кризисом достигает максимального значения (при этом, суммарная площадь сухих пятен на нагревателе уменьшается и перед кризисом достигает минимума). Как известно, вблизи контактной линии существует регион сверхинтенсивного испарения [3]. В наших экспериментах, за счет достижения максимальной длины контактной линии в предкризисном режиме (до 30 см, рис. 2), по-видимому, и обеспечивается достижение аномально высоких тепловых потоков.

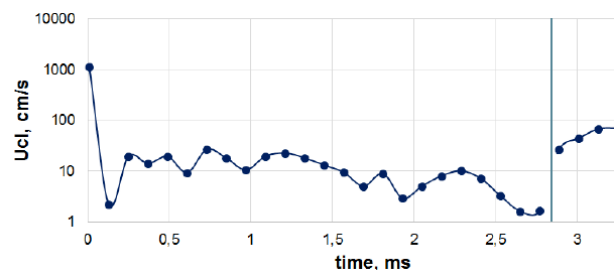


Рис. 1. Абсолютная величина скорости контактной линии при образовании, увеличении и замытии сухого пятна для $Re_l = 40$, $U_{sg} = 19,5$ м/с, $q = 450$ Вт/см² (вертикальная линия отделяет процесс увеличения от замытия сухого пятна).

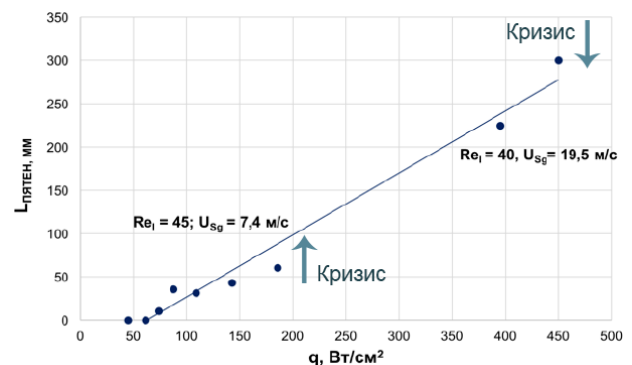


Рис. 2. Зависимость длины контактной линии на нагревателе от теплового потока (2 серии экспериментов).

Список литературы:

1. Kabov O. A., Lyulin Yu. V., Marchuk I. V. and Zaitsev D. V. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels // International Journal of Heat and Fluid Flow, 2007, V. 28, pp. 103-112.
2. Zaitsev D., Tkachenko E. and Kabov O. An experimental study of high heat flux removal by shear-driven liquid films // EPJ Web of Conferences, 2017, V. 159, 0054.
3. Kabov O.A., Zaitsev D.V., Kirichenko D.P., Ajaev V.S. Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region // Nanoscale and microscale thermophysical engineering, 2017, Vol. 21 (2), pp. 60-69.

УДК 621.9

КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК И ТЕПЛООБМЕН В ТЕРМОСИФОНЕ С ПОВЕРХНОСТЯМИ УЛУЧШЕННЫМИ ДЛЯ КИПЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ

Чиннов Е.А.^{1,2}, Шатский Е.Н.^{1,2}, Роньшин Ф.В.¹

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

² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Будущее целого ряда секторов экономики связано с технологией твердотельных источников освещения, одной из основных характеристик времени безотказной работы которых является удаление тепла. Изучение механизма испарения на поверхностях малых размеров было начато в [1]. Основная задача заключалась в изучении температурных полей поверхности нагрева и жидкости и изучении условий образования и существования тонкой пленки жидкости в основании парового пузыря. Обзор работ по теплообмену при испарении на поверхности малого размера содержится в [2]. В наши дни проблема создания эффективной компактной системы охлаждения для мощных светодиодов, эффективность и долговечность которых сильно зависят от эффективности теплоотвода, остается нерешенной.

В этой работе рассматривается новый тип термосифона с улучшенными поверхностями для кипения и конденсации. Конденсация пара в оребренных трубах теоретически изучалась в [3] с учетом влияния капиллярных сил. Эффективность нового типа поверхности для процесса конденсации обоснована в [4]. В настоящей работе представлены результаты исследования теплообмена и кризиса теплообмена при кипении на поверхностях с развитыми радиальными ребрами в термосифоне.

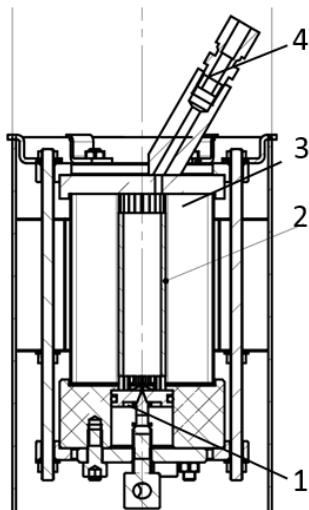


Рис. 1 Схематическая конструкция термосифона.
1 - нагреватель, 2 - канал для пара, 3 - радиатор-конденсатор, 4 - ввод жидкости

Конструкция термосифона представлена на рис. 1. Термосифон состоит из нагревателя 1, парового канала 2 и радиатора-конденсатора 3 с увеличенной поверхностью для конденсации. Паровой канал 2 выполнен в виде цилиндра, один конец которого прикрывает к нижней части термосифона. Радиатор 3 вы-

полнен из закрытого тонкостенного гофрированного листового профиля с овальными гофрами в виде многоступенчатого барабана; он установлен коаксиально с паровым каналом 2. Эта форма радиатора позволяет максимизировать поверхность теплообмена, что, в свою очередь, обеспечивает конденсацию пара с естественной циркуляцией воздуха. Лепестки радиатора имеют закругленные пики, каналы между ними имеют закругленные основания, радиусы лепестков в 2-3 раза больше радиусов оснований каналов, что обеспечивает интенсивную конденсацию пара на внутренней поверхности лепестков около вершин.

Горизонтальный слой жидкости формируется в нижней части термосифона. Толщина варьируется в зависимости от рабочих параметров эксперимента. В центре слоя со стороны подложки происходит локальный нагрев с помощью медного нагревателя. Мощность нагревательного элемента контролируется источником питания. Температуры нагревателя, жидкости и пара измеряются рядом термомпар. Данные из термомпар собираются с использованием контрольно-измерительной системы, а точность измерения температуры составляет $0,1^\circ\text{C}$.

Показано, что коэффициент теплоотдачи при кипении на оребренной поверхности выше чем на гладкой. Эксперименты на нагревателях $D = 5\text{ мм}$ с гладкой и оребренной поверхностью показали, что перегрев на оребренной поверхности в три раза меньше, а коэффициент теплопередачи увеличивается до двух раз на оребренной поверхности по сравнению с гладкой.

Кризис теплообмена зарегистрирован на нагревателе с большими ребрами и составил 256 Вт/см^2 . Исследования теплообмена при кипении на нагревателе диаметром 1 мм показали, что на гладких поверхностях перегрев относительно температуры насыщения до четырех раз выше чем на оребренных. Более чем в три раза увеличивается коэффициент теплоотдачи на оребренной поверхности по сравнению с гладкой. Следует отметить, что тип оребрения не оказывает существенного влияния на кривую кипения. В результате экспериментальной работы плотность отводимого теплового потока достигла 1400 Вт/см^2 .

Список литературы:

1. Moor F D, Mesler R B 1961 *AIChE Journal* **7** 620–624
2. Tolubinskiy V I, Antonenko V A, Kudritskiy G R, Ostrovskiy Yu N 1987 *Industrial Heat Engineering* **9** 3–16
3. Marchuk I V, Chinnov E A, Kabov O A 2016 *Journal of Engineering Thermophysics* **25** 1–18
4. Chinnov E A Patent RF № 2636385 at 23.11.2017.

УДК 621.9

ЭВОЛЮЦИЯ УПОРЯДОЧЕННОГО МОНОСЛОЯ ИЗ ЛЕВИТИРУЮЩИХ МИКРОКАПЕЛЬ НАД НАГРЕВАЕМЫМ СЛОЕМ ЖИДКОСТИ

Шатекова А.И.^{1,2}, Зайцев Д.В.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, 630090, Россия, Новосибирск, ул.Пирогова, 1

Известно, что над нагреваемой жидкостью может образовываться структурированный монослой, состоящий из левитирующих микрокапель жидкости [1]. Монослой состоит из нескольких сотен или тысяч капель, образующих гексагональную структуру. Исследование левитации микрокапель жидкости актуально для некоторых приложений. Например, при доставке лекарств спреями внутрь организма важно знать при каких условиях капли не касаются поверхности организма. Также условия левитации микрокапель необходимо знать при спреингом охлаждении, когда на нагреваемую поверхность направляется поток из микрокапель жидкости [2].

В данной работе исследована эволюция монослоя во времени; измерено количество микрокапель в монослое, размер монослоя, а также среднее расстояние между соседними каплями в монослое, в зависимости от параметров эксперимента. Эксперименты проводились на рабочем участке, представляющем собой текстолитовое основание, в центре которого впрессован медный нагревательный элемент круглой формы диаметром 12 мм. По периметру подложки осуществлялось охлаждение рабочего участка. В качестве рабочей жидкости используется дегазированная сверхчистая вода (Merck Millipore) с начальной температурой 25 °С. Рабочая жидкость помещается с помощью шприца на подложку в виде слоя с начальной толщиной 0.5-1.0 мм. Для регистрации формирования монослоя используется высокоскоростная камера в сочетании с оптической Шлирен системой. Регистрация на камеру начиналась сразу же после включения нагревателя. По мере прогревания жидкости происходило образование и эволюция монослоя из микрокапель, левитирующих над поверхностью жидкости. Обычно монослой имел эллиптическую форму (рис.1). Установлено, что количество капель в монослое увеличивается с возрастанием температуры и может достигать 10000 штук (рис. 2). При этом средний диаметр возрастает от 1 до 3 мм (рис.3). Среднее расстояние между каплями увеличивается с увеличением температуры от 0,02 до 0,045 мм (рис.4).

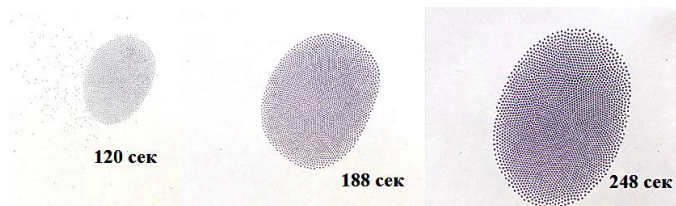


Рис. 1. Эволюция монослоя во времени (вид сверху). Указано время с начала прогрева. $q=7,5$ Вт, $h=1$ мм.

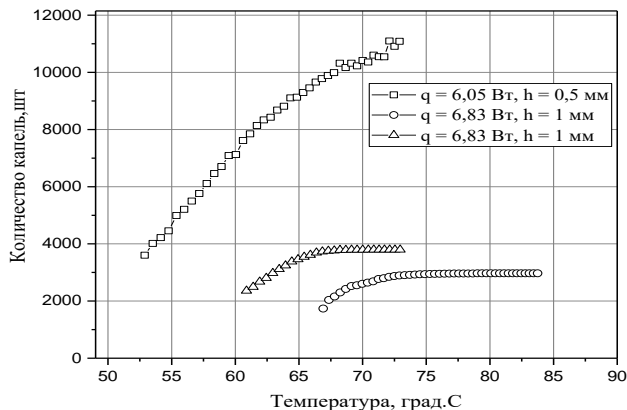


Рис.2 Зависимость количества капель в монослое от температуры подложки.

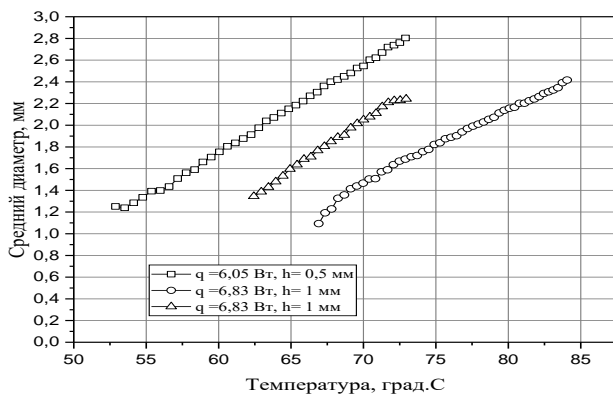


Рис.3. Зависимость среднего диаметра монослоя от температуры подложки.

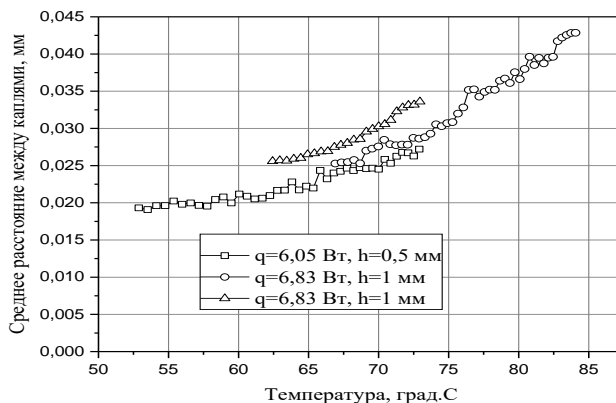


Рис.4. Зависимость среднего расстояния между каплями в монослое от температуры подложки.

Список литературы:

1. Dmitry V. Zaitsev, Dmitry P. Kirichenko, Vladimir S. Ajaev, and Oleg A. Kabov, Physical Review Letters, Vol. 119, 094503, 2017
2. Jungho Kim, International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 28, Issue 4, Pages 753-767, 2006



СЕКЦИЯ 8

Теплофизические свойства веществ
и лучистый теплообмен

УДК 621.365.412

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ЧЕРЕЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ КОМБИНИРОВАННУЮ ТЕПЛОВУЮ ИЗОЛЯЦИЮ ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОПЕЧИ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Алиферов А.И.², Синицын В.А.^{1,2}, Ощепкова Т.Б.², Васильева Е.П.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

Вакуумные электропечи сопротивления являются универсальными, применяемыми во многих отраслях промышленного производства и научных исследований. В них широко используется экранная тепловая изоляция, выполняемая из металлических экранов. Применение металлических экранов практически не вносит в рабочее пространство печи вредных примесей, которые могут влиять на качество обрабатываемого изделия. Но главным недостатком таких установок является их сравнительно низкий тепловой КПД, составляющий 25-30%.

Альтернативой для экранной изоляции в высокотемпературных печах сопротивления, имеющих температуру в рабочем пространстве более 1100 °С, является комбинированная тепловая изоляция. Ее применение может значительно уменьшить тепловые потери электропечи сопротивления и использовать металлические экраны из менее дорогих материалов.

О применении комбинированной тепловой изоляции в вакуумных электропечах сопротивления цилиндрической формы (шахтных, элеваторных и др.) начали говорить достаточно давно: теоретически графоаналитический метод расчета ее параметров был предложен в [1]. Но широкое применение такая изоляция нашла в установках с квадратным или прямоугольным сечением камеры печи, т.е. с плоской формой боковых стен печи [2-6]. Такая конструкция теплоизоляции условно состоит из двух слоев: первого, сформированного футерованной частью теплоизоляции (высокотемпературной засыпкой из гранул оксидных материалов, высокотемпературного волокнистого материала и т.п., помещенных между двумя листами или цилиндрическими оболочками, сделанными из жаропрочного сплава или металла), и второго, представляющего собой пакет металлических экранов.

В такой изоляции нелинейный характер процесса теплопередачи в первую очередь наблюдается за счет теплообмена излучением в слое экранной изоляции, где тепловой поток пропорционален температуре в четвертой степени, и температурной зависимостью теплопроводности футерованной части теплоизоляции от температуры, которая является функцией температуры в степени от 1 до 2. При применении цилиндрической комбинированной тепловой изоляции начинают играть существенную роль нелинейные зависимости теплового потока через такую теплоизоляцию, связанные с геометрической цилиндрической формой ее футерованной части.

В работе рассмотрена задача моделирования теплообмена в вакуумной шахтной электропечи печи сопротивления с комбинированной теплоизоляцией.

Раскрыто понятие критического диаметра цилиндрической комбинированной тепловой изоляции. Сформулирована физико-математическая модель для исследования взаимосвязи геометрических, теплофизических параметров комбинированной тепловой изоляции и теплового потока, проходящего через нее. Установлены зависимости эффективного коэффициента теплопередачи экранной части комбинированной тепловой изоляции и эффективного критического диаметра футерованной части комбинированной теплоизоляции от ее геометрических и теплофизических параметров.

Если в общепромышленных печах сопротивления критический диаметр так же, как в теории теплотехники для теплоизоляции труб отопления, определяется только теплофизическими параметрами - коэффициентом теплопроводности материала футеровки печи и коэффициентом теплоотдачи на ее наружной поверхности, и практически не зависит от геометрических параметров футеровки, то в комбинированной теплоизоляции вакуумной печи сопротивления критический диаметр футерованной части изоляции существенно зависит от ее толщины и внутреннего диаметра. Аналогично критическому диаметру футеровки общепромышленных печей критический диаметр футерованной части комбинированной теплоизоляции ВПС $d_{кр}$ зависит от ее коэффициента теплопроводности практически линейно. При увеличении толщины футерованной части тепловой изоляции ее критический диаметр уменьшается, причем с ростом внутреннего диаметра футерованной части ее критический диаметр зависимость от ее толщины ослабевает. При этом при значениях внутреннего диаметра $d_{вн} \geq 500$ мм зависимость от толщины изоляции практически отсутствует.

Список литературы:

1. Фомин В.М., Слободской А.П. Вакуумные электропечи сопротивления с экранной теплоизоляцией.- М.: Энергия, 1970. 96 с.
2. Митяков Ф.Е. Экономический анализ применения экранной теплоизоляции в вакуумных печах сопротивления // Вестник МЭИ. 2011. №4. С. 80-84.
3. Митяков Ф.Е., Горячих Е.В. Исследование влияния переключения ступеней напряжения трансформатора на работу регуляторов температуры в высокотемпературных вакуумных печах сопротивления // Электротехника. 2013. №7. С. 33-37.
4. Рубцов В.П., Митяков Ф.Е. Модификация экранной теплоизоляции в высокотемпературных вакуумных печах сопротивления // Вестник МЭИ. 2011. №1. С. 36-40.
5. Мармер Э.Н. Материалы для высокотемпературных вакуумных установок. - М.: ФИЗМАЛИТ, 2007. 152 с.
6. 13. Мармер Э.Н. Графоаналитический метод расчета эксплуатационных характеристик вакуумных электропечей сопротивления // МНЖ Альтернативная энергетика и экология. 2007. № 8(52). с. 16 – 19.

УДК 536.2

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ

Архипов В.А., Гольдин В.Д., Жарова И.К., Перфильева К.Г.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Теплозащитные и конструкционные материалы нашли широкое применение в системах тепловой защиты и в проточных трактах энергоустановок [1-3].

При использовании теплозащитных материалов в условиях высоких температур наряду с существенным вкладом в суммарный теплообмен кроме кондуктивной и конвективной составляющей вносит излучение поверхности материала. Для оценки величины вклада лучистой составляющей в теплообмен необходимы экспериментальные зависимости интегрального коэффициента излучения от температуры излучающей поверхности.

В настоящей работе представлен новый вариант методики измерения коэффициента излучения поверхности теплозащитных материалов. Методика основана на измерении температуры образца в процессе его остывания в вакуумированной камере и использовании аппарата обратных задач теплопроводности. Данная методика обеспечивает повышение точности определения интегрального коэффициента теплопроводности и снижение времени измерений за счет нагрева образца непосредственно в вакуумированной камере и учета неравномерности температурного поля в образце.

Для проведения измерений коэффициента излучения использовали экспериментальную установку, схема которой приведена на рис. 1. Образец предварительно вводят в нагреватель, выполненный в виде соосного с образцом полого цилиндра с электроспиралью накаливания на его внешней поверхности, и размещенный в верхней части вакуумированной камеры с зачерненными стенками. После достижения температуры образца до необходимого значения его выводят из нагревателя с помощью подвижного штока, смонтированного в центре основания. Измеряют температуру образца в процессе его остывания в вакууме двумя термодарами, размещенными на оси симметрии образца и на его боковой поверхности, что обеспечивает повышение информативности при измерении температуры образца в процессе его охлаждения. Это также повышает точность определения интегрального коэффициента излучения.

Нагрев образца проводят до температуры его боковой поверхности не менее 500 К, что обеспечивает достаточно интенсивное охлаждение образца за счет лучистого теплообмена (в соответствии с законом Стефана-Больцмана тепловой поток $q \sim T^4$).

Основным критерием, влияющим на теплообмен, является интегральный коэффициент излучения, определяемый из решения обратной задачи теплопроводности [4,5].

В работе приводится пример расчета зависимости температуры образца от времени в процессе нагрева

постоянным тепловым потоком и в процессе остывания в вакуумированной камере.

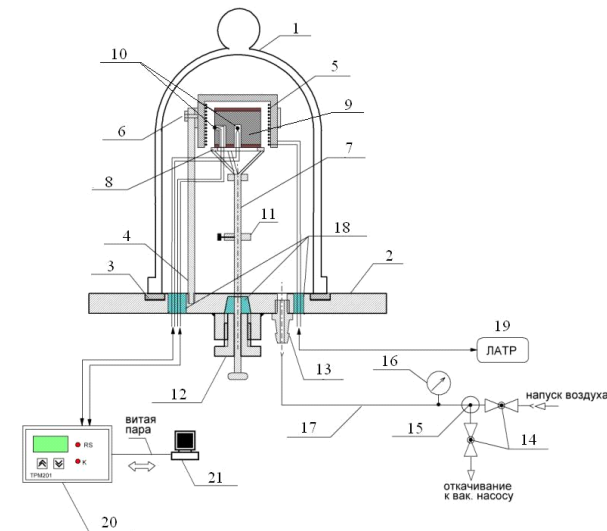


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения коэффициента излучения. 1 – стеклянный колпак; 2 – металлическое основание; 3 – герметизирующая прокладка; 4 – вертикальная стойка; 5 – цилиндрический нагреватель; 6 – хомут; 7 – подвижный шток; 8 – диск; 9 – образец; 10 – термодары; 11 – регулируемый упор; 12 – устройство уплотнения; 13 – штуцер; 14 – краны; 15 – тройник; 16 – вакуумметр; 17 – вакуумный шланг; 18 – фторопластовые вкладыши; 19 – лабораторный автотрансформатор; 20 – одноканальный измеритель-регулятор «ОВЕН ТРМ 201»; 21 – компьютер.

В результате решения обратной задачи теплопроводности получено значение интегрального коэффициента излучения. Проведен анализ сравнения расчетных и «экспериментальных» зависимости температуры образца от времени в процессе его остывания в вакуумированной камере.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания, проект № 9.9063.2017/8.9.

Список литературы:

1. Тепловая защита / Ю.В. Полежаев, Ф.Б. Юревич. М.: Энергия, 1976. 390 с.
2. Газодинамические испытания тепловой защиты. Справочник / Ю.В. Полежаев, А.А. Шишков. М.: Промедэк, 1992. 248 с.
3. Теплообмен излучением: справочник / А.Г. Блох, Ю.А. Журавлев, Л.Н. Рыжков. М.: Энергоатомиздат, 1991. 432 с.
4. Алифанов О.М. Обратные задачи теплообмена. М.: Машиностроение, 1988. 280 с.
5. Применение метода И.В. Петухова к решению задачи Коши и краевой задачи для обыкновенных дифференциальных уравнений / В.Д. Гольдин, Е.В. Еркина // Исследование по баллистике и смежным вопросам механики. Томск: Изд-во Томск. ун-та. 2001. Вып. 4. С. 56–58.

УДК 541.11

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СИСТЕМЫ РАДИОАКТИВНЫЙ ГРАФИТ-АЗОТ

Барбин Н.М.^{1,2}, Шавалеев М.Р.¹, Терентьев Д.И.¹, Алексеев С.Г.^{1,3}, Дальков М.П.¹

¹Уральский институт ГПС МЧС России,
620062, Россия, Екатеринбург, ул. Мира 22

²Уральский государственный аграрный университет,
620075, Россия, Екатеринбург, ул. Карла Либкнехта, 42

³НИЦ «НиР БСМ» УрО РАН,
620049, Россия, Екатеринбург, ул. Студенческая, 54а

Радиоактивный графит, как один из видов твердых радиоактивных отходов, является существенной проблемой безопасности и рентабельности атомных электростанций. Существуют различные способы его переработки, в том числе и высокотемпературные, однако недостаточная их эффективность требует их совершенствования на основе новых полученных данных.

В работе представлены результаты термодинамического моделирования нагревания системы радиоактивный графит-азот, которые могут применяться как справочные данные и использоваться в технологических процессах высокотемпературной переработки реакторного графита [1-4].

Термодинамическое моделирование проводилось при помощи программы Тегга в интервале температур от 2773 до 4273 К при атмосферном давлении. Расчеты состава фаз и характеристик равновесия осуществлялись с использованием справочной базы данных по свойствам индивидуальных веществ ИВТАНТЕРМО и HSC.

На рис. 1 показан баланс углерода на рис. 13. Из графика видно, что до температуры 2773 К углерод полностью находится в конденсированной фазе. Дальнейшее возрастание температуры в системе от 2773 до 3573 К приводит к переходу углерода из конденсированной фазы в газообразную с образованием - CN, C₃, C₂, C. В интервале 3573 – 4273 К наблюдается снижение концентрации C₃ и возрастание содержания CN, C, C₂.

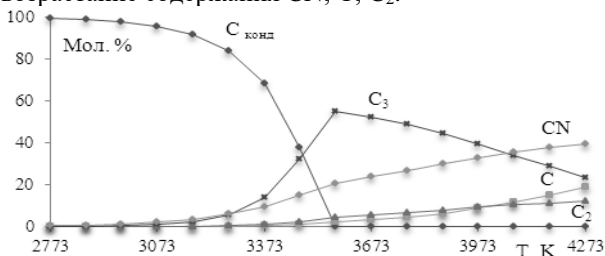


Рис.1. Баланс углерода

Были проанализированы изменения теплофизических характеристик системы в рассматриваемых интервалах.

На рис. 2а представлено изменение удельной энтропии системы реакторный графит-азот. График показывает, что в интервале температуры от 3273 до 3573 К сопровождается скачкообразным возрастанием удельной энтропии до 0,284 кДж/К·моль (увеличение на 27 %), что обусловлено переходом углерода в газообразную фазу. При температурах от 3573 до

4273 К удельная энтропия продолжает, практически линейно, возрастать.

Температурная зависимость массовой доли конденсированной фазы показана на рис. 2б. При нагревании системы от 2773 до 3573 К наблюдается взаимодействие до нуля конденсированной фазы, в связи со сгоранием радиоактивного графита в атмосфере азота, что подтверждается приведенным выше балансом углерода (рис. 1). При температурах 3573 - 4273 К массовая доля конденсированной фазы равна нулю, что свидетельствует об отсутствии конденсированных веществ в системе, в том числе и радионуклидов.

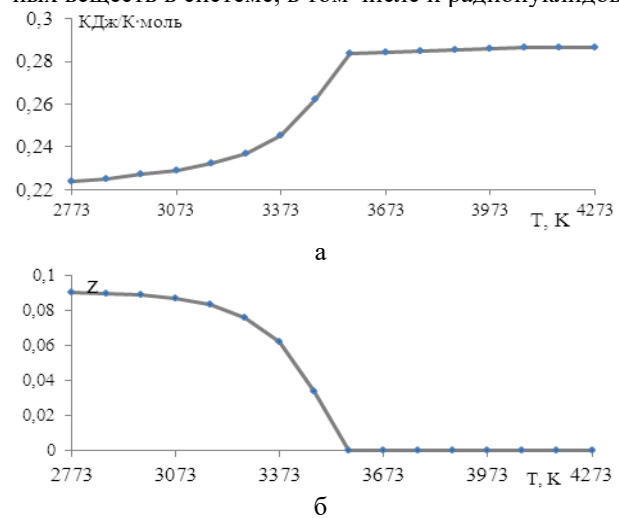


Рис.2. Температурная зависимость:
а) удельной энтропии системы;
б) массовой доли конденсированной фазы

Список литературы:

1. Барбин Н. М., Шавалеев М. Р., Терентьев Д. И., Алексеев С. Г. Компьютерное моделирование термодинамических процессов с участием актиноидов при нагреве радиоактивного графита в атмосфере азота // Прикладная физика, № 6, 2015. 42 – 47 с.
2. Барбин Н.М., Шавалеев М.Р., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г. Термодинамический анализ физико-химических процессов с участием U, Pu, Am, Eu при нагреве радиоактивного графита в атмосфере азота // Физика и химия обработки материалов, № 5, 2016. – 83-89 с.
3. Barbin, N. M. Thermodynamic simulation of the oxidation of radioactive graphite in the Na₂CO₃-K₂CO₃-NiO and Na₂CO₃-K₂CO₃-CuO melts / N. M. Barbin, M. R. Shavaleev, D. I. Terent'ev, S. G. Alekseev // Russian Metallurgy (Metally), Vol. 2017, No. 2, Pp. 136-145.
4. Заявка 2016145742 Российская Федерация, МПК G 21 F 9/28. Способ переработки реакторного графита / Н. М. Барбин, М. П. Дальков, М. Р. Шавалеев; заявители ФГБОУ ВО Уральский ГАУ, ФГБОУ Уральский институт государственной противопожарной службы МЧС России. – № 2016145742/07; заявл. 22.11.16. – 8 с.

УДК 536.44: 536.63: 536.71

РАСЧЕТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ CO₂ ПО УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ КОНСТАНТ ДО 200 МПА, ВКЛЮЧАЯ КРИТИЧЕСКУЮ ОБЛАСТЬ

Безверхий П.П.¹, Мартынец В.Г.¹, Каплун А.Б.², Мешалкин А.Б.²

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева, 630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

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

Проведен расчет теплоемкостей C_v , C_p и скорости звука W CO₂ на основе комбинированного уравнения состояния (УС) для давления p в явном виде с небольшим числом регулируемых констант:

$$p/p_c = (1-Y) p_{reg}/p_c + Y p_{scal}/p_c. \quad (1)$$

УС (1) включает в себя новую регулярную часть p_{reg} с 11-ю коэффициентами, масштабную часть p_{scal} с 6-ю коэффициентами и переходную функцию $Y = \omega[(1 - \omega/\omega_c)^2/(1 - 1/\omega_c)^2] \operatorname{erfc}(\sqrt{\lambda} \cdot |\tau|) \exp(-\mu(\Delta\rho)^2)$, где $\tau = t - 1$, $\Delta\rho = \omega - 1$ - относительные "расстояния" от критической точки; $t = T/T_c$, $\omega = \rho/\rho_c$, ρ - плотность, T - температура, λ и μ - подгоночные константы, определяющие область влияния p_{scal} , $\operatorname{erfc}(\sqrt{\lambda} |\tau|)$ - функция ошибок Лапласа. $\omega_c = \rho_c/p_c = 2.520381$ (здесь и далее индекс "с" означает критическое значение, индекс "t" - значение в тройной точке).

В отличие от p_{reg} с 13-ю константами из [1], в данной работе предложен новый вид уравнения для p_{reg} с 11-ю подгоночными константами, который не связан с параметрами тройной точки:

$$p_{reg}/p_c = (\omega t/z_c)\{1 + A_1(e^{1/t} - 1 - 1/t)\omega[1 - \omega/x^2]\varphi(\omega) - A_2\omega/t - A_3\omega(e^{-1/t} - 1) - A_6\omega(e^{-3/t} - 1) + A_4(e^{3/t} - 1 - 3/t)\omega[1 - 2\omega/x^2]\varphi^2(\omega) + A_5(e^{5/t} - 5/t)\omega^2[2 - 5z_c\omega/x^2]\varphi^{5z_c}(\omega) + A_7\omega/x + A_8\omega/x^2 + A_9\omega^2/x^3 + A_{10}\omega^3/x^4 + A_{11}\omega^5 e^{-\omega^5}\}. \quad (2)$$

В уравнении (2) $x = 1 - z_c\omega$, $z_c = p_c/\rho_c RT_c$, $\varphi(\omega) = \operatorname{EXP}(-\omega/(1 - z_c\omega))^2$. Константы A_5 , A_6 и A_{11} вычислялись по формулам, следующим из трех условий в критической точке и содержащим остальные 8 подгоночных констант УС (2) A_i .

Сингулярная (масштабная) часть с учетом асимметрии p_{scal} в (1), содержащая величины p_c , ρ_c , T_c , подгоночные константы q , k , M , a_p , C_1 , b , a_p , взята в явной форме [1], успешно примененной для расчетов термодинамических свойств SF₆ в [1, 2]. Теоретическое обоснование уравнения для масштабной части давления p_{scal} , содержащее шесть системно-зависимых констант, приведено в [3].

Среднеквадратичная погрешность аппроксимации по давлению массива p, ρ, T -данных CO₂ (731 точки в интервалах их измерений $0 < \rho/\rho_c < 2$, $217 \text{ K} < T < 430 \text{ K}$, $0 < p \leq 25 \text{ МПа}$) уравнением (1) составила 0.95%, среднее абсолютное отклонение по расчетному давлению 0.63%, по плотности - 0.51%. Сравнение результатов расчета давлений (плотностей) по комбинированному УС вне интервалов аппроксимации со справочными данными до 200 МПа из [4] показало их совпадение в пределах погрешности данных [4].

Для определения констант УС (1) использованы только p, ρ, T -данные CO₂, а экспериментальные и табличные данные по C_v , C_p , S , H и W , кроме изохорной теплоемкости $C_{v,ид}$ в идеально-газовом состоянии, не привлекались. Эти данные применены для сравнения получаемых расчетных величин с экспериментальными и табличными значениями. Коэффициенты УС (1) использованы при вычислении теплоемкости C_v по хорошо известному соотношению термодинамики

$$C_v = C_{v,ид} - z_c R t \int_0^\infty \left[\frac{\partial^2 (p/p_c)}{\partial t^2} \right]_{\omega} \frac{d\omega}{\omega^2} \quad (3)$$

Результаты расчета C_v , C_p и W для CO₂ в регулярной области поведения до 200 МПа соответствуют уровню точности современных справочных УС [4] с большим числом определяемых констант. Для расчетов в критической области в сингулярной части УС взяты универсальные критические показатели α , β , γ в соответствии с трехмерной моделью Изинга. Расхождения со справочными данными [4] в критической области связаны с применением масштабного УС в отличие от применяемого в [4] в этой области регулярного УС. Средняя погрешность описания теплоемкости C_v на изохорах и изотермах не превышает погрешности экспериментальных данных с отклонениями в пределах от 4% до 7% в разных областях состояния. Расчетные изотермы скорости звука совпадают в пределах экспериментальной погрешности с известными данными в области до 10 МПа и с данными в области от 50 до 100 МПа. В регулярной области состояний CO₂ расчетные величины совпадают со значениями современных справочных данных [4].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №15-08-01072-а и №15-08-03443-а.

Список литературы:

1. Безверхий П.П., Мартынец В.Г., Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. Расчет термодинамических свойств SF₆, включая критическую область. Комбинированное термическое уравнение состояния с малым числом параметров// ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 706-715.
2. Безверхий П.П., Мартынец В.Г., Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. Расчет термодинамических свойств SF₆, включая критическую область. Тепловые функции и скорость звука// ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 716-724.
3. Безверхий П.П., Мартынец В.Г., Матизен Э.В. Непараметрическое масштабное уравнение состояния для флюидов с учетом асимметрии// ЖЭТФ. 2009. Т. 136. Вып. 2 (8). С. 311-317.
4. Span R., Wagner W. A New Equation of State for Carbon Dioxide Covering the Fluid Region from Triple-Point to 1100 K at Pressures up to 800 МПа // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1996. V. 25. № 6. P. 1509-1596.

УДК 536.25, 553.81

ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ В РЕЖИМАХ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ

Бердников В.С.^{1,2}, Митин К.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

Численно в сопряженной постановке исследована радиационно-конвективная теплоотдача от тел плоской и цилиндрической формы при расчетных областях геометрически подобным верхним частям ростовых узлов в методах Чохральского, Степанова и бестигельной зонной плавки (БЗП). Во всех этих технологических процессах ростовые камеры заполнены, как правило, аргоном при различных давлениях. В зависимости от плотности газа и характерного перепада температуры теплоотдача от кристаллов различных форм и теплопроводности происходит в режимах термогравитационной конвекции с добавкой радиационного теплообмена, зависящего от геометрии расчетной области. Расчеты выполнены в диапазонах перепадов температуры, соответствующих числам Грасгофа от 1000 до 25000, при числе Прандтля газа равном 0,68. Расчеты конвективной теплоотдачи проводились методом конечных элементов [1]. Моделирование конвективного теплообмена осуществлялось на основе системы уравнений термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска, записанной в переменных температура, вихрь, функция тока. При вычислении значений вихря и скорости использовался метод согласованных результатов [1], позволяющий с высокой точностью получать значения частных производных произвольного конечноэлементного решения. Расчеты радиационных потоков проводились зональным методом [2] с использованием оригинальной программы расчетов угловых коэффициентов. Исследована относительная роль теплопроводности, конвективного теплообмена и радиационной теплоотдачи в формировании полей температуры во всей расчетной области и полей термических напряжений в твердых телах (кристаллах) в зависимости от характерного перепада температуры. Сложные сопряженные процессы теплообмена между кристаллом и окружающей средой изучены плохо, поэтому выбор методов управления тепловыми условиями роста кристалла является достаточно сложной задачей. Для решения вопроса о зависимости кристаллографических, оптических и электрофизических характеристик от условий роста кристалла необходимо прогнозировать поля температуры и градиентов температуры внутри кристаллов.

Проведены параметрические исследования радиационно-конвективной теплоотдачи от кристаллов плоской и цилиндрических форм, геометрически подобных промежуточным стадиям технологического процесса выращивания монокристаллов методами Степанова, Чохральского и БЗП. Для метода Чохральского применялась сетка 100x500 узлов, для метода Степанова сетка с 17557 узлами. Для БЗП при

менялась неравномерная сетка с 16948 узлами. При фиксированной геометрии расчетной области, исследованы эволюция структуры течения и сопряженный конвективный теплообмен в режимах теплопроводности, термогравитационной конвекции и радиационно-конвективного теплообмена с ростом перепада температуры. Изучено влияние режима теплоотдачи на поля температуры в кристалле. В исследованном диапазоне перепадов температуры роль конвективного теплообмена остается существенной для всех рассмотренных методов выращивания монокристаллов. Радиационная теплоотдача понижает температуру поверхности кристалла и снижает перепад температуры между образующими кристалла и стенками ростовой камеры. В результате снижается интенсивность конвективного движения газа. Исследовано влияние особенностей течения на согласованные поля температуры в газе и в кристалле. С ростом длины ленты в методе Степанова изменяется пространственная форма конвективных течений. Могут образовываться зоны отрыва пограничного слоя, которые заметно меняют локальные закономерности теплоотдачи, существенно изменяются поля температуры и градиентов температуры, а вслед за ними и поля термических напряжений. В методе БЗП на развитие конвективного течения в ростовой камере существенно влияет положение расплавленной зоны. В зависимости от длины кристалла и поликристалла существенно меняются режимы обтекания особенно в зоне перехода от поликристалла к расплаву и монокристаллу. Соответственно меняются локальные поля температуры и тепловые потоки. Развивая работы [3,4] аналогичные данные получены при моделировании сложного теплообмена в методе Чохральского.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России (проект Ш.18.2.5. Гос. рег. АААА-А17-117022850021-3).

Список литературы:

1. Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. – Новосибирск: изд-во НГТУ, 2007. – 896 с.
2. Спэрроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. – Л.: "Энергия", 1971. – 294 с.
3. Бердников В.С., Митин К.А. Влияние режимов теплоотдачи на поля температуры и термические напряжения в монокристаллах // Известия российской академии наук. Серия физическая. – 2016. – Т. 80, № 1, с. 68-73.
4. Бердников В.С., Митин К.А., Григорьева А.М., Клещенок М.С. Зависимость полей температуры в кристаллах от их теплофизических параметров и свойств окружающей среды в методе Чохральского при различных режимах теплообмена // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2017. – Т. 81, № 9. – С. 1198-1204.

УДК 532.5:536

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ С ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ ПОЛУЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Гибанов Н.С., Шеремет М.А.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, Россия, Томск, пр. Ленина, 36

Развитие современной электронной техники сопряжено с усложнением различных особенностей данной техники. Например, любая аппаратура включает в себя разнообразные нагревательные компоненты (микросхемы, транзисторы, резисторы, конденсаторы), потребляющие то или иное количество энергии. Таким образом, можно сделать вывод, что в любой электронной технике присутствует излучение с поверхности проводящих электрический ток элементов и его влияние необходимо учитывать, т.к. даже по сравнению с более распространенными способами теплопередачи – конвекцией и теплопроводностью, где температура учитывается как разность в первой степени, в задачах с излучением нужно рассматривать разность температур уже в четвертой или пятой степени, что значительно увеличивает ее влияние на процессы теплопередачи [1].

Помимо учета излучения необходимо также уделять внимание и другим способам теплопереноса. В представленной задаче рассматривается полный комплекс особенностей, связанных с теплопередачей. Такие расчеты важны в самых различных инженерных задачах – теплообменники, солнечные коллекторы, электронная и радиоэлектронная аппаратура [2]. Была рассмотрена задача естественно-конвективного теплопереноса и поверхностного теплового излучения в замкнутой квадратной полости.

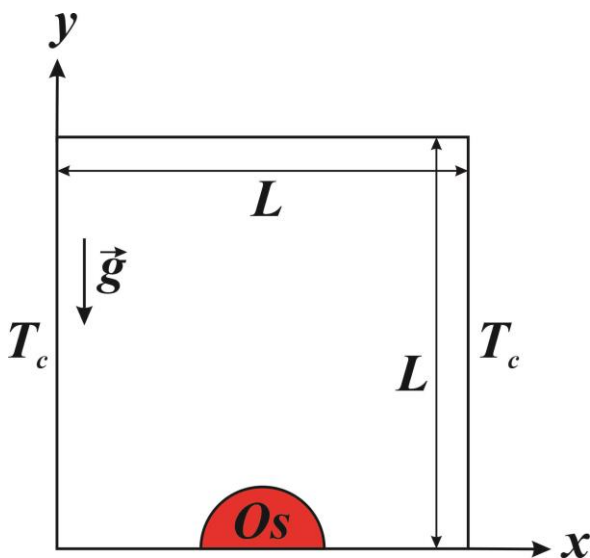


Рис. 1. Область решения

Проводятся численные исследования свободно-конвективного теплообмена и поверхностного теплового излучения в замкнутой квадратной полости (рис. 1). Исследуемая полость заполнена воздухом, который считался ньютоновской жидкостью, удовле-

творяющей приближению Буссинеска. На вертикальных противоположных стенках поддерживается постоянная и минимальная во всей области температура T_c . Все остальные ограждающие стенки полости являются адиабатическими. В центральной части нижней стенки полости располагается локальный источник объемного тепловыделения. В начальный момент времени предполагается, что среда внутри области покоится.

Процессы теплопереноса в рассматриваемой полости описываются системой нестационарных двумерных уравнений Обербека-Буссинеска [3, 4]. Определение плотности радиационного потока производилось путем определения плотности потока эффективного излучения [5].

Представленная краевая задача решалась методом конечных разностей на равномерной разностной сетке в преобразованных координатах «функция тока – завихренность – температура» в безразмерном виде [6].

В результате проведенных исследований приведены данные численного исследования задачи естественно-конвективного теплопереноса и теплового поверхностного излучения внутри замкнутого квадратного контура с локальным источником постоянного объемного тепловыделения. Было рассмотрено влияние поверхностного теплового излучения на теплоперенос в полости. В результате численных исследований были получены распределения локальных и интегральных характеристик в широком диапазоне изменения чисел Рэлея и Остроградского.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации (СП-1053.2018.1).

Список литературы:

1. Thermal radiation heat transfer / Siegel R., Howell J.R. London: Taylor and Francis, 2002. P. 868.
2. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Математическое моделирование сложного теплопереноса в замкнутой прямоугольной области. // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 1. С. 123-133.
3. Kuznetsov G.V., Al-Ani M.A. and Sheremet M.A. Numerical simulation of two-phase closed thermosiphon // Journal of Energy and Power Engineering. 2011. N.5. P. 227-232.
4. Кузнецов Г.В., Шеремет М.А. Об одном подходе к математическому моделированию тепловых режимов радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники // Микроэлектроника. 2008. Т. 37. №2 С. 150–158.
5. Мартюшев С. Г., Мирошниченко И. В., Шеремет М. А. Численный анализ пространственных нестационарных режимов сопряженного конвективно-радиационного теплопереноса в замкнутом объеме с источником энергии // Инженерно-физический журнал. 2014. Т. 87, № 1. С. 119–128.
6. Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения. / Шеремет М.А. Берлин: Lamdert Academic Publishing, 2011. 176 с.

УДК 621.039

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ТРАССИРОВКЕ ЛУЧЕЙ В МНОГОФАЗНЫХ СРЕДАХ

Гусаров А.В.

Московский государственный технологический университет «СТАНКИН»
127055, Россия, Москва, Вадковский пер., 3а

Современные средства компьютерного моделирования позволяют рассчитывать перенос излучения в сложных многофазных структурах, таких как дисперсные среды, композиционные материалы, биологические ткани. Если характерный размер структурных элементов гораздо больше длины волны, широко применяется трассировка лучей методом Монте Карло. Ход лучей прослеживается при этом с учётом законов отражения и преломления на встречающихся на их пути межфазных границах.

Сам по себе метод Монте Карло прост и эффективен, трудности возникают от того, что в ряде случаев сама моделируемая структура задаётся вероятностными параметрами, такими как средние размеры структурных элементов. В этом случае перед трассировкой лучей необходимо построить виртуальный экземпляр структуры по его вероятностным параметрам, что и составляет, фактически, основную часть работы [1]. При этом чаще всего применяются дополнительные упрощения, и требуется доказывать эквивалентность виртуального экземпляра реальной структуре. В последнее время развивается подход, когда виртуальная копия структуры строится методом рентгеновской томографии физического образца [2]. Это позволяет с хорошей точностью предсказать перенос излучения в образце, но не может отвечать целям исследований, где требуется найти как модифицировать структуру, чтобы получить заданные характеристики переноса излучения.

Таким образом, возникает необходимость в одностадийном методе анализа влияния вероятностных параметров структуры на перенос излучения. В случае дисперсных систем это хорошо известное интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения, параметры которого непосредственно связаны с поглощающими и рассеивающими свойствами дисперсных частиц и их концентрацией, а для его решения имеются эффективные аналитические и численные методы. Не во всякой структуре удаётся выделить локализованные рассеивающие центры, а если и удаётся, то при их высокой концентрации может проявляться зависимое рассеяние. Тем не менее, в пределах применимости лучевой оптики, лучи в любой многофазной среде представляются ломаными линиями, где каждый излом при прохождении межфазной границы может быть описан подобно рассеянию. Значит, рассматривая элементы межфазных границ как рассеивающие центры можно расширить границы применимости уравнения переноса излучения к многофазным средам [3]. Этот метод получил название многофазного подхода.

В рамках многофазного подхода, каждая фаза характеризуется отдельной величиной интенсивности излучения. Соответственно, полное число уравнений переноса равно числу фаз. Каждое уравнение содержит отдельные интегралы рассеяния, описывающие

переходы излучения между всевозможными парами фаз. Такой же результат получается при формальном осреднении уравнения переноса излучения, записанного для многофазной среды [4]. До сих пор применения многофазного подхода ограничивались статистически изотропными средами и многослойными системами из двух чередующихся прозрачных фаз [5]. Настоящая работа посвящена разработке общего подхода к описанию переноса излучения в статистически анизотропных многофазных средах.

Перенос излучения в фазе $\gamma = 1 \dots N$ описывается следующим уравнением:

$$\Omega \cdot \nabla I_\gamma = \alpha_\gamma n_\gamma^2 B - \beta_\gamma I_\gamma + \sigma_\gamma \Phi_\gamma I_\gamma + \sum_{\delta=1}^N \sigma_{\delta\gamma} \Phi_{\delta\gamma} I_\delta, \quad (1)$$

где $I_\gamma(\Omega)$ – интенсивность излучения, Ω – единичный вектор направления, n_γ – показатель преломления, B – функция Планка, α_γ , β_γ , σ_γ – коэффициенты поглощения, экстинкции и рассеяния, соответственно, Φ_γ – оператор внутреннего рассеяния, $\sigma_{\delta\gamma} \Phi_{\delta\gamma}$ – оператор перехода из фазы δ в фазу γ . Выражения для интегральных операторов Φ_γ и $\Phi_{\delta\gamma}$ даны в [3].

Многофазная среда описывается объёмными долями фаз, удельными поверхностями межфазных границ и их угловыми распределениями. Рассматриваются две модели анизотропии. В первой все межфазные границы параллельны заданной плоскости. Это соответствует, например, композитам с параллельными плоскими включениями. Во второй все межфазные границы параллельны заданной оси, что описывает композиты с параллельными волокнами. Для этих моделей анизотропии получены аналитические выражения для параметров уравнения (1). Методом разложения уравнения (1) найдено аналитическое выражение для коэффициента радиационной теплопроводности многофазной среды в зависимости от её структурных параметров. Для ряда приложений проведено численное сравнение разработанной методики с другими.

Список литературы:

1. Li J.E., Wang B. Equivalent thermal conductivity of open-cell ceramic foams at high temperatures//Int. J. Thermophys. 2014. V. 35. P. 105-122.
2. Nouri N., Panerai F., Tagavi K.A., Mansour N.N., Martin, A. Evaluation of the anisotropic radiative conductivity of a low-density carbon fiber material from realistic microscale imaging//Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. V. 95. P. 535-539.
3. Gusarov A.V. Homogenization of radiation transfer in two-phase media with irregular phase boundaries//Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 144201.
4. Lipinski W., Keene D., Haussener S., Petrasch J. Continuum radiative transfer modelling in media consisting of optically distinct components in the limit of geometric optics//J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer. 2010. V. 111. P. 2474-2480.
5. Gusarov A.V. The multiphase radiation transfer model for two-phase layered systems//J. Quantitative Spectrosc. Radiative Transfer. 2013. V. 116. P. 156-168.

УДК 621.9

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕСНОГО ПОКРОВА ПОЖАРООПАСНЫХ РЕГИОНОВ РОССИИ

Жданова А.О., Шлегель Н.Е., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.

Национальный Исследовательский Томский Политехнический Университет (НИ ТПУ),
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина 30

1. Введение

Низовое возгорание лесной зоны в большинстве случаев [1] является причиной верхового пожара и распространения фронта горения на больших площадях бореального массива. По данным МЧС [2], в РФ наиболее пожароопасными являются Дальневосточный, Сибирский и Уральский федеральные округа. Установлено [3], что низовые пожары обладают высокой степенью вариативности. Численно исследованы [4] макроскопические закономерности, протекающие в приповерхностном слое лесных горючих материалов (ЛГМ) в условиях воздействия воды. Корреляции между результатами экспериментальных исследований и численным моделированием не найдено [3]. Можно предположить, что кинетические и теплофизические характеристики ЛГМ вносят существенный вклад в процессе подавления горения и термического разложения ЛГМ.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование теплофизических характеристик лесного покрова, характерного для пожароопасных регионов РФ.

2. Материалы и методы исследования

Образцы лесного опада собраны на лесной территории Томской, Новосибирской, Кемеровской и Московской областях, Приморского края. Для измельчения ЛГМ использовалась быстроходная роторная мельница Pulverisette 14 (скорость вращения ротора 6000–20000 об/мин). Средний размер частиц составил около 200 мкм. Размер частиц обусловлен, в первую очередь, природой навесок, ЛГМ представляют класс мягких веществ. На следующем этапе подготовки образцов использовался гидравлический пресс, для изготовления образцов цилиндрической формы. Измерения теплофизических параметров образцов ЛГМ проводились с помощью установки DLA-1200 TA Instruments. Систематическая погрешность определения коэффициентов теплоемкости составляет $\pm 4\%$, теплопроводности $\pm 5\%$.

3. Результаты и обсуждения

На территории РФ преобладают смешанные леса. Напочвенный покров, который горит при низовом пожаре, представляет смесь неживого компонента, по которому распространяется фронт горения. В качестве ЛГМ рассмотрены листья березы, хвоя сосны, сухая трава, ветки березы, шишки, листья клена, липы и осины, смесь листьев, смесь веток, кора деревьев. На рис. 1 представлены полученные в результате экспериментальных исследований средние значения теплофизических характеристик ЛГМ при температуре 150°C для характерной лесной подстилки в пожароопасных регионах РФ. Химический состав ЛГМ каждого региона отличается [5].

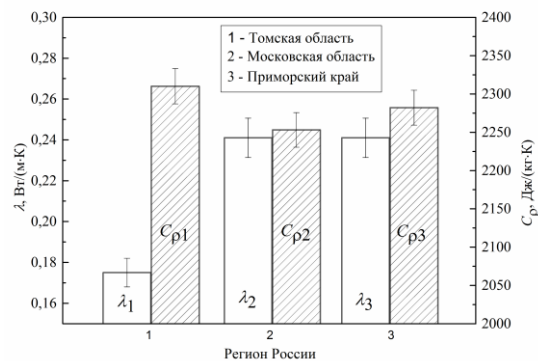


Рис. 1. Изменение коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости в пожароопасных регионах России при температуре 150°C .

Состав ЛГМ сложный: гемицеллюлоза, целлюлоза, лигнин и другие компоненты. Так, например [5] максимальное количество золы содержат листья осины, в свою очередь максимальное количество целлюлозы и гемицеллюлозы содержат шишки. Последнее приводит к более низкому значению удельной теплопроводной способности шишек по сравнению с ветками и хвоей сосны [5]. Скорее всего, именно этим и объясняется значительное снижение теплопроводности ЛГМ Томской области относительно других регионов. В состав образцов входили шишки и кора березы.

Знание теплофизических характеристик ЛГМ является необходимым условием для разработки адекватных моделей горения ЛГМ, его взаимодействия с водой и моделей распространения лесных пожаров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента РФ (МК-1684.2017.8) и РФФИ (18-38-00025).

Список литературы:

1. Атлас риска пожаров на территории Российской Федерации – М.: ООО «Издательско-продюсерский центр» «Дизайн. Информация. Картография», 2010. – 640 с.
2. Государственный доклад «О состоянии защиты населения и территорий РФ от чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера в 2015 году» – М.: МЧС России. ФГБУ ВНИИ ГОЧС (ФЦ), 2016
3. Filho G.C.K., Bufacchi P., Santos J.C., Veras C.A.G., Alvarado E.C., Mell W., Carvalho J.A. Probability of surface fire spread in Brazilian rainforest fuels from outdoor experimental measurements // European Journal of Forest Research. 2017. Vol. 136. P. 217–232.
4. Zhdanova A.O., Kuznetsov G.V., Legros J.C., Strizhak P.A. Thermal conditions for stopping pyrolysis of forest combustible material and applications to firefighting // Thermal Science. 2017. Vol. 21. P. 2565–2577.
5. Гришин А.М. Математические модели лесных пожаров. – Томск: Издательство Томского университета, 1981.

УДК 536.423

МЕТОД УПРАВЛЯЕМОГО ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА В ИЗУЧЕНИИ ТЕПЛОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПЕРЕГРЕТЫХ БИНАРНЫХ РАСТВОРОВ

Игольников А.А., Поволоцкий И.И., Галкин Д.А., Волосников Д.В.

ФГБУН Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Тепловая проводимость жидкостей является одной из основных характеристик теплообмена при мощном тепловыделении. Цель работы заключается в выявлении отклонения данного параметра в растворах, имеющих отрицательный объем смешения, от аддитивного значения, рассчитанного относительно чистых компонентов. Согласно выдвинутой гипотезе [1], при добавлении в чистую систему второго компонента, возникает дополнительное тепловое сопротивление (обратная величина тепловой проводимости). Исследования были проведены для водных растворов этиленгликоля, диэтиленгликоля и триэтиленгликоля. Измерения проводились при атмосферном давлении и повышении температуры до 150°C.

Особенность исследования состоит в том, что измерения проведены не только в области устойчивых состояний, где время жизни системы неограниченно велико, но и в области перегретых состояний, т.е. при температурах, превышающих температуру равновесия жидкость–пар при заданном давлении.

При исследовании теплопереноса в жидких перегретых средах (растворах) применена автоматизированная установка, осуществляющая метод управления импульсным нагревом проволочного зонда, в рамках которого была реализована методика температурного плато. В её основу заложен принцип контролируемого термического воздействия и регистрации теплового отклика от нагреваемого вещества.

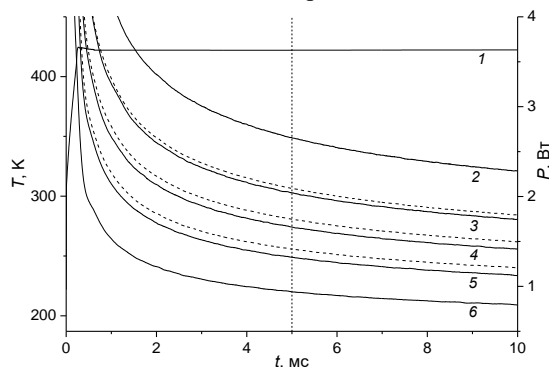


Рис. 1. Обобщенная схема опыта. Линия 1 – изменение температуры зонда $T_{st}(t)$ в импульсе. Линии 2–6 – изменение мощности $P(t, T_{st})$, необходимое для термостабилизации зонда в растворе вода–триэтиленгликоль для массовой доли воды, равной 1, 0,67, 0,47, 0,28 и 0, соответственно.

Суть методики (см. рис. 1) заключается в создании кратковременных изотермических условий в малом объеме вещества путем импульсного нагрева зонда до заданной температуры за время порядка $t_1 \sim 10^{-4}$ с и дальнейшего её поддержания на выбранном интервале времени $T_{st}(t_{st} > t_1) \approx \text{const}$, где $t_{st} \sim 10^{-2}$ с. В опыте измеряются величины, в дальнейшем пересчитываемые в значения среднемассовой температуры зонда $T_{st}(t)$, см. кривую 1, и электрической мощности

$P(t; T_{st})$, см. кривые 2–6, необходимой для поддержания значения T_{st} в избранном веществе [2,3].

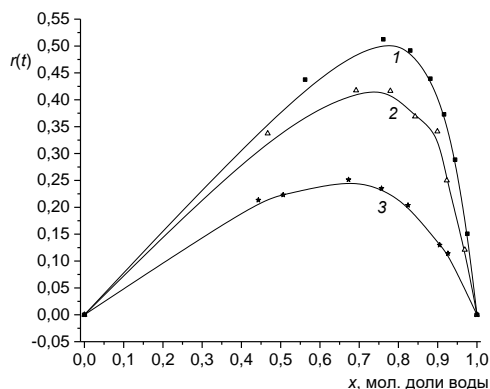


Рис. 2. Приведенная разность аддитивного и экспериментального значения обратного теплового сопротивления $r(t) = (R^{-1}_{add}(t) - R^{-1}_{exp}(t)) / (R^{-1}_{100}(t) - R^{-1}_0(t))$, где $R(t) = \Delta T(t)/q$, при $t = 5$ мс, для водных растворов этиленгликоля (1), диэтиленгликоля (2) и триэтиленгликоля (3); $\Delta T(t) = T_{st} - T_0$, q – плотность теплового потока через поверхность зонда.

Режим термостабилизации позволяет выявить специфику теплопереноса в растворах. Измерив величины $P(t)$ для чистых компонентов, можно рассчитать аддитивные значения мощности для соответствующих концентраций раствора (пунктирные линии 3–5 на рис. 1) и результирующие кривые на рис. 2). Сопоставляя их с измеренными значениями электрической мощности (сплошные линии 3–5 на рис. 1), обнаруживаем снижение тепловой проводимости раствора относительно аддитивной величины. Подобный результат получен и для теплопроводности изученных растворов. Теплопроводность была измерена при комнатной температуре методом постоянного тепловыделения в зонде [4]. Характерная продолжительность опыта составляла 2 с, характерный температурный напор составлял 5 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 16-08-00381-а и № 18-38-00206

Список литературы:

- С.Н. Кравчун, А.А. Липаев. Метод периодического нагрева в экспериментальной теплофизике. – Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2006. – 208 с.
- А.В. Багинский, Д.В. Волосников, П.В. Скрипов, А.А. Смотрицкий. Изучение теплового сопротивления растворов в широкой области изменения температуры. 1. Методика исследований // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т.15. № 3. С. 399-405.
- П.В. Скрипов, А.А. Старостин, Д.В. Волосников. Перенос тепла в импульсно перегретых жидкостях // Доклады РАН. 2003. Т. 390. № 2. С. 192-195.
- S.B. Rutin, D.A. Galkin, P.V. Skripov. Returning to classic conditions of THW-technique: A device for the constant heating power mode // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. V. 115. P. 769-773.

УДК 532.13 533.16+536.71

ЕДИНОЕ МАЛОПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ФЛЮИДА. АРГОН И КСЕНОН

Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С.

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

С помощью установленной ранее зависимости избыточной вязкости $\Delta\eta$ от плотности внутренней энергии $\Delta U/V$ [1] и малопараметрического единого уравнения состояния для расчета термодинамических свойств жидкости, газа и флюида [2] получено уравнение для расчета избыточной вязкости в области «смешанного» механизма передачи импульса при сдвиге течения. Получено простое единое малопараметрическое уравнение для описания коэффициента вязкости в широкой области параметров состояния [3]

$$\eta_{cal}(T, P) = Ax \exp\left(\alpha \frac{x_0}{x_0 - x}\right) + B \left(\frac{T}{T_c}\right)^{0.25} \left(\frac{x}{x_0}\right)^{0.5} \exp(-\beta x/x_0) + \eta_{en},$$

где первый член обусловлен переносом импульса за счет межмолекулярного взаимодействия ("полевой" механизм), второй - "смешанный" механизм, а третий дает вклад в перенос импульса при "столкновениях" частиц; $x = \Delta U/V$; $x_0 = H_0^0/V_0$, H_0^0 - энтальпия испарения при абсолютном нуле температуры и давлении, равном нулю, V_0 - гипотетический объем переохлажденной до абсолютного нуля жидкости; T_c - температура в критической точке. Это уравнение содержит 4 индивидуальных эмпирических коэффициента (A , α , B , β), которые необходимо найти из экспериментальных или табличных данных по вязкости и 2, которые определяются из термодинамических свойств вещества.

При детальном анализе установлено, что наибольшие систематические отклонения рассчитанных значений вязкости от исходных табличных данных находятся в переходной области от разреженного до умеренно-плотного газа. Можно полагать, что в переходной области, в которой уже необходимо учитывать зависимость коэффициента вязкости от плотности, задействованы оба механизма переноса импульса - как перенос импульса путем столкновений, так перенос импульса за счет межмолекулярного взаимодействия ("полевой" механизм). Поскольку с возрастанием плотности внутренней энергии полевой механизм переноса импульса становится преобладающим, а смешанным механизмом переноса импульса можно пренебречь, то уравнение, описывающее вязкость по смешанному механизму, должно быть дополнено некоторой кроссоверной функцией, которая должна обеспечить переход от одного механизма передачи импульса при сдвиге течения к другому.

Для оценки общего - столкновительного и полевого - вкладов в перенос импульса в коэффициент

вязкости, мы воспользовались известным приемом и описали суммарный вклад в вязкость по этим механизмам как среднее квадратичное значение от обоих этих вкладов. Было учтено, что в области сравнительно малых плотностей вязкость практически не зависит от плотности, но зависит от температуры пропорционально \sqrt{T} (вклад в перенос импульса за счет упругих столкновений), а при малых плотностях внутренней энергии $\Delta U/V$ можно ограничиться только линейным приближением в полевом механизме переноса импульса.

Показано, что рассчитанные значения вязкости согласуются с экспериментальными и табличными данными в пределах экспериментальных погрешностей (рис.1). Среднее квадратичное отклонение полученных по уравнению значений вязкости аргона от стандартных табличных данных по всему массиву исходных данных составляет $\sigma = 0,7\%$, а средне-взвешенное отклонение AAD = 0,5 % для аргона и $\sigma = 0,9\%$ и AAD = 0,57 % для ксенона.

Установлено, что предложенное малопараметрическое уравнение для расчета коэффициента вязкости жидкости и газа позволяет с удовлетворительной точностью осуществлять экстраполяцию за пределы опорного участка, по которому найдены коэффициенты.

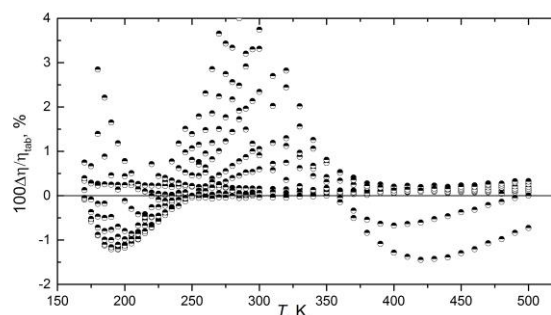


Рис. 1. Относительные отклонения рассчитанных значений вязкости $\Delta\eta/\eta$, % от табличных данных (Леммон, 2004) для ксенона в зависимости от температуры, в области давлений до 20 МПа.

Список литературы:

1. Каплун, А.Б. Единое уравнение для коэффициента вязкости жидкости и газа // ТВТ.1989. Т. 27, №5. С. 884–888.
2. Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. Простое фундаментальное уравнение состояния жидкости, газа и флюида для аргона, азота и диоксида углерода // Теплофизика и Аэромеханика. 2017. Т.24. №4. С. 529–538.
3. Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С. Единое малопараметрическое уравнение для расчета коэффициента вязкости аргона // Теплофизика и Аэромеханика. 2017. Т.24. №2. С. 209–219.

РАСЧЕТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА ДО 200 МПА, РЕГУЛЯРНАЯ ЧАСТЬ.

Каплун А.Б.¹, Мешалкин А.Б.¹, Безверхий П.П.², Мартынец В.Г.²

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 3

Существует мнение, что в связи с развитием компьютерной техники почти все проблемы описания термодинамической поверхности могут быть решены с помощью формальных многопараметрических уравнений, содержащих многие десятки и даже сотни эмпирических коэффициентов. С таким мнением трудно согласиться, поскольку эти уравнения имеют целый ряд известных принципиальных недостатков. В частности, как правило, в таких уравнениях обычно не выполняются критические условия.

Ранее нами [1-3] с привлечением дифференциальных уравнений термодинамики установлена предпочтительная форма единого уравнения состояния и показано, что "правильное" уравнение для фактора сжимаемости $Z = PV/RT$ и уравнение для приведенной функции Гельмгольца должны содержать в качестве слагаемого функцию только плотности (обозначения общепринятые). Предложен новый ступенчатый потенциал, с помощью которого получено уравнение для расчета с высокой точностью второго вириального коэффициента во всем изученном диапазоне температур, в том числе для ВВК гелия и воды. Установлено, что на всей термодинамической поверхности жидкость – газ, в том числе и в области, ограниченной бинодалью и спинодалью, изохорная теплоемкость остается существенно положительной, а производная $(\partial P/\partial V)_S$ остается существенно отрицательной величиной. Эмпирические подгоночные коэффициенты в разработанных уравнениях рассчитываются только по термическим данным путем минимизации отклонений рассчитанных значений давления от исходных экспериментальных или табличных данных. В разработанных малопараметрических уравнениях впервые удается строго выполнить классические критические условия практически без потери точности описания исходных P - V - T данных. С помощью дифференциальных уравнений термодинамики из термических уравнений состояния без привлечения каких либо данных по калорическим свойствам (кроме энтальпии идеального газа) получены регулярные уравнения для высокоточных расчетов калорических характеристик и скорости звука нормальных веществ.

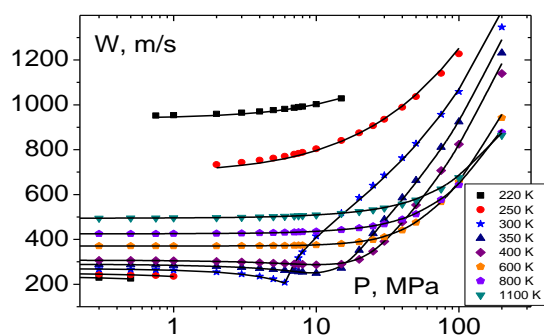
Малопараметрическое единое уравнение состояния в форме приведенной функции Гельмгольца ("фундаментальное" УС) для высокоточного описания термодинамических свойств нормальных веществ в газовом, жидком и флюидном состояниях обычно содержит до 10 – 11 индивидуальных подгоночных коэффициентов и с высокой точностью, практически в пределах погрешности исходных термических и калорических дан-

ных, описывает термодинамические свойства нормальных веществ при давлениях до 200 МПа

В настоящей работе получено единое малопараметрическое уравнение для расчета термодинамических свойств диоксида углерода в жидком, газообразном и флюидном состояниях. Это уравнение имеет вид:

$$p_{\text{рег}} / p_c = (\omega t / z_c) \{ 1 + A_1 (e^{1/t} - 1 - 1/t) \omega [1 - \omega / x^2] \varphi(\omega) - A_2 \omega / t - A_3 \omega (e^{-1/t} - 1) - A_6 \omega (e^{-3/t} - 1) + A_4 (e^{3/t} - 1 - 3/t) \omega [1 - 2\omega / x^2] \varphi^2(\omega) + A_5 (e^{5/t} - 5/t) \omega^2 [2 - 5z_c \omega / x^2] \varphi^{5z_c}(\omega) + A_7 \omega / x + A_8 \omega / x^2 + A_9 \omega^2 / x^3 + A_{10} \omega^3 / x^4 + A_{11} \omega^5 e^{-\omega^5} \}.$$

В этом уравнении $x = 1 - z_c \omega$, $z_c = p_c / \rho_c RT_c$, $\varphi(\omega) = \text{EXP}(-\omega / (1 - z_c \omega))^2$, t и ω – приведенные температура и плотность, индекс "с" – значения величин в критической точке. Константы A_5 , A_6 и A_{11} вычислялись по формулам, следующим из трех условий в критической точке. В качестве примера на рисунке приведено сопоставление рассчитанных значений скорости звука для CO_2 с табличными "эталонными" данными [4].



Список литературы:

1. Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. О термодинамическом обосновании формы единого уравнения состояния жидкости и газа // ТВТ, 2003, Т. 41, № 3, с. 373 – 380.
2. Kaplun A.B., Meshalkin A.B. Phenomenological Method for Construction of the Liquid and Gas Equation of State // J. Chem. Eng. Data, 2010, vol. 55, No10, pp 4285–4289.
3. Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. Малопараметрическое уравнение состояния для расчета термодинамических свойств нормальных веществ в жидком и газообразном состоянии // ЖФХ, 2013, том 87, № 8, с. 1294–1300.
4. Span R., Wagner W. A New Equation of State for Carbon Dioxide Covering the Fluid Region from Triple-Point to 1100 K at Pressures up to 800 MPa // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1996. V. 25. № 6. P. 1509 -1596.

УДК 536.413.2

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ТЕРБИЯ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР

Козловский Ю.М., Станкус С.В.

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

Дилатометрическим методом на установке горизонтального типа DIL-402С производства фирмы NETZSCH (Германия) исследовано тепловое расширение тербия.

В экспериментах использовалась система передачи удлинения, изготовленная из плавленого кварца или спеченного корунда. Регистрация удлинения осуществлялась индуктивным датчиком перемещения (LVDT) с разрешением 1 нм, а температуры – термопарой (тип E или S), королек которой располагалась в непосредственной близости от боковой поверхности образца. Измерения проведены в интервале температур 110–800 К при нагреве–охлаждении печи со скоростью 2 К/мин и получасовой изотермической выдержке при минимальной и максимальной температурах. В области магнитных фазовых переходов также были проведены дополнительные эксперименты со скоростью 0,5 К/мин. Все измерения осуществлялись в статической атмосфере гелия (99,995 об. %).

Систематическая погрешность измерений определялась в экспериментах с образцами высокочистых алюминия, меди и платины. Сопоставление результатов измерений с наиболее достоверными литературными данными [1, 2] показало, что отличие в значениях коэффициентов расширения не превышает 3%.

Использованные образцы получены путем переплавки исходного дистиллированного материала, после чего были отожжены в высоком вакууме в течение 4 часов.

Измерения показали, что в области низких температур наблюдаются две аномалии с минимумами в точках Кюри и Нееля (см. рис. 1, 2). Критическое поведение характерно не только для температурной зависимости термического коэффициента линейного расширения (α , ТКЛР), но и для относительного удлинения (ϵ).

В результате проведенного исследования получены таблицы рекомендуемых значений ТКЛР, относительного удлинения и плотности. В критической области также была проведена обработка скейлинговскими зависимостями [3], что позволило рассчитать критические индексы. Как показали расчеты, окрестности, непосредственно примыкающие к точкам Кюри и Нееля, не удастся обработать одним линейным уравнением. Полученные значения оказались по-

жительными и отличными от классического критического индекса теплоемкости, равного $-0,12$.

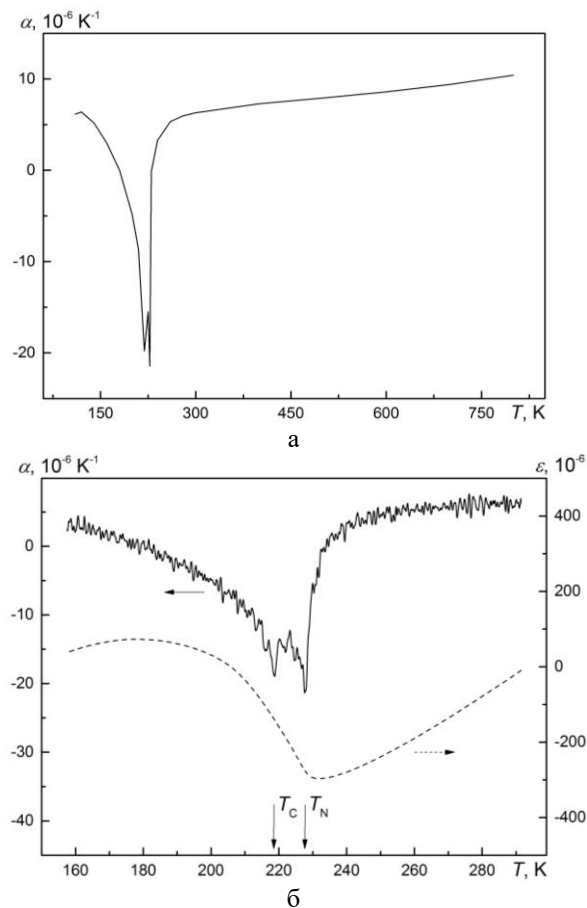


Рис. 1. ТКЛР и относительное удлинение тербия в широком интервале температур (а) и в окрестности точек Кюри и Нееля (б).

Список литературы:

1. Kroeger F.R., Swenson C.A. Absolute linear thermal expansion measurements on copper and aluminium from 5 to 320 K // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48, No. 3. P. 853–864.
2. Kirby R.K. Platinum. a Thermal Expansion Reference Material // Int. J. Thermophys. 12 (1991) 679.
3. Dolejsi D.A., Swenson C.A. Experimental thermal expansivities for single crystal gadolinium near the Curie temperature // Phys. Rev. B: Condens. Matter. 24 (1981) 6326–6335.

СКОРОСТЬ ЗВУКА В ГАЗОВОМ РАСТВОРЕ ХЛАДАГЕНТОВ R-134A / R-227EA

Комаров С.Г., Станкус С.В.

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

Фреоны R-134a и R-227ea имеют нулевой потенциал разрушения озонового слоя, поэтому смеси на их основе имеют перспективы использования в различном холодильном оборудовании. В настоящее время один из составов этой системы (хладагент R-423A) нашел широкое применение в качестве замены озоноопасного фреона R-12 в центробежных чиллерах. Термодинамическое описание хладагентов, в том числе смесевых, базируется на определении свободной энергии Гельмгольца [1]. Наиболее чувствительным свойством для ее апробации является скорость звука (U). Чтобы определить возможные погрешности оценки термических свойств смесевых хладагентов на основе системы фреонов R-134a и R-227ea по широко распространенной программе REFPROP [2] нами проведены измерения U для смеси паров хладагентов состава 30,7% R-134a / 69,3% R-227ea.

Эксперименты выполнены методом ультразвукового интерферометра с переменной базой, который был изготовлен из нержавеющей стали и оснащался датчиками из ниобата лития [3]. Рабочая частота составляла около 1 МГц. Термостатирование образцов в ходе измерений осуществлялось жидкостным термостатом в пределах ± 5 мК. Температура измерялась образцовыми термометрами сопротивления 1-го разряда ПТС-10, отградуированными в Сибирском НИИ Метрологии, с погрешностью 0,02°C, а давление (p) – кварцевым манометром, который предварительно был отградуирован по грузопоршневому манометру. Использовался мембранный нуль-индикатор из нержавеющей стали. Инструментальная погрешность измерения p составляла 4 кПа.

Скорость звука измерялась вдоль пяти изотерм с шагом в 20 К от 293 К с оцениваемой погрешностью в 0,1–0,2 % [3]. В исследованном диапазоне параметров состояния дисперсии U не наблюдалось. Результаты экспериментов приведены на рис. 1

Для подтверждения заявляемой точности измерений скорости звука, по стандартной методике [3], была рассчитана идеально-газовая теплоемкость $C_p^0(T)$ раствора. С этой целью экспериментальные данные по скорости звука на изотермах $U(p)$ аппроксимировались полиномами первой или второй степени от давления. Среднее абсолютное отклонение измеренных значений от аппроксимационных зависимостей $U(p)$ составило 0,035%.

Идеально-газовая теплоемкость смесевых фреонов является аддитивной величиной. Температурные зависимости $C_p^0(T)$ фреонов R-134a и R-227ea, входящих в состав исследованного хладагента, определены достаточно надежно, поэтому расчет $C_p^0(T)$ по законам идеальных растворов и сопоставление с по-

лученными нами данными дают возможность еще раз оценить погрешность результатов измерений скорости звука. Оказалось, что отклонения наших данных по C_p^0 от справочных в интервале 313–373 К лежат в пределах (1,3–3,5)%. Т.к. погрешность определения $C_p^0(T)$ по скорости звука для данного состава в 22–30 раз превышает погрешность измерения U , то в пересчете на скорость звука расхождение составит (0,04–0,16)%. Эта величина находится внутри заявляемых погрешностей, что указывает на корректность их оценки.

Сопоставление полученных данных в паровой фазе с результатами расчетов по программе REFPROP (версия 8.0) показывает, что значения скорости звука хорошо согласуются между собой (среднее абсолютное отклонение 0,09%). Такое расхождение не превышает погрешностей работ и свидетельствует о надежности определения термических свойств хладагентов системы R-134a / R-227ea в паровой фазе при использовании программы REFPROP.

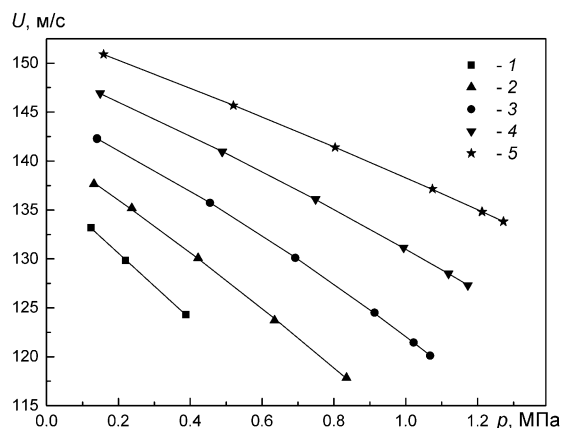


Рис. 1. Изотермы скорости звука для хладагента состава 30,7% R-134a / 69,3% R-227ea.

Точки – экспериментальные значения, линии – аппроксимационные зависимости.

1 – 293,15 К; 2 – 313,15 К; 3 – 333,15 К;
4 – 353,15 К; 5 – 373,15 К.

Список литературы:

1. Lemmon E. W., Jacobsen R.T. Equations of State for Mixtures of R-32, R-125, R-134a, R-143a, and R-152a // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2004. Vol. 33. P. 593-620.
2. Lemmon E. W., McLinden M. O., Huber M. L. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 8.0, National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, Maryland (2002).
3. Gruzdev V.A, Khairulin R.A, Komarov S.G, Stankus S.V. Thermodynamic properties of HFC-227ea // Inter. J. Thermophys. 2002. Vol. 23. P. 809–824.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НАНОЖИДКОСТИ

Краснолуцкий С.Л., Рудяк В.Я.

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин),
630008, Россия, Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

Интерес к наножидкостям, появившийся более двадцати лет тому назад, был мотивирован в значительной степени возможностью их различных теплофизических приложений. Наножидкости с успехом могут применяться для охлаждения машин и агрегатов, в частности, в электронных системах, в теплоэнергетике при транспортировке тепловой энергии и т.п. Обычно в экспериментах изучаются наножидкости с достаточно крупными частицами, как правило, их размер превышает 10–15 нм. На сегодня надежно установлено, что теплопроводность таких наножидкостей не описывается классическими теориями и обычно существенно превышает теплопроводность обычных крупнодисперсных жидкостей. В частности, она зависит от размера частиц и увеличивается с его ростом (см., например, [1]).

Однако до сих пор фактически не ясно, какова теплопроводность наножидкостей с достаточно малыми частицами. Обычно создать такие наножидкости в эксперименте чрезвычайно сложно, поскольку даже при малых объёмных концентрациях частиц их числовая концентрация чрезвычайно велика. Велика поэтому и их способность к агрегации. Альтернативным способом изучения наножидкостей с малыми частицами является метод молекулярной динамики. Целью данной работы и является молекулярно-динамическое моделирование коэффициента теплопроводности наножидкостей на основе аргона с частицами цинка и алюминия. Размер частиц варьировался от 1 до 4 нм, а их концентрация – от 1 до 5%.

Коэффициент теплопроводности рассчитывался на основе флуктуационно-диссипационной теоремы по соответствующим формулам Грина–Кубо. Сложность вычисления коэффициента теплопроводности для рассматриваемой бинарной системы состоит в том, что необходимо исключить диффузионный поток тепла \mathbf{j}_d . Тогда коэффициент теплопроводности наножидкости будет иметь вид

$$\lambda = \lambda_0 - \lambda_d \equiv \frac{L_0}{T^2} - \frac{L_2^2}{L_{22}T^2} \quad (1),$$

где

$$L_0 = \frac{V}{3} \int_0^\tau \langle \mathbf{j}_Q(0) \cdot \mathbf{j}_Q(t) \rangle dt, \quad L_{22} = \frac{V}{3} \int_0^\tau \langle \mathbf{j}_d(0) \cdot \mathbf{j}_d(t) \rangle dt,$$

$$L_2 = \frac{V}{3} \int_0^\tau \langle \mathbf{j}_Q(0) \cdot \mathbf{j}_d(t) \rangle dt.$$

Зависимость коэффициента теплопроводности (1) от диаметра наночастиц приведена на рис. 1. Объёмная концентрация наночастиц равнялась 4.2%, плотность несущего флюида – $\rho = 0.707$, а температура –

300 К. Здесь ■ и линия 1 соответствуют данным для наножидкости с частицами из цинка, ▲ и 2 – из алюминия, 3 – значение, рассчитанное по теории Максвелла для крупнодисперсных суспензий при той же объёмной концентрации частиц, 4 – данные для чистого аргона. Наножидкость с частицами цинка во всех случаях имеет теплопроводность существенно выше теплопроводности и несущей жидкости, и значения, определяемого теорией Максвелла, в отличие от наножидкости с частицами алюминия. Принципиально, что с ростом размера наночастиц теплопроводность наножидкости быстро растёт. Показано также, что эффект превышения коэффициента теплопроводности помимо размера наночастиц определяется еще и плотностью их материала.

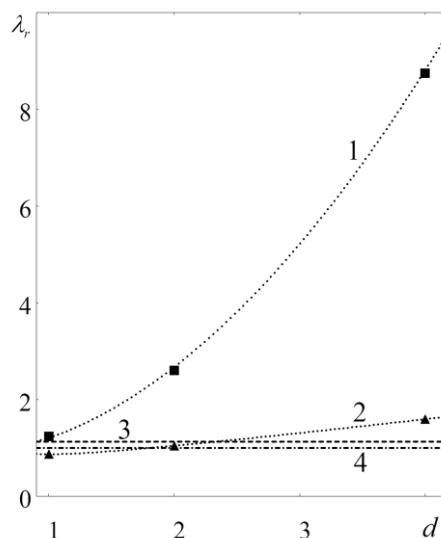


Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкостей Ar-Zn (1) и Ar-Al (2) от диаметра наночастиц (nm)

В заключительной части работы систематически изучены корреляционные функции, определяющие коэффициент теплопроводности (1). Проанализированы вклады обусловленные переносом молекул, их столкновениями и различными перекрестными эффектами. Это позволило выделить и сформулировать основные механизмы, определяющие повышение теплопроводности по сравнению с теплопроводностью базового флюида.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 17-01-000040, № 17-58-45023).

Список литературы:

1. M.I. Pryazhnikov, A.V. Minakov, V.Ya. Rudyak, D.V.Guzei. Thermal conductivity measurements of nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. V. 104. P. 1275–1282.

УДК 621.9

ПОДГОТОВКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ БАЗЫ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ВНУТРИТОПОЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Кулик А.В., Дорогов Е.Ю., Бабенко Г.С.

Дальневосточный федеральный университет, 690922, Россия, Владивосток, ул. Суханова, 8

Статья описывает подготовку промышленной установки и приборной базы для проведения внутритопочных исследований.

Данные исследования являются продолжением исследований, проводимых кафедрой Теплоэнергетики и теплотехники ДВФУ по внутритопочному теплообмену на котлах сжигающих органическое топливо. [1]

Необходимость возобновления проведения исследований внутритопочного теплообмена обусловлена программой газификации ДВФО и переводом паровых и водогрейных котлов, сжигающих мазут по циклонно-вихревой технологии (ЦВТ) на сжигание природного газа как основного вида топлива.

Предложенная на сегодняшний день методика расчёта суммарного теплообмена в топках котлов, сжигающих органическое топливо, изложенного в [2] нуждается в дополнительных экспериментальных данных по теплообмену в топках котлов с циклонно-вихревыми предтопками.

Получение опытных экспериментальных данных требует длительной подготовки объекта исследования к замерам и измерениям, восстановление методики измерения и обработки результатов, изготовления и градуировки датчиков и вторичных приборов.

Одним из нескольких основных методов получения данных по суммарному радиационному теплообмену в топках котлов является метод измерения интегрального полусферического теплового потока [3].

Создание стенда для градуировки датчиков тепловых потоков является одним из мероприятий для подготовки к исследованиям теплообмена в топках паровых котлов с использованием ЦВТ на кафедре «Теплоэнергетики и теплотехники».

Из представленных методик [4], выбрана методика градуировки с помощью малоинерционного излучателя теплового потока, которая позволяет проводить градуировку различных тепломеров до $q_{\text{пад}} = 300 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$, так же она отличается относительной простотой и не высокой ценой компонентов для изготовления малоинерционного излучателя.

По результатам проведенных измерений строится градуировочная характеристика датчика. Практические значения теплового потока берутся из расчёта излучателя и соответствующая ему разница температур, которая создаётся между хромель-алюмелевыми термопарами в датчике теплового потока.

Градуировка датчика теплового потока показала, что его градуировочная характеристика линейна, что позволяет экстраполировать данные на более интенсивное тепловое поле.

Максимальный падающий тепловой поток, создаваемый стендом $q_{\text{пад}} = 280 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$.

Первичным прибором для измерения интегрального полусферического падающего и отраженного тепловых потоков является переносной двусторон-

ний термозонд оснащенный датчиком теплового потока (см. рис. 1). За образец взят двухсторонний термозонд ВНИИМТ-ЦКТИ.

Вторичным прибором является 2-х канальный измеритель OWEN 2TRM0.



Рис. 1. Датчики теплового потока, установленные в головку термозонда.

Методика получения экспериментальных данных с помощью переносного двустороннего термозонда следующая: в топку котла, через подготовленные гляделки вводится термозонд и устанавливается на расстоянии 200 мм от экранных поверхностей нагрева и воспринимает интегральный полусферический падающий и отраженный тепловой поток.

Для оценки работоспособности схемы в «горячих» условиях необходимо было провести несколько базовых измерений на промышленном котле мощностью до 10 МВт с форсировкой топочного объёма до 300 кВт/м^3 .

Учитывая наличие необходимых для проведения измерений лючков, в качестве объекта был выбран водогрейный котёл УВКр-3,0 с переталкивающей колосниковой решёткой.

Проведение первых замеров выявили ряд недостатков конструкции датчика и зонда, которые впоследствии были устранены.

Полученные экспериментальные данные на котле УВКр-3 показали большую (от 1,5 до 2,5) неравномерность тепловосприятости экранными поверхностями нагрева.

Дальнейшие работы по получению экспериментальных данных предполагается выполнять на котлах серии КВГМ и БКЗ оснащённых по ЦВТ.

Список литературы:

1. Дорогов Е.Ю., Исследование теплообмена в топках котлов с циклонными предтопками ДВГТУ, дисс. канд. техн. наук. - Владивосток, 2000 г.
2. Тепловой расчет котельных агрегатов. (Нормативный метод) издание 3-е, переработанное и дополненное. – НПО ЦКТИ, СПб, 1998. - 256 с.
3. Методические указания по испытаниям топочных и горелочных устройств котельных установок, МУ 34-70-180-87, - Москва, 1988 г.
4. О.А. Герашенко, Основы теплотехники, АН УССР Наукова думка, Киев 1971 г.

УДК 539.4: 539.1.043

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ КОМПОЗИТНЫХ КОНСТРУКЦИЙ К ТЕПЛОМУ И МЕХАНИЧЕСКОМУ ДЕЙСТВИЯМ ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЙ

Острик А.В.¹, Матвеев А.М.², Бакулин В.Н.³

¹ Институт проблем химической физики РАН,
142432, Россия, Черноголовка, пр. акад. Семенова, 1

² Московский авиационный институт,
125993, Россия, Москва, Волоколамское шоссе, 4

³ Институт прикладной механики РАН,
125040, Россия, Москва, Ленинградский проспект, 7

Экспериментальные исследования последствий теплового и механического действий излучений (ТМДИ) на элементы конструкций летательных аппаратов (ЛА) путём их непосредственного облучения не представляются возможными в связи с отсутствием мощных лабораторных источников излучения, способных генерировать необходимые плотности энергии на поверхностях с размерами порядка нескольких метров [1-3]. В большинстве случаев не удаётся получить достаточно надёжных результатов и методами моделирования, поскольку требования совпадения параметров подобия для модели и натурной конструкции практически сводятся к идентичности последних по абсолютным размерам и свойствам материалов. Так, например, если заряд топлива геометрически подобной модели твердотопливного реактивного двигателя ЛА имеет характерные размеры, не превышающие критического размера детонации, то при моделировании воспроизвести детонацию, вызванную воздействием механического импульса, вообще невозможно, хотя для натурного двигателя она может иметь место. Аналогичные трудности возникают и при попытке моделирования нестационарных разрушений тонкостенных композитных корпусов ЛА. Условие равенства относительных толщин корпуса и его модели при неизменной толщине армирующей нити приводит к уменьшению числа слоёв армирования у модели, что в свою очередь искажает характер и последовательность разрушения её слоёв. Поэтому основным методом исследования последствий облучения являются испытания натуральных конструкций ЛА при их нестационарном нагружении устройствами воспроизведения ТМДИ [1, 4–7].

Исследование на прочность тонкостенных конструкций к ТМДИ предлагается проводить в два этапа [5, 7]. На первом этапе осуществить детальное исследование волновых процессов и вызываемых ими разрушений при действии импульсных нагрузок на неравномерно нагретые фрагменты. В случае получения недопустимых уровней повреждений модернизировать конструкцию, обеспечив ее защиту дополнительными демпфирующими и теплозащитными слоями. Затем подтвердить действенность защиты в заключительных испытаниях модернизированных фрагментов.

На втором этапе провести завершающие испытания всей конструкции с защитными слоями в условиях ее функционирования при воздействии динамических нагрузок, приводящих к оболочечной стадии деформирования, которая развивается после затуха-

ния волновых процессов. Проведение второго этапа испытаний требует моделирования полётных условий совместно с воспроизведением ТМДИ и необходима разработка соответствующих устройств [7].

В работе рассматривается набор методов и газодинамических устройств, позволяющих создавать малоимпульсные механические нагрузки микросекундной длительности на предварительно неравномерно нагретые композитные конструкции. Основное внимание при разработке этих устройств уделяется достижению высокой одновременности приложения нагрузки в различных точках конструкции. Одновременность достигается оригинальными системами инициирования распределенного по поверхности конструкции взрывчатого вещества. Приводятся результаты отработки современных устройств генерации импульсов давления и тепловых потоков с заданными временными профилями.

Разработанный набор устройств используется для испытаний тонкостенных конструкций ЛА на прочность к воздействию направленных потоков энергии различной физической природы [3].

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты № 16-08-01065а, 18-08-00094а).

Список литературы:

1. Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А., Чепрунов А.А. Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. М.: ФМЛ, 2008. 256 с.
2. Бакулин В.Н., Острик А.В. Комплексное действие излучений и частиц на тонкостенные конструкции с гетерогенными покрытиями. - М.: ФМЛ, 2015. 288 с.
3. Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Чепрунов А.А. Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции. Сборник №1, С. Посад: ЦФТИ МО РФ, 1997. 75 с.
4. Острик А.В., Петровский В.П. Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузке //Хим. физика, 1995, №1, том. 14. С. 11–17.
5. Острик А.В., Петровский В.П. Экспериментальные методы исследования работоспособности конструкций из композиционных материалов в условиях воздействия нестационарных нагрузок //Конструкции из КМ, 1996, вып. 1. С. 3–9.
6. Острик А.В., Петровский В.П., Зайцев А.Д. Газодинамические устройства для генерации нестационарных нагрузок со сложным пространственно-временным профилем //Конструкции из КМ, 1996, вып. 3. С. 3-12.
7. Острик А.В., Бакулин В.Н., Чепрунов А.А. Экспериментальные методы исследования механического действия излучений на тонкостенные композитные корпуса конструкций //Проблемы прочности и пластичности. Н. Новгород: изд-во ННГУ, 2000. С. 117-121.

УДК 536.23

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СМЕСИ R-227EA/R-134A (45/55) В ПАРОВОЙ ФАЗЕ

Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.

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

В отрасли кондиционирования и холодильной техники фторуглероды (HFC) замещают фторхлорсодержащие углеводороды (HCFC), которые должны постепенно выводиться из употребления. Для замены запрещенных хлорсодержащих хладагентов ведется поиск и разработка новых смесей, удобных в использовании, экономически эффективных, не снижающих производительность холодильных агрегатов. Для новых смесей должны быть известны точные теплофизические свойства для активного и массового внедрения таких систем. В работе предложена смесь 45 масс. % 1,1,1,2,3,3,3 – гексафторпропан C₃H₂F₆ (R-227ea) и 55 масс. % 1,1,1,2 – тетрафторэтан C₂H₂F₄ (R-134a), она относится к группе озонобезопасных хладагентов (ODP = 0).

Состав R-227ea–R-134a был приготовлен самостоятельно весовым методом. В качестве компонентов смеси были использованы фреоны R-227ea производства РНЦ «Прикладная химия» (Санкт-Петербург) чистотой 99,99% и R-134a производства Fogapе (Франция) чистотой 99,9%. Взвешивание выполнялось на лабораторных весах AND GX-6100 с разрешением 10 мг и абсолютной погрешностью 50 мг. Погрешность определения концентрации составляла 0,05–0,08 мас. %.

Измерения теплопроводности были выполнены стационарным методом коаксиальных цилиндров в интервалах температур от 306 до 426 К и давлений от 0,1 МПа до 1,6 МПа. Подробное описание методики измерений и проведения эксперимента содержат работы [1, 2]. Измерительная ячейка состояла из двух вертикально расположенных соосных никелевых цилиндров: внешний – длиной 140 мм, внутренний – 101,3 мм. Ширина кольцевого зазора между цилиндрами составляла $0,366 \pm 0,005$ мм. Для измерения температуры цилиндров и перепада температуры между ними использовались медь-константановые термопары. Влияние свободных концов на значения теплопроводности учитывалось введением соответствующих поправок [1]. Установка тарировалась на аргоне чистотой 99,998 об. %. Расхождение со справочными данными не превышало 1%. Перед началом эксперимента установка вакуумировалась до давления 150–225 мкПа. Заполнение измерительной ячейки исследуемой смесью происходило из жидкой фазы, что позволило избежать изменения в составе смеси [2]. Погрешность экспериментальных данных по теплопроводности составляла 1,5–2,5%, по температуре – 0,05 К, давлению – не более 4 кПа.

Обработка результатов измерений эмпирической зависимостью от температуры и давления (1), где T – в К, p – в МПа, λ – в мВт/(м·К).

На рис. 1 представлены экспериментальные данные, приведенные к одинаковым температурам (изо-

термам), и сглаженные зависимостью (1) значения.

$$\lambda(T, p) = a_0 + a_{10} \frac{T}{100} + a_{20} \frac{100}{T} + p \left(a_{11} \frac{T}{100} + a_{21} \frac{100}{T} \right) + p^2 \left(a_{12} \frac{T}{100} + a_{22} \frac{100}{T} \right). \quad (1)$$

Среднеквадратичное отклонение полученных экспериментальных значений от сглаженных по (1) не превышает 0,4 %. Из рисунка видно, что теплопроводность исследуемой смеси на изотермах практически линейно увеличивается с ростом давления.

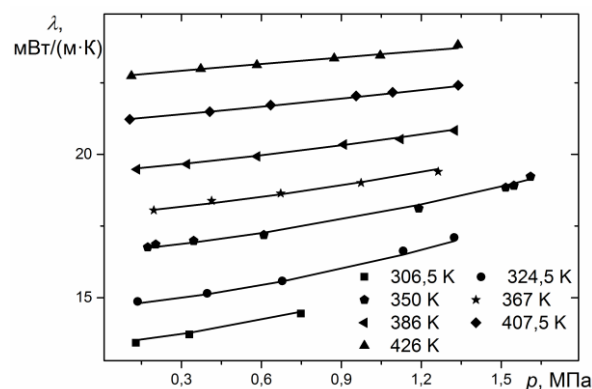


Рис. 1. Изотермы теплопроводности пара смеси R-227ea (45 мас. %)–R-134a (55 мас. %); точки – экспериментальные значения, линии – уравнение (1).

В работе показано, что зависимость (1) можно применить в широкой области параметров от атмосферного давления (λ_0) до давления на линии конденсации (λ_d). Получены температурные зависимости для λ_0 и λ_d . Данные по давлению пара на линии конденсации были взяты из [3]. Установлено, что в идеально-газовом состоянии теплопроводность двухкомпонентной смеси можно рассчитать по правилу аддитивности. Используя (1) рассчитаны справочные таблицы температурных и барических зависимостей теплопроводности смеси R-227ea (45 мас. %)–R-134a (55 мас. %) и определены их погрешности.

Список литературы:

1. Верба О.И., Груздев В.А. Теплопроводность гексафторпропана HFC 227ea // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9. № 3. С. 467.
2. Верба О.И., Расчектаева Е.П., Станкус С.В. Экспериментальное исследование теплопроводности хладагента R-407c в паровой фазе // ТВТ. 2012. Т. 50. № 2. С. 218.
3. Lemmon E.W., McLinden M.O., Huber M.L. NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP. Version 8.0. Standard Reference Data Program. Gaithersburg, Maryland: National Institute of Standards and Technology, 2002.

УДК 536.23

МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СМЕСЕВЫХ ХЛАДАГЕНТОВ НА ЛИНИИ КОНДЕНСАЦИИ

Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В.

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

Условия международных соглашений в сфере охраны озонового слоя и предотвращения глобальных климатических изменений накладывают ограничения на хладагенты, широко используемые в быту и различных областях промышленности. Выходом из сложившейся ситуации стало создание большого числа новых смесевых хладагентов, отвечающих современным требованиям экологической безопасности. Для активного внедрения таких растворов нужно знание их теплофизических свойств. Очевидно, что экспериментально исследовать теплофизические свойства всех составов хладагентов невозможно не только из-за большого их количества, но и ввиду трудоемкости и больших временных затрат на проведение измерений. Поэтому получили развитие методы расчета и прогнозирования свойств хладагентов. Модель расчета свойств должна отвечать ряду критериев, среди них, минимальный набор исходных данных, высокая точность результатов, простые и быстрые вычислительные операции. Один из путей создания эффективных моделей прогнозирования теплофизических свойств, соответствующих перечисленным требованиям, заключается в применении методов теории подобия для обобщения данных широкого круга хладагентов. Для построения моделей расчета большое значение имеет точность и надежность экспериментального материала.

Измерения теплопроводности были выполнены стационарным методом коаксиальных цилиндров в интервалах температур от 300 до 430 К и давлений от 0,1 МПа до 2,1 МПа. Подробное описание методики измерений и проведения эксперимента содержит работы [1, 2]. Погрешность экспериментальных данных по теплопроводности составляла 1,5–2,5%, по температуре – 0,05 К, давлению – не более 4 кПа.

Объекты исследования – растворы хладагентов: R-404A, R-406A, R-407C, R-409A, R-410A, R-415A, R-507A и три раствора системы R-227ea/R-134a (R1 – 61,5/38,5 мас.%, R2 – 88,8/11,2 мас.%, R3 – 45/55 мас.%). Следует отметить, что в работе анализировались 10 смесевых хладагентов, теплопроводность которых была исследована на одной установке, что повышает достоверность полученных результатов, так как исключаются систематические погрешности, обусловленные использованием различных методик измерений теплопроводности.

Для обобщения данных для всех смесей была определена теплопроводность на линии конденсации. Следуя общим подходам теории термодинамического подобия, теплопроводность хладагентов была рассмотрена в приведенных координатах, где в качестве нормирующей температуры была выбрана величина $T_m = 0,9T_c$, T_c – критическая температура. Выбор в качестве температуры отнесения, $T_m = 0,9T_c$, обу-

словлен тем, что она достаточно далеко отстоит от критической точки и находится в интервале положительных температур, удобном для проведения измерений. Величина T_c смесевых хладагентов была рассчитана по данным для чистых компонентов используя правила смешения Ли-Кеслера [3].

На рис. 1 представлена приведенная теплопроводность на линии конденсации для всех 10 рассматриваемых хладагентов. Как видно из графика, данные хорошо описываются квадратичной зависимостью от приведенной температуры с СКО 1,45%:

$$\lambda_{dr}(T) = 3,188 - 7,033T_r + 4,846T_r^2, \quad (1)$$

где $T_r = T/T_m$, $\lambda_{dr} = \lambda_d(T)/\lambda_d(T_m)$.

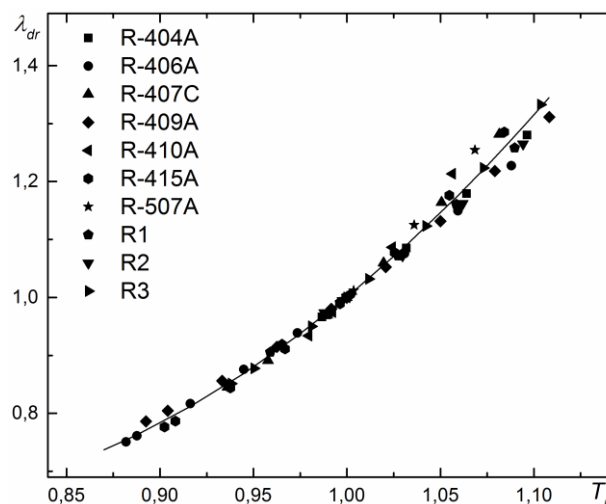


Рис. 1. Приведенная теплопроводность хладагентов на линии конденсации. Линия – уравнение (1).

Уравнение (1) дает возможность определить теплопроводность на линии конденсации широкого класса смесевых хладагентов в технически важном интервале температур по единичному измерению теплопроводности при $0,9T_c$ и данным по критическим параметрам чистых компонентов.

Следующим шагом в работе предложен метод оценки теплопроводности смесевых фреонов на линии конденсации без привлечения экспериментальной информации.

Список литературы:

1. Верба О.И., Груздев В.А. Теплопроводность гептафторпропана HFC-227ea // Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9. № 3. С. 467.
2. Верба О.И., Расчектаева Е.П., Станкус С.В. Экспериментальное исследование теплопроводности хладагента R-407C в паровой фазе // ТВТ. 2012. Т. 50. № 2. С. 218.
3. Lee B.I. A generalized thermodynamic correlation based on three-parameter corresponding states / B.I. Lee, M.G. Kesler // AIChE Journal. – 1975. – Vol.21, No. 3. – P. 510-527.

УДК 536.221

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ РАСПЛАВОВ

Савченко И.В.

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

Жидкие металлы обладают высоким потенциалом для применения в энергетике будущего. Речь здесь идет, прежде всего, о ядерной энергетике, хотя в настоящее время предлагаются технологические решения с использованием металлических расплавов для более широкого спектра задач, например, тепловые трубы и прямоточные парогенераторы с жидкометаллическими теплоносителями. В качестве потенциальных теплоносителей для ядерных энергетических установок (ЯЭУ) традиционно рассматривают щелочные и тяжелые металлы с низкой температурой плавления, а также разнообразные их сплавы. Обзор [1], посвященный применению жидких металлов в ядерной и термоядерной энергетике, не так давно был опубликован сотрудниками Физико-энергетического института им. А.И. Лейпунского. В обзоре отмечено, что металлы и сплавы, перспективные для использования в ЯЭУ, освоены далеко не в равной степени. Связано это с различной изученностью свойств этих металлов и сплавов. Первостепенное значение для энергетических расчетов имеют теплофизические свойства материалов. Теплопроводность и температуропроводность являются важнейшими характеристиками теплоносителя, достоверная информация о этих свойствах необходима для проведения любых теплотехнических расчетов. К сожалению эти свойства исследованы недостаточно подробно, экспериментальная информация для сплавов практически отсутствует, а для некоторых чистых металлов она может быть весьма противоречивой [2]. Ситуация усугубляется тем, что в справочниках имеется информация о свойствах чистых веществ, однако в реальных теплоносителях всегда присутствуют примеси (растворенные газы, присадки для уменьшения коррозии, и другие) их влияние на кинетические свойства расплавов может быть весьма существенным. Хорошим решением описанных проблем было бы масштабное экспериментальное исследование вопроса о свойствах теплоносителя. Такие работы ведутся, но достаточно медленно и не так масштабно, как хотелось бы. Теория жидкого состояния не позволяет предсказывать транспортные свойства жидких металлов, с требуемой для практики точностью. В этой ситуации единственным разумным выходом остается использование эмпирических закономерностей, связывающих коэффициенты переноса тепла с другими свойствами расплава. Хорошим примером такой закономерности является закон Видемана-Франца-Лоренца (ВФЛ) связывающий тепло-

и электропроводность простой зависимостью. Обнаруженный опытным путем для твердых металлов, этот закон, по видимому, применим и для их расплавов. Закон ВФЛ является, пожалуй, самой популярной закономерностью такого рода, он упоминается во многих учебниках по физике твердого тела. В литературе попадаются и другие обобщения опытных данных по тепло- и температуропроводности, однако о них мало кто знает, кроме авторов.

Настоящая работа посвящена поиску таких эмпирических закономерностей и их доскональной проверке. Проверка проводилась путем сличения результатов расчета с специально отобранными, наиболее надежными литературными данными о тепло- и температуропроводности различных расплавов. В первую очередь, проверена выполнимость закона Видемана-Франца для жидких индия, олова, свинца и их сплавов. Показано, что этот закон хорошо применим для прогнозирования коэффициентов переноса тепла жидких металлов. Отклонение рассчитанных значений от наиболее надежных рекомендаций не превышает 10 – 15%. Проверена гипотеза о расчете теплопроводности двухкомпонентных жидкометаллических систем по аддитивности с использованием массовых концентраций. Оказалось, что такое приближение удовлетворительно работает для составов с долей высокотеплопроводного компонента более 50%. А при более низких концентрациях теплопроводность двухкомпонентной жидкости совпадает с теплопроводностью низкотеплопроводного компонента. Показана несостоятельность формулы Рао [3] для предсказания скачка температуропроводности при плавлении. Отличие результатов расчета от рекомендованных значений превысило 90% для висмута и ртути. Справедливости ради следует заметить, что для лития, калия и свинца предсказанные с помощью формулы Рао результаты практически совпали с рекомендуемыми значениями.

Список литературы:

1. Рачков В.И., Арнольдов М.Н., Ефанов А.Д., Калякин С.Г., Козлов Ф.А., Логинов Н.И., Орлов Ю.И., Сорокин А.П. Использование жидких металлов в ядерной, термоядерной энергетике и других инновационных технологиях // Теплоэнергетика. 2014. Т. 2014, № 5. Р. 20–30.
2. Савченко И.В., Станкус С.В., Агажанов А.Ш. Измерение тепло- и температуропроводности жидкого свинца в интервале 601–1000 К // Атомная Энергия. 2013. Т. 115, № 2. Р. 74–77.
3. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций / А. Миснар. – М.: Мир, 1968. – 464 с.

УДК 536.2.081.7

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ НЕОДИМА В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

Самошкин Д.А., Станкус С.В., Агажанов А.Ш., Савченко И.В.

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

Впервые методом лазерной вспышки измерены теплопроводность и температуропроводность неодима в интервале температур 293 – 1773 К, включая области фазовых переходов. Для измерений теплопроводности и температуропроводности в настоящей работе использован метод лазерной вспышки. Основные эксперименты выполнены на установке LFA – 427 [1]. Образцы вырезались из слитка неодима марки Нм-1, чистотой 99.85% по массе. Результаты химического анализа методами атомно-эмиссионной спектроскопии и масс-спектропии показали наличие в исходном неодиме следующих примесей: Ca – 0.001%, Ce – 0.028%, Cr – 0.00085%, Cu – 0.002%, Eu – 0.00055%, Fe – 0.004%, La – 0.0015%, Mo – 0.0001%, Nb – 0.00015%, Ni – 0.0015%, Pd – 0.00082%, Ta – 0.00033%, Sm – 0.0008%, Pr – 0.009%. Анализ на неметаллические примеси не проводился.

При температурах ниже температуры структурного α - β фазового перехода ($T < 1136$ К) опыты выполнялись по стандартной методике, уже отработанной нами для твердых РЗМ [2]. Использовались два "свободных" образца, имеющие форму диска диаметром 12.6 мм и толщиной около 2 мм. Перед началом измерений они механически очищались от окислов и выполнялись измерения массы и линейных размеров. Опыты проводились в вакууме $\sim 2 \times 10^{-5}$ mbar, использовался держатель, изготовленный из тантала. Нижняя поверхность образца нагревалась лазерным импульсом длительностью 0.8 мс и энергией около 2 Дж, температура верхней поверхности регистрировалась ИК-детектором на основе антимоноида индия, который охлаждался жидким азотом. Измерения проводились после длительного термостагирования образцов при постоянной температуре в серии из трех "выстрелов". Расчет коэффициента температуропроводности проводился с учетом тепловых потерь со всех поверхностей образца, вводилась поправка на конечную длительность лазерного импульса и его реальную форму.

Высокая пластичность неодима в высокотемпературной β -фазе не позволяла проводить измерения на "свободных" образцах. По этой причине эксперименты выше 1136 К были выполнены на образцах заплавленных в танталовую ячейку. Ее конструкция и геометрические размеры были аналогичны [3]. Образец представлял плоский слой толщиной около 2 мм, который формировался между дном тигля и встав-

кой. Предварительно очищенный образец неодима вместе с ячейкой отжигались в вакууме $\sim 2 \times 10^{-5}$ mbar при температуре ~ 900 К в течении 4 часов и помещались в перчаточный бокс с аргоновой атмосферой. Внутри бокса проводились измерения масс образца и деталей ячейки, после чего ячейка герметизировалась с помощью дуговой сварки. Такой подход позволял максимально исключить влияние окислов на результаты опытов. Для создания контакта образца с деталями ячейки, измерения начинались от максимальной температуры, существенно превышающей температуру плавления (1292 К). Для получения значений теплопроводности и температуропроводности использовалась расчетная модель, подробно описанная в [3]. Оцененная по методике [3] погрешность измерения температуропроводности "свободных" образцов составила 2-3%, а заплавленных – 4-6%. Погрешность теплопроводности расплава и β -фазы практически совпадает с погрешностью температуропроводности, а для α -фазы возрастает до 3-4% из-за использования литературных данных по плотности и теплоемкости неодима.

Проведено сопоставление результатов с имеющимися литературными данными. Показано что, результаты наших измерений достаточно хорошо согласуются с данными работ, выполненных в последнее время, на 150 К расширен исследованный интервал температур, температуропроводность неодима в α -фазе слабо зависит от температуры, существенных аномалий, как в ранних работах, не обнаружено. Также показано, что закон Видемана-Франца хорошо выполняется для расплава и β -фазы. Разработаны справочные таблицы по коэффициентам переноса тепла неодима для научного и практического использования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-79-10237).

Список литературы:

1. <https://www.netzsch-thermal-analysis.com/en/products-solutions/thermal-diffusivity-conductivity/lfa-427/>.
2. Samoshkin D.A., Agazhanov A.Sh., Savchenko I.V., Stankus S.V. Thermal diffusivity of gadolinium in the temperature range of 287–1277 K, High Temp., 2017, vol. 55, no. 2, pp. 221-225.
3. Stankus S.V., Savchenko I.V. Laser flash method for measurement of liquid metals heat transfer coefficients, Thermophysics and Aeromechanics, 2009, vol. 16, no. 4, pp. 585-592.

УДК 536.3+536.42

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТАЯНИЯ ЛЬДА В ОДНОФАЗНОЙ ПОСТАНОВКЕ ЗАДАЧИ СТЕФАНА

Слепцов С.Д.¹, Саввинова Н.А.², Рубцов Н.А.¹

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

² Северо-Восточный федеральный университет,
677000, Россия, Якутск, ул. Белинского, 58

Моделирование таяния льда необходимо для понимания процессов протекающих как в природе, так и для обеспечения безопасности строительных конструкций, техники и населения в северных широтах.

В теоретическом и экспериментальном плане двух- и трехфазные задачи Стефана с учетом излучения хорошо изучены. Математическое моделирование однофазной задачи Стефана с учетом излучения рассматривался в работе [1], но экспериментальных работ, где можно было бы верифицировать постановку и метод решения крайне мало.

Одной из них является расчетно-экспериментальная работа [2], где в климатической камере при постоянной температуре 0 °С, на вертикальной непрозрачной подложке находился лед под излучением от двух видов ламп. В математической модели процесса авторы проводили расчеты в однофазной постановке задачи Стефана. Они сравнивали темпы таяния и нагрева необлучаемой стороны льда и получили удовлетворительные согласования, используя подгоночные параметры и прямое интегрирование переноса излучения по закону Бугера. При этом показано влияние коротковолнового излучения на появление сильно шероховатых поверхностей во льду.

В настоящей работе поставлена математическая модель эксперимента [2] для верификации постановки задачи и метода решения радиационной части, использованной в [1], с опытными данными из [2] при облучении источником с температурой 800 К.

Сопряженная задача состоит из двух этапов, на первом этапе рассматривается радиационно-кондуктивный теплообмен, продолжающийся до момента достижения правой границей льда температуры фазового перехода. На втором этапе, с фиксированным значением, рассматривается задача Стефана, в котором возникающая тонкая пленка воды стекает под влиянием сил тяготения, оказывая при этом дополнительную тепловую нагрузку в виде конвекции и излучения. Положение границ раздела фаз определяется из решения краевой задачи.

Для решения радиационной части использовался дифференциальный метод переноса излучения - метод средних потоков (СП-метод). Лед

предполагается прозрачной, без рассеяния, высокопоглощающей серой средой.

Расчет темпа таяния льда и его сравнение с экспериментальными данными [2] показан на рис. 1 (для удобства сравнения с экспериментом единицы приведены в соответствии с [2]). Видно, что учет тонкой пленки воды на поверхности хорошо согласуется с экспериментом.

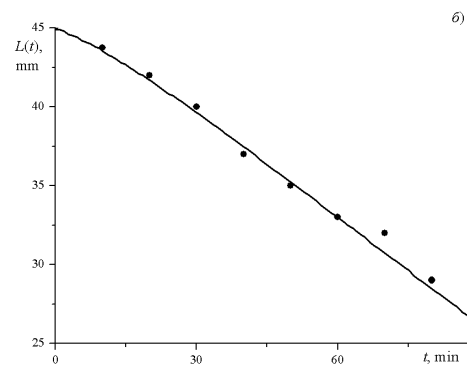


Рис. 4. Темп таяния льда (линия – расчет, ● – данные [2])

Построена математическая модель эксперимента по нагреву и последующему таянию льда при его облучении от длинноволнового источника. Для решения радиационной части использовалась модель серой среды. Учет наличия тонкой пленки талой воды на облучаемой поверхности хорошо согласуется с данными эксперимента по скорости таяния льда. Согласие расчета с опытными данными позволяет нам считать реализованной верификацию однофазной задачи Стефана для полупрозрачной среды.

Список литературы:

1. N. A. Rubtsov, N. A. Savvinova, and S. D. Sleptsov Simulation of the One-Phase Stefan Problem in a Layer of a Semitransparent Medium // J. Engng Thermophysics. 2015. Vol. 24, No. 2. P. 123–138.
2. N. Seki, M. Sugawara, S. Fukusaki Radiative Melting of Ice Layer Adhering to a Vertical Surface // Wärme- und Stoffübertragung. 1979. Vol. 12. Iss. 2. P. 137-144.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России в рамках бюджетного проекта III.18.2.2. «Теплофизические свойства, фазовые преобразования и кинетические процессы в рабочих средах и материалах для энергетических технологий».

УДК 533.77

О МЕХАНИЗМАХ ДИФФУЗИИ В ГАЗАХ И ЖИДКОСТЯХ ПО ДАННЫМ МЕТОДА МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Харламов Г.В.^{1,2}

¹ Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, 630102, Россия, г. Новосибирск, ул. Кирова, 86

² Сибирский государственный университет путей сообщения, 630049, Россия, г. Новосибирск, ул. Дуси Ковальчук, 191

Механизмы молекулярной диффузии в газах и жидкостях сильно различаются. Диффузия в разреженных газах характеризуется свободным движением молекул между столкновениями с другими молекулами. Релаксация скорости молекул происходит в результате парных столкновений. Такой механизм диффузии можно назвать «столкновительным». Он характеризуется примерно корневой зависимостью коэффициентов диффузии от температуры.

Диффузия в жидкостях проходит иначе. Принято считать, что молекулы жидкости совершают колебательные движения около своего локального положения равновесия и лишь изредка совершают прыжки в новое положение равновесия. Такой механизм диффузии можно назвать «прыжковым». Он приводит к «аррениусовской» зависимости коэффициентов диффузии от температуры.

Метод молекулярной динамики позволяет различить эти два механизма по температурной зависимости рассчитанных коэффициентов диффузии при различной плотности молекулярной системы. В работе рассчитывались коэффициенты диффузии в бинарной молекулярной системе леннард-джонсовских частиц двух сортов. В ячейке содержалось 9900 частиц первого сорта и 100 частиц второго сорта. Сначала вычислялись зависимости автокорреляционных функций скорости частиц второго сорта от времени. Затем вычислялись их коэффициенты диффузии по формуле Грина – Кубо. Расчеты проведены в широком диапазоне плотностей и температур системы. Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными.

Все расчеты проводились в безразмерных единицах: расстояние – $r = r^*/\sigma_1$, температура – $T = kT^*/\varepsilon_1$, энергия – $U = U^*/\varepsilon_1$, концентрация (плотность) – $\rho = \rho^* \sigma_1^3$, время – $t = t^*/\sigma_1 (\varepsilon_1/m_1)^{1/2}$. Здесь σ_1 и ε_1 – параметры потенциала Леннарда-Джонса частиц первого сорта, m_1 – масса молекулы первого сорта. Переменные, отмеченные «звездочкой», являются размерными. Были использованы следующие параметры частиц второго сорта: $\sigma_2 = 1,056$; $\varepsilon_2 = 1,532$; $m_2 = 2,098$. Это соответствовало смеси аргона и криптона.

Ранее в наших работах [1, 2] была обнаружена универсальная зависимость приведенного коэффициента диффузии (по отношению к коэффициенту диффузии Больцмана – Чепмена – Энскога) от плотности в однородных системах малой и средней плотности. Это выражалось в независимости приведенного коэффициента от температуры системы. Очевидно, что

это обусловлено одним и тем же механизмом релаксации скорости молекул в таких системах, связанным с парными столкновениями молекул друг с другом, т.е. в этих системах проявляется «столкновительный» механизм диффузии. Отклонения от этой зависимости наблюдаются в области образования второй фазы частиц первого сорта – капелек жидкости в паре или пузырьков пара в жидкости.

В работе [3] показано, что зависимость коэффициента самодиффузии в плотных системах (в жидкостях) от температуры является линейной, что связано с проявлением другого коллективного механизма самодиффузии, отличного как от «столкновительного» так и от «прыжкового». В настоящей работе обнаружено, что и коэффициент диффузии в бинарной системе имеет линейную температурную зависимость (см. рис. 1).

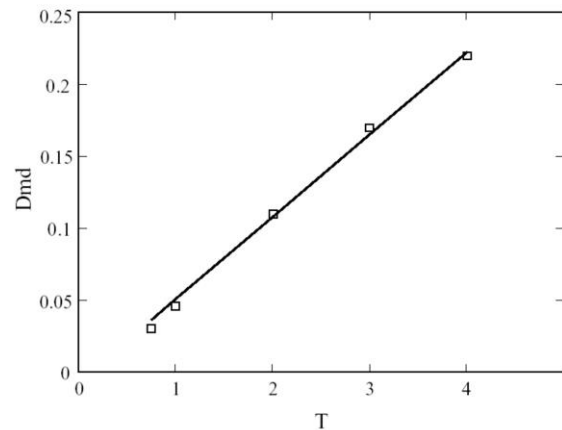


Рис. 1. Зависимость коэффициента диффузии частиц второго сорта от температуры в бинарной леннард-джонсовской жидкости при плотности системы $\rho = 0,84$.

Следовательно, этот механизм диффузии имеет место и в бинарной системе. В работе обсуждаются различные модели диффузии в жидкостях, которые могут привести к линейной температурной зависимости коэффициентов диффузии.

Список литературы:

1. Жилкин С.В., Харламов Г.В. Исследование диффузии леннард-джонсовских частиц в условиях фазового перехода методом молекулярной динамики. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 2. С. 138-142.
2. Kharlamov G. V. and Zhilkin S. V. Molecular Dynamics Simulation of the Molecular Diffusion in Gases and Liquids // Engineering Letters. 2017. V. 25. N 2. P. 222-227.
3. Kharlamov G. V. and Zhilkin S. V. The molecular dynamics simulation of self-diffusion in gases and liquids. // Journal of Physics: Conference Series. 2017. - V. 899. – 052009.

Содержание

Пленарные лекции и ключевые доклады	3
Булгаков А.В. Синтез кластеров и наноструктур методом импульсной лазерной абляции	4
Булгакова Н.М. Актуальные вопросы теплофизики в лазерном материаловедении	5
Горбачев Ю.Е. Неравновесные скорости реакций и неравновесные эффекты в химической кинетике	6
Дулин В.М., Маркович Д.М. О влиянии когерентных вихревых структур на теплообмен и горение в закрученной струе. Исследование панорамными оптическими методами	7
Игуменов И.К., Лукашов В.В. Процессы химического осаждения покрытий: проблемы массо– и теплопереноса	8
Кузнецов В.В. Неравновесные процессы в многофазных и многокомпонентных микроразмерных системах	9
Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Теплоперенос в испаряющейся капле воды при интенсивном нагреве в потоке высокотемпературных газов	10
Маслов А.А. Переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный при гиперзвуковых скоростях	11
Морозов А.А. Динамика разлета газа и анализ времяпролетных распределений при импульсной лазерной абляции в вакууме	12
Пухначев В.В. Вязкие течения с особенностями	13
Ребров А.К. Газоструйный синтез алмазных структур	14
Рудяк В.Я. Молекулярное моделирование процессов переноса в газах и жидкостях	15
Чекмарев С.Ф. Динамика укладки белков: эксперимент и моделирование	16
Чернов А.А., Пильник А.А. Теплофизические аспекты процесса кристаллизации переохлажденных расплавов	17
Шарафутдинов Р.Г., Щукин В.Г., Константинов В.О. Струи в научных исследованиях и технологических применениях	18
Секция 1. Турбулентные течения, тепло- и массообмен в однофазных средах, интенсификация теплообмена	19
Андрющенко В.А., Кондаурова Л.П. Динамика вихревых нитей при перезамыканиях	20
Бараховская Э.В., Спесивцев С.Е., Кочкин Д.Ю. Экспериментальное исследование и численное моделирование динамики разрушения пленок жидкостей в условиях локального нагрева	21
Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В., Гришков В.А., Митин К.А. Ламинарно-турбулентные переходы при свободной конвекции в плоских и кольцевых вертикальных слоях жидкости	22
Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В. Конвективный теплообмен в режимах свободной и смешанной конвекции в методе Чохральского при различном влиянии термокапиллярного эффекта	23
Бердников В.С., Митин К.А., Гусельникова О.О., Гришков В.А. Развитие нестационарных свободноконвективных струй и сопряженный теплообмен при натекании струи на преграды различной теплопроводности	24
Бондарева Н.С., Шерemet М.А. Численное моделирование процесса плавления материала с наночастицами внутри замкнутой системы	25
Вальгер С.А., Федорова Н.Н. Численное исследование механизмов теплопереноса в воздушной среде в окрестности плохообтекаемых тел при различных условиях термической стратификации	26
Витовский О.В., [Нагоряков В.Е.], Кекалов А.Н. Теплообмен смеси газов с различными числами Прандтля при спиральном течении в круглом нагреваемом канале	27
Вольф Н.А., Гуськов А.В., Милевский К.Е. Численное моделирование распределения температуры в материале ведущего пояса нового типа при выстреле	28
Гешев П.И. Простая модель для толщины пленки и теплообмена в стекающих турбулентных пленках с учетом амплитуды волн	29
Гольцман А.Е., Саушин И.И., Михеев Н.И. Характеристики турбулентности потока в каналах в условиях совместного влияния продольного градиента давления и наложенных пульсаций расхода	30
Давлетшин И.А., Газизов И.М., Паерелий А.А. Теплоотдача в дискретно шероховатом канале при вынужденных пульсациях потока	31
Дектерев А.А., Дектерев Ар.А., Дектерев Д.А., Горюнов Ю.Н., Лобасов А.С. Исследование влияния торцевых стенок на аэродинамические характеристики циклоидального ротора	32
Держо О.Г. Распад инерционных волн в трубе с переменным поперечным сечением	33
Добросельский К.Г. Исследование обтекания цилиндра в критической области методом PIV	34
Душин Н.С., Михеев Н.И., Душина О.А., Шакиров Р.Р. Применение метода SIV для исследования процессов турбулентного переноса в отрывной области за обратным уступом	35
Жарова И.К., Козлов Е.А., Маслов Е.А., Фарапонов В.В., Савкина Н.В., Золоторёв Н.Н. Газодинамика и теплообмен при течении рабочего тела в канале, моделирующем проточной тракт ПВД	36

Зарипов И.Ш., Ильинков А.В., Щукин А.В., Такмовцев В.В., Хабибуллин И.И. Опытное исследование обтекания диффузорной выемки турбулентным потоком	37
Зимин В.П., Ефимов К.Н., Овчинников В.А., Якимов А.С., Гаар С.А., Рулева Е.В., Усенко О.В. Математическое моделирование активной термоэмиссионной тепловой защиты тела при высокоскоростном обтекании потоком воздуха	38
Иващенко В.А., Мулляджанов Р.И. Спектральный перенос энергии в турбулентных струях с переменной плотностью	39
Кабардин И.К., Правдина М.Х., Полякова В.И., Яворский Н.И., Гордиенко М.Р. Эффект дозвукового запираания вихревой камеры	40
Кирдяшкин А.Г., Кирдяшкин А.А., Дистанов В.Э., Гладков И.Н. Тепло- и массоперенос в канале алмазонасного мантийного плюма	41
Козюлин Н.Н., Хребтов М.Ю., Бобров М.С., Юдин П.В., Борыняк К.И. Численное исследование передачи высокочастотных температурных пульсаций из потока воздуха массиву тонких сегнетоэлектрических пленок	42
Кондаурова Л.П. Процессы переноса тепла в сверхтекучем турбулентном гелии	43
Коробков С.В., Гныря А.И., Дёгин А.Г., Сокол М.Н., Терехов В.И. Вихреобразование и теплообмен системы моделей зданий в турбулентном отрывном потоке	44
Леманов В.В., Лукашов В.В., Шаров К.А., Абдрахманов Р.Х. Ламинарно-турбулентный переход в ближнем поле струи на режиме неустойчивости струйного источника	45
Макаров М.С., Наумкин В.С. Теплообмен при течении гелий-ксеноновой смеси в скрученных трубках треугольного поперечного сечения	46
Михеев Н.И., Саушин И.И., Гольцман А.Е. Фазовая эволюция членов уравнения сохранения энергии турбулентности в пограничном слое пульсирующего потока	47
Михеев Н.И., Газизов И.М., Давлетшин И.А. Теплоотдача за выступом на начальном участке канала при пульсациях потока	48
Молочников В.М., Михеев Н.И., Михеев А.Н. Моменты турбулентных пульсаций скорости в ближнем следе кругового цилиндра	49
Молочников В.М., Михеев А.Н., Аслаев А.К., Гольцман А.Е., Паерелий А.А. Особенности структуры течения в межтрубном пространстве и теплообмен пучка труб в пульсирующем потоке	50
Наумов И.В., Главный В.Г., Шарифуллин Б.Р., Штерн В.Н. Исследование вихревой ячеистой структуры двухкомпонентной несмешиваемой жидкости в замкнутом цилиндре	51
Перепелица Б.В. Исследование влияния акустического поля на режимы течения струи	52
Плетнев А.А., Федорович Е.Д., Кузин В.А. Результаты математического моделирования процессов тепломассообмена в системах «мокрого» и «сухого» контейнерного хранения отработавшего ядерного топлива реакторов типа РБМК-1000	53
Плотников Л.В., Мисник М.О. Влияние поперечного профилирования каналов на интенсивность теплоотдачи во впускной системе ДВС	54
Рыженьков В.О., Мулляджанов Р.И. Влияния геометрии подводящего канала на баланс турбулентной кинетической энергии в ближней области кольцевой струи	55
Саушин И.И., Михеев Н.И., Гольцман А.Е., Кратиров Д.В. Расчетная оценка выхода сопла со ступенчатым диффузором на критический режим	56
Сахнов А.Ю. Численное моделирование вдува гелия в ускоренный турбулентный поток ксенона	57
Стариков Е.В., Климова В.А., Щеклеин С.Е. Исследование развития естественной конвекции в узких вертикальных каналах	58
Терехов В.В. Сравнительный анализ теплообмена в кольцевых и круглых турбулентных импактных струях	59
Терехов В.В., Терехов В.И. Моделирование пассивного управления теплообменом в турбулентном отрывном течении	60
Терехов В.И., Дьяченко А.Ю., Смутьский Я.И. Управление динамическими и тепловыми характеристиками отрывного течения за уступом под воздействием положительного градиента давления	61
Хребтов М.Ю., Бобров М.С., Баженов А.Ю., Борыняк К.И., Козюлин Н.Н. Численное исследование влияния течения реки на атмосферный пограничный слой в случае устойчивой стратификации	62
Шестаков М.В., Маркович Д.М. Томографические PIV измерения в ближнем поле квазидвумерного следа за цилиндром	63
Секция 2. Тепломассообмен при химических превращениях, включая горение	64
Агафонцев М.В., Климентьев А.С., Лобода Е.Л., Рейно В.В. Влияние малых колебаний давления на поле температуры в пламени с применением термографии	65
Ануфриев И.С., Агафонцев М.В., Лобода Е.Л. ИК-термография факела при сжигании некондиционных жидких углеводородов в струе перегретого водяного пара	66
Борисов С.П., Шершинёв А.А., Кудрявцев А.Н. Развитие и валидация гибридного кода для моделирования детонационных течений	67
Глушков Д.О. Зажигание диспергированного угля в условиях локального кондуктивного нагрева	68

Дмитриев А.М., Лобода Е.Л., Князьков Д.А. Измерение температуры поверхности пробоотборного зонда в пламени	69
Касымов Д.П., Агафонцев М.В., Перминов В.В. Экспериментальное исследование показателей пожарной опасности некоторых видов древесных строительных материалов с использованием метода ИК-диагностики .	70
Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Шмаков А.Г. Диффузионное горение микроструи водорода при до и сверхзвуковом истечении из сопла (явление запыриания).....	71
Копьев Е.П., Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Арсентьев С.С., Шарыпов О.В. Горение дизельного топлива в условиях паровой газификации	72
Коротких А.Г., Архипов В.А., Глотов О.Г., Сорокин И.В., Селихова Е.А. Исследование горения и агломерации ВЭМ, содержащих порошки биметаллов	73
Крайнов Д.А., Крайнов А.Ю. Математическое моделирование испарения капли керосина в высокотемпературном газе	74
Красинский Д.В., Шарыпов О.В. Численное моделирование процессов горения углеводородного топлива при вдуве струи водяного пара в перспективной горелке	75
Кузнецов В.А., Мальцев Л.И., Дектерев А.А., Чернецкий М.Ю. Численное исследование влияния режимных параметров на образование NO _x в топочной камере котла малой мощности при сжигании водоугольного топлива.....	76
Курганкина М.А., Няшина Г.С., Стрижак П.А., Вершинина К.Ю. Особенности процессов зажигания и горения водомасляных эмульсий и органоводоугольных суспензий	77
Максимов В.И., Разва А.С., Захаревич А.С., Барановский Н.В. Экспериментальный стенд для моделирования высокотемпературного воздействия лесного пожара на слой почвы	78
Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Математическое моделирование очагового зажигания и горения аэрозвеси порошка алюминия	79
Прохоров Е.С. Анализ равновесных состояний реагирующей термодинамической системы углерод – кислород	80
Сыродой С.В., Кузнецов Г.В., Саломатов В.В. Влияние диспергирования приповерхностного слоя древесины на характеристики и условия ее воспламенения	81
Юсупов Р.Р., Литвинов И.В., Гореликов Е.Ю., Шторк С.И., Николаев А.А. Изотермическое моделирование адаптивного горелочного устройства для сжигания низкосортного топлива	82
Секция 3. Тепломассообмен при фазовых превращениях	83
Актершев С.П., Левин А.А., Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н. Автоколебательный режим вскипания недогретой жидкости в канале	84
Антонов Д.В., Пискунов М.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Взрывное разрушение двухжидкостных капель и обратных эмульсий	85
Бабич А.Ю., Зайнуллина Э.Р., Митяков В.Ю., Сапожников С.З. Градиентная теплотрия при исследовании конденсации внутри и на поверхности труб	86
Байдаков В.Г., Виноградов В.Е., Павлов П.А. Спонтанная кавитация в криогенных жидкостях.....	87
Баргашевич М.В., Елистратов Д.С., Мелешкин А.В. Моделирование совместного тепломассопереноса в процессе плёночной десорбции	88
Бердников В.С., Гришков В.А., Кислицын С.А. Зависимость формы фронта кристаллизации от граничных условий в методе горизонтальной направленной кристаллизации	89
Бородулин В.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н. Экспериментальное исследование испарения лежащих на поверхности капель водно-спиртового раствора с различной концентрацией	90
Бочкарева Е.М., Терехов В.В., Терехов В.И. Особенности методики экспериментального исследования процесса испарения подвешенных капель жидкости	91
Брюханов В.М., Байдаков В.Г. Спонтанная кавитация в бинарной леннард-джонсовской жидкой смеси	92
Володин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н., Зубков Н.Н. Теплообмен в стекающих пленках смеси хладонов на развитых поверхностях.....	93
Воронич И.В. О методике расчета теплового и массового баланса на поверхности тела в дозвуковом капельном потоке	94
Гогонин И.И. Расчет теплоотдачи при испарении и кипении пленки, орошающей пакет горизонтальных оребренных труб	95
Жданова А.О., Стрижак П.А., Кузнецов Г.В., Хасанов И.Р. Подавление термического разложения лесных горючих материалов при использовании разных схем распыления воды	96
Жуков В.И., Швецов Д.А., Павленко А.Н., Бессмельцев В.П. Теплообмен при испарении и кипении тонких горизонтальных слоев жидкости на гладких и структурированных поверхностях при пониженных давлениях .	97
Иванова Н.А. Физическое и математическое моделирование процесса сушки влажной биомассы	98
Козулин И.А., Кузнецов В.В. Динамика взрывного кипения воды на микронагревателе	99
Крета А.С., Люлин Ю.В. Термографическое исследование межфазной поверхности интенсивно испаряющегося горизонтального слоя жидкости	100
Лобасов А.С., Минаков А.В., Пряжников М.И. Экспериментальное исследование влияния	

добавки ПАВ на величину критического теплового потока при кипении наножидкостей	101
Марчук И.В., Люлин Ю.В., Барский А.А. Исследование пленочной конденсации пара в сплюснутых трубах с плоскими боковыми стенками.....	102
Мезенцев И.В., Мезенцева Н.Н. Особенности определения коэффициента теплоотдачи при кипении неазеотропных смесей в трубах	103
Мильман О.О., Кондратьев А.В. Конденсация пара в наклонной охлаждаемой трубе с различными схемами движения теплоносителей.....	104
Мисюра С.Я., Морозов В.С. Свободная конвекция в капле при испарении жидкости	105
Морозов А.В., Питык А.В., Сахипгареев А.Р., Шлепкин А.С. Экспериментальное исследование растворимости борной кислоты в паре при кипении	106
Морозов А.В., Питык А.В., Рагулин С.В., Сахипгареев А.Р., Сошкина А.С., Шлепкин А.С. Расчетный анализ процессов массопереноса борной кислоты в активной зоне реактора ВВЭР в аварийном кипящем режиме.....	107
Павленко А.Н., Кузнецов Д.В. Экспериментальное исследование влияния структурированного капиллярно-пористого покрытия на динамику повторного смачивания и теплообмен при пленочном охлаждении жидким азотом.....	108
Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Слесарева Е.Ю., Li X., Gao X., Sui H., Li H. Эффективность разделения смесей в крупномасштабной модели дистилляционной колонны при периодическом орошении насадки	109
Пахомов М.А. Моделирование влияния испарения капель на структуру течения в двухфазном закрученном течении за внезапным расширением трубы	110
Печеркин Н.И., Павленко А.Н., Жуков В.Е., Назаров А.Д., Мески Г., Хоуптон П. Разделение смесей в дистилляционной колонне с полуцилиндрической насадкой.....	111
Проценко К.Р., Байдаков В.Г. Исследование свойств межфазной границы кристалл-пар Леннард-Джонсовской системы	112
Сальников М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И. Температуропроводность в процессах заморозки и разморозки капиллярно-пористых тел	113
Сафонов С.А., Кузнецов В.В. Численное исследование конденсации хладона R134A в микроканале	114
Сердюков В.С., Туманов В.В., Суртаев А.С., Павленко А.Н. Исследование особенностей динамики парообразования при кипении жидкости на поверхности прозрачного нагревателя.....	115
Спесивцев С.Е., Люлин Ю.В., Марчук И.В., Кабов О.А. Исследование термокапиллярных деформаций на поверхности самосмачиваемой жидкости с точечным нагревом	116
Сухинин Г.И., Федосеев А.В., Мальцев В.А., Ярыгин И.В., Приходько В.Г., Новопашин С.А. Влияние внешних условий на процесс вакуумной сушки глинистых тел	117
Федосеев А.В., Демин Н.А., Сальников М.В., Сухинин Г.И. Моделирование тепло- и влагопереноса в глинистом пористом материале.....	118
Черепанова В.К., Черепанов А.Н. О гетерогенном зародышеобразовании в переохлажденном расплаве.....	119
Чернявский А.Н., Павленко А.Н. Численное моделирование процессов волнообразования и теплообмена в стекающих пленках жидкости при нестационарном тепловыделении	120
Шамирзаев А.С. Экспериментальное исследование конденсации хладона R134A в микроканальном теплообменнике.	121
Секция 4. Многофазные течения и волновые процессы в газожидкостных системах.....	122
Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лобанов П.Д., Светоносов А.И., Калпана Мохан В.П., Лежнин С.И. Прибатурин Н.А. Численное моделирование режимов импульсной инъекции газа в жидкость с использованием открытого пакета OpenFOAM.....	123
Архипов В.А., Басалаев С.А., Золоторёв Н.Н., Усанина А.С. Лазерная диагностика характеристик факела распыла центробежной форсунки	124
Архипов В.А., Шеховцов В.В., Волокитин О.Г. Эволюция пористых частиц в потоке термической плазмы	125
Архипов Д.Г., Хабахпашев Г.А. Устойчивость возмущений границы раздела ламинарного течения двух слоев жидкостей в наклонном канале	126
Басалаев С.А., Усанина А.С. Экспериментальное исследование коэффициента сопротивления агломерата твердых сферических частиц	127
Вожаков И.С., Архипов Д.Г., Цвелодуб О.Ю. Эволюция периодических волновых режимов на стекающей пленке жидкости	128
Воробьев М.А. Теплообмен пузырькового течения в вертикальной сборке стержней 3X3	129
Гаврилов А.А., Шебелев А.В. Моделирование низкорейнольдсовых течений полидисперсной суспензии с разделением фракций	130
Гатапова Е.Я., Кириченко Е.О. Взаимодействие падающей капли жидкости с нагретой поверхностью и её распад на микрокапли.....	131
Дехтярь Р.А., Овчинников В.В., Слесарева Е.Ю. Экспериментальное исследование влияния пульсаций расхода на характеристики ручейкового режима течения жидкости	132

Евдокименко И.А., Лобанов П.Д. Теплообмен нисходящего пузырькового потока при малых расходах газа	133
Жигарев В.А., Минаков А.В., Михиенкова Е.И., Неверов А.Л. Исследование влияния добавки наночастиц на значение перепада давления в кольцевых каналах	134
Кашинский О.Н., Рандин В.В., Воробьев М.А. Экспериментальное исследование опускного пузырькового потока в вертикальной трубе при докритических числах Рейнольдса	135
Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Рандин В.В. Гидродинамическая структура течения в жидкой пробке в восходящем снарядном течении	136
Козулин И.А., Кузнецов В.В. Экспериментальное исследование характеристик газожидкостного течения в микроканале	137
Кочкин Д.Ю., Зайцев Д.В. Влияние вязкости на разрыв горизонтального слоя жидкости при неоднородном нагреве со стороны подложки	138
Кузнецов В.В., Димов С.В. Экспериментальное исследование фильтрации флюида с наночастицами оксида кремния в пористой среде	139
Лежнин С.И., Алексеев М.В., Вожаков И.С., Прибатурин Н.А. Моделирование динамики истечения газа (пара) в жидкость с высокой плотностью	140
Лобанов П.Д., Пахомов М.А. Моделирование структуры течения и теплообмена в пузырьковом полидисперсном турбулентном потоке в трубе	141
Ничик М.Ю., Тимошевский М.В., Первунин К.С., Маркович Д.М. Турбулентная структура свободных и импактных пузырьковых струй при внешних периодических пульсациях расхода	142
Огородников И.А. Резонансные солитоны в полидисперсной пузырьковой среде	143
Роньшин Ф.В., Дементьев Ю.А., Чеверда В.В., Чиннов Е.А. Экспериментальное исследование двухфазного течения в щелевых микроканалах	144
Саушин И.И., Молочников В.М., Михеев Н.И. Стабилизация расхода жидкости перед поверяемом средством измерения в линии эталона единицы объемного расхода ГЭТ-64	145
Семионов В.В., Шатский Е.Н., Чиннов Е.А. Экспериментальное исследование перемещения струй на поверхности нагреваемой пленки жидкости	146
Тимошевский М.В., Первунин К.С., Маркович Д.М. Гибкий уступ на гидрокрыле как метод управления кавитацией	147
Усанина А.С., Басалаев С.А., Перфильева К.Г. Способ формирования и скорость подъема пузырькового кластера	148
Храмцов Д.П. Численное исследование процесса изоэнтальпийного истечения парожидкостной смеси из трубы	149
Чинак А.В., Лобанов П.Д., Пляшкевич В.А., Бадажков Д.В. Измерения профилей скорости в трехфазных многокомпонентных потоках	150
Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В. Капиллярно-гравитационная неустойчивость при противоточном газожидкостном течении в структурных насадках	151
Элоян К.С., Зайцев Д.В., Кабов О.А. Замкнутая испарительная система охлаждения для приложений с высоким локальным тепловыделением	152
Ярыгин В.Н., Приходько В.Г., Ярыгин И.В., Герасимов Ю.И., Крылов А.Н., Скороваров А.Ю. Пристенные пленочные течения в космических приложениях	153
Секция 5. Теплофизические проблемы энергетики, энергоэффективность и энергосбережение	154
Бездворных Т.А., Коноваленко А.И., Кузнецов В.Т., Осипова Н.А., Романдин В.И. Методика исследования характеристик литиевых источников тока в нештатных ситуациях	155
Бибииков Д.Р., Полей А.К. Анализ эффективности и причины отказа работы ГТУ KAWASAKI GPB70D о.Русский	156
Бородулин В.Ю., Низовцев М.И. Улучшение теплоинерционных свойств теплоизоляции с использованием фазоизменяемых материалов	157
Бочкарева Е.М., Миськив Н.Б., Назаров А.Д. Испарение подвешенной капли наножидкости	158
Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Кузнецов А.В. Исследование сжигания угольного топлива методом электрохимической активации	159
Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Кузнецов А.В., Плюсин П.Е. Исследование кинетических характеристик механоактивированных углей микропомола в процессе термического разложения и воспламенения	160
Востриков А.А., Федяева О.Н., Шишкин А.В., Сокол М.Я., Третьяков Д.С. Особенности горения водорода в среде азота и водяного пара при высокой плотности реагентов	161
Гешева Е.С. Моделирование крупномасштабных вихревых структур в камере сгорания тангенциального типа	162
Горбачев М.В., Терехов В.И., Кхафаджи Х.К.А. Численное моделирование испарительного тепломасообменного аппарата со ступенчатым увлажнительным охлаждением	163
Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Душина О.А., Паерелий А.А., Фафурин В.А. Повышение полноты сепарации смеси двух жидкостей	164

Димов С.В., Гасенко О.А., Кузнецов В.В. Паровая конверсия C_2-C_4 алканов в микроканальном реакторе.....	165
Карелин В.А., Саломатов Вл.В. Исследование электрофизических свойств угля Таловского месторождения Сибири.....	166
Кирсанов Ю.А., Макарушкин Д.В., Юдахин А.Е., Кирсанов А.Ю. Теплоотдача пакета параллельных пластин в кратковременных процессах	167
Копьев Е.П., Шадрин Е.Ю. Исследование перспективного способа диспергирования жидких углеводородов	168
Красинский Д.В. Численное исследование характеристик факельного сжигания бурого угля в вихревой топке с верхнерасположенным вторичным дутьем.....	169
Литвинов И.В., Шторк С.И. Экспериментальная оценка геометрических параметров прецессирующего вихря	170
Мильман О.О., Шифрин Б.А., Перов В.Б., Лукин В.В., Чебанюк С.В. Рабочее тело для утилизационного теплоэнергетического комплекса мегаваттного класса на основе ОЦР	171
Митяков В.Ю., Гусаков А.А., Греков М.А., Сероштанов В.В. Градиентная теплотметрия и PIV диагностика в исследовании теплообмена и течения около оребренного цилиндра	172
Низовцев М.И., Летушко В.Н., Бородулин В.Ю. Воздухо-воздушный теплообменник с промежуточным теплоносителем и капельным орошением.....	173
Платонов Д.В., Минаков А.В., Горюнов Ю.Н., Жигарев В.А., Дектерев Д.А. Расчётно-экспериментальное исследование локальной системы газоудаления на основе закрутки потока.....	174
Половников В.Ю. Тепловые потери теплопроводов в нестационарных условиях эксплуатации	175
Усов Э.В., Бугов А.А., Климонов И.А., Чухно В.И., Кудашов И.Г., Прибатурин Н.А., Мосунова Н.А., Стрижов В.Ф. Моделирование движения и теплообмена расплава, образующегося во время тяжелой аварии в быстром реакторе	176
Щеклеин С.Е., Бочкарева Е.М. Экспериментальное исследование высокоскоростных газопленочных течений в криволинейных каналах при капельном вводе жидкости	177
Щеклеин С.Е., Бочкарева Е.М. Об устойчивости пленочного течения при обтекании поперечных элементов в области высоких плотностей орошения	178
Секция 6. Неравновесные процессы в разреженных газах и плазме.....	179
Аньшаков А.С., Чередниченко В.С., Домаров П.В., Урбах А.Э., Фалеев В.А. Лабораторные и технологические генераторы электродуговой плазмы.....	180
Демин Н.А., Федосеев А.В., Сухинин Г.И., Сальников М.В. Пылевая плазма тлеющего разряда в различных инертных газах.....	181
Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С. Влияние конденсации при сверхзвуковом расширении газа на структуру струи	182
Емельянов А.А., Плотников М.Ю., Юдин И.Б. Влияние условий разложения метана на газоструйный синтез алмазных структур.....	183
Исупов М.В., Пинаев В.А. Низкочастотный индукционный разряд с ферромагнитным усилением для ионно-плазменного азотирования.....	184
Исупов М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И., Пинаев В.А. Экспериментальное и численное исследование низкочастотного индукционного разряда с ферромагнитным усилением	185
Плотников М.Ю., Шкарупа Е.В. Численное моделирование истечения смеси водорода с метаном через цилиндрический канал в вакуум	186
Ребров А.К., Исупов М.В., Литвинцев А.Ю., Буров В.Ф. Активация потоков газа СВЧ разрядом 2.45 ГГц для осаждения алмазоподобных пленок.....	187
Ребров С.Г. Лазерное зажигание топлив в ракетных двигателях.....	188
Рудяк В.Я., Лежнев Е.В. Статистическое моделирование коэффициентов переноса разреженных газов.....	189
Сахапов С.З., Федосеев А.В., Сухинин Г.И. Влияние магнетронного распыления на состав и параметры плазмы сферического газового разряда.....	190
Титарев В.А., Фролова А.А., Рыков В.А., Бондарь Е.А., Ващенко П.В., Шевырин А.А. Сравнительный анализ результатов численного моделирования гиперзвуковых течений разреженного газа.....	191
Художитков В.Э., Зарвин А.Е., Каляда В.В. Роль буферного газа при кластерообразовании в сверхзвуковых струях метана.....	192
Чиненов С.Т., Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С. Масс-спектрометрическое исследование малых газовых кластеров аргона при помощи высоковольтного электронного пучка.....	193
Шахов Е.М., Титарев В.А., Фролова А.А., Морозов А.А. Численное моделирование нестационарного истечения разреженного газа в вакуум при взаимодействии ударной волны со стенкой.....	194
Секция 7. Теплофизика микро- и наносистем, газофазный синтез наноструктур	195
Гатапова Е.Я., Кабов О.А. Измерение температуры на границе раздела жидкость – газ при фазовом превращении	196

Гатапова Е.Я., Сафонов А.И., Кабов О.А. Тонкие капли жидкости: испарение и динамика линии контакта трех фаз.....	197
Гузей Д.В., Минаков А.В., Попов И.А. Расчетно-экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножидкостей в каналах с интенсификаторами теплообмена	198
Демин В.Н., Смирнова Т.П., Борисов В.О., Грачев Г.Н., Смирнов А.Л., Хомяков М.Н. Синтез наноструктурированных функциональных твердых покрытий SiCN и CN _x на подложках из нержавеющей стали в плазме мощного оптического пульсирующего разряда	199
Ездин Б.С., Каляда В.В., Ищенко А.В., Зарвин А.Е. Получение наноразмерного кристаллического кремния на установке быстрого циклического сжатия	200
Зайковский А.В., Смовж Д.В., Сахапов С.З., Федосеев А.В. Морфологические и структурные особенности материалов, формируемых в углеродной плазме дугового разряда	201
Зайцев Д.В. Влияние высоты канала на динамику и кризис теплообмена в локально нагреваемой пленке жидкости, движущейся под действием потока газа	202
Зайцев Д.В., Ткаченко Е.М., Белослудцев В.В., Крета А.С., Кабов О.А. Кипение недогретой воды в микрканале при интенсивном локальном нагреве	203
Кириченко Д.П., Зайцев Д.В. Испарение пиколитровых капель жидкости на нагреваемой подложке	204
Кириченко Е.О., Гатапова Е.Я. Изменение динамического краевого угла смачивания при различных температурах на поверхностях с разными типами покрытий	205
Киселев С.П., Киселев В.П. Численное моделирование разрушения интерметаллида TiAl методом МД	206
Кубрак К.В., Бьядовский Т.Т., Батраев И.С., Ребров А.К. Исследование влияния параметров синтеза на процессы формирования алмазных покрытий на различных поверхностях.....	207
Куреня А.Г., Булушева Л.Г., Окотруб А.В., Сердюков В.С., Суртаев А.С., Павленко А.Н. Оптимизация параметров газофазного синтеза массивов углеродных нанотрубок на кремниевых и медных подложках.....	208
Михиенкова Е.И., Минаков А.В., Жигарев В.А., Неверов А.Л., Бурюкин Ф.А. Исследование влияния добавки наночастиц на фильтрацию буровых растворов	209
Николаев И.В., Коробейщиков Н.Г., Роечко М.А. Обработка поверхности аморфных оптических материалов ионно-кластерным пучком аргона	210
Окотруб А.В., Федосеева Ю.В., Городецкий Д.В., Булушева Л.Г., Максимовский Е.А., Смирнов Д.А., Кубрак К.В., Ребров А.К. Влияние параметров синтеза на морфологию и электронное строение пленок CVD алмаза	211
Пономаренко Т.Г., Чеверда В.В. Экспериментальное исследование теплообмена в контактной линии смачивания	212
Сафонов А.И., Суляева В.С., Богословцева А.Л., Тимошенко Н.И. Влияние расхода газа-предшественника на скорость роста фторполимерного покрытия при осаждении методом HW CVD	213
Сафонов А.И., Сайк В.О., Суляева В.С., Старинский С.В., Предтеченский М.Р., Тимошенко Н.И. Особенности осаждения фторполимерных покрытий на ОУНТ методом HW CVD	214
Светличная О.В., Чеверда В.В. Экспериментальное исследование теплообмена ручейка воды, движущегося под действием потока газа в микрканале	215
Семенов А.А., Зайцев Д.В. Исследование испарения микрокапель жидкости на поверхностях с одностенными углеродными нанотрубками	216
Смовж Д.В., Костоград И.А., Бойко Е.В. Формирование графена на поверхности меди в условиях химического осаждения из газовой фазы	217
Тимошенко Н.И., Сафонов А.И., Суляева В.С., Богословцева А.Л., Гатапова Е.Я. Исследование влияния материала катализатора на скорость роста и морфологию фторполимерного покрытия при осаждении методом HW CVD.....	218
Ткаченко Е.М., Зайцев Д.В. Динамика сухих пятен в пленке жидкости, движущейся под действием потока газа в микрканале, при интенсивном нагреве	219
Чиннов Е.А., Шатский Е.Н., Роньшин Ф.В. Критический тепловой поток и теплообмен в термосифоне с поверхностями улучшенными для кипения и конденсации	220
Шатекова А.И., Зайцев Д.В., Кабов О.А. Эволюция упорядоченного монослоя из левитирующих микрокапель над нагреваемым слоем жидкости.....	221
Секция 8. Теплофизические свойства веществ и лучистый теплообмен	222
Алиферов А.И., Сеницын В.А., Ощепкова Т.Б., Васильева Е.П. Особенности теплопередачи через цилиндрическую комбинированную тепловую изоляцию вакуумной электропечи сопротивления.....	223
Архипов В.А., Гольдин В.Д., Жарова И.К., Перфильева К.Г. Методика измерения коэффициента излучения.....	224
Барбин Н.М., Шавалеев М.Р., Терентьев Д.И., Алексеев С.Г., Дальков М.П. Теплофизические свойства высокотемпературной системы радиоактивный графит-азот.....	225
Безверхий П.П., Мартынец В.Г., Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. Расчет термодинамических свойств CO ₂ по уравнению состояния с малым числом констант до 200 МПа, включая критическую область.....	226

Бердников В.С., Митин К.А. Поля температуры и термических напряжений в кристаллах в режимах радиационно-конвективной теплоотдачи	227
Гибанов Н.С., Шерemet М.А. Оценка влияния поверхностного излучения на тепломассоперенос в замкнутой полости с локальным источником постоянного объемного тепловыделения полуцилиндрической формы	228
Гусаров А.В. Статистический подход к трассировке лучей в многофазных средах	229
Жданова А.О., Шлегель Н.Е., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Теплофизические свойства лесного покрова пожароопасных регионов России	230
Игольников А.А., Поволоцкий И.И., Галкин Д.А., Волосников Д.В. Метод управляемого импульсного нагрева в изучении тепловой проводимости перегретых бинарных растворов	231
Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Дутова О.С. Единое малопараметрическое уравнение для расчета коэффициента вязкости жидкости, газа и флюида. Аргон и ксенон	232
Каплун А.Б., Мешалкин А.Б., Безверхий П.П., Мартынец В.Г. Расчет термодинамических свойств диоксида углерода до 200 МПа, регулярная часть	233
Козловский Ю.М., Станкус С.В. Тепловое расширение тербия в широком интервале температур	234
Комаров С.Г., Станкус С.В. Скорость звука в газовом растворе хладагентов R-134A / R-227EA	235
Краснолуцкий С.Л., Рудяк В.Я. Молекулярно-динамическое моделирование теплопроводности наножидкости	236
Кулик А.В., Дорогов Е.Ю., Бабенко Г.С. Подготовка экспериментальной базы для проведения внутриточечных исследований	237
Острик А.В., Матвеев А.М., Бакулин В.Н. Газодинамические устройства для испытаний композитных конструкций к тепловому и механическому действиям импульсных потоков излучений	238
Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В. Исследование теплопроводности смеси R-227EA/R-134A (45/55) в паровой фазе	239
Расчектаева Е.П., Верба О.И., Станкус С.В. Модель расчета теплопроводности смесевых хладагентов на линии конденсации	240
Савченко И.В. Некоторые методы прогнозирования теплопроводности металлических расплавов	241
Самошкин Д.А., Станкус С.В., Агажанов А.Ш., Савченко И.В. Теплопроводность и температуропроводность неодима в конденсированном состоянии	242
Слепцов С.Д., Саввинова Н.А., Рубцов Н.А. Моделирование таяния льда в однофазной постановке задачи Стефана	243
Харламов Г.В. О механизмах диффузии в газах и жидкостях по данным метода молекулярной динамики	244

Авторский указатель

- Gao X. 109
 Li H. 109
 Li X. 109
 Sui H. 109
 Абдрахманов Р.Х. 45
 Агажанов А.Ш. 242
 Агафонцев М.В. 65, 66, 70
 Актершев С.П. 84
 Алексеев М.В. 123, 140
 Алексеев С.Г. 225
 Алексеенко С.В. 72
 Алиферов А.И. 223
 Андриященко В.А. 20
 Антонов Д.В. 85
 Ануфриев И.С. 66, 72
 Аньшаков А.С. 180
 Арсентьев С.С. 72
 Архипов В.А. 73, 124, 125, 224
 Архипов Д.Г. 126, 128
 Аслаев А.К. 50
 Бабенко Г.С. 237
 Бабич А.Ю. 86
 Бадажков Д.В. 150
 Баженов А.Ю. 62
 Байдаков В.Г. 87, 92, 112
 Бакулин В.Н. 238
 Барановский Н.В. 78
 Бараховская Э.В. 21
 Барбин Н.М. 225
 Барский А.А. 102
 Барташевич М.В. 88
 Басалаев С.А. 124, 127, 148
 Батраев И.С. 207
 Безверхий П.П. 226, 233
 Бездворных Т.А. 155
 Белослудцев В.В. 203
 Бердников В.С. 22, 23, 24, 89, 227
 Бессмельцев В.П. 97
 Бибииков Д.Р. 156
 Бобров М.С. 42, 62
 Богословцева А.Л. 213, 218
 Бойко Е.В. 217
 Бондарева Н.С. 25
 Бондарь Е.А. 191
 Борисов В.О. 199
 Борисов С.П. 67
 Бородулин В.Ю. 90, 157, 173
 Борыняк К.И. 42, 62
 Бочкарева Е.М. 91, 158, 177, 178
 Брюханов В.М. 92
 Булгаков А.В. 4
 Булгакова Н.М. 5
 Булушева Л.Г. 208, 211
 Бурдуков А.П. 159, 160
 Буров В.Ф. 187
 Бурюкин Ф.А. 209
 Бутаков Е.Б. 159, 160
 Бутов А.А. 176
 Бьядовский Т.Т. 207
 Вальгер С.А. 26
 Васильева Е.П. 223
 Ващенко П.В. 191
 Вербя О.И. 239, 240
 Вершинина К.Ю. 77
 Виноградов В.Е. 87
 Винокуров В.А. 22, 23
 Винокуров В.В. 22, 23
 Витовский О.В. 27
 Вожаков И.С. 123, 128, 140
 Володин О.А. 93
 Волокитин О.Г. 125
 Волосников Д.В. 231
 Вольф Н.А. 28
 Воробьев М.А. 129, 135
 Воронич И.В. 94
 Востриков А.А. 161
 Гаар С.А. 38
 Гаврилов А.А. 130
 Газизов И.М. 31, 48
 Галкин Д.А. 231
 Гасенко О.А. 165
 Гатапова Е.Я. 131, 196, 197, 205
 218
 Герасимов Ю.И. 153
 Гешев П.И. 29
 Гешева Е.С. 162
 Гибанов Н.С. 228
 Главный В.Г. 51
 Гладков И.Н. 41
 Глотов О.Г. 73
 Глушков Д.О. 68
 Гныря А.И. 44
 Гогонин И.И. 95
 Гольдин В.Д. 224
 Гольцман А.Е. 30, 47, 50, 56
 Горбачев М.В. 163
 Горбачев Ю.Е. 6
 Гордиенко М.Р. 40
 Гореликов Е.Ю. 82
 Городецкий Д.В. 211
 Горюнов Ю.Н. 32, 174
 Грачев Г.Н. 199
 Грек Г.Р. 71
 Греков М.А. 172
 Гришков В.А. 22, 24, 89
 Гузей Д.В. 198
 Гусаков А.А. 172
 Гусаров А.В. 229
 Гусельникова О.О. 24
 Гуськов А.В. 28
 Давлетшин И.А. 31, 48, 164
 Дальков М.П. 225
 Дёгин А.Г. 44
 Дектерев А.А. 32, 76
 Дектерев Ар.А. 32
 Дектерев Д.А. 32, 174
 Дементьев Ю.А. 144
 Демин В.Н. 199
 Демин Н.А. 118, 181
 Держо О.Г. 33
 Дехтярь Р.А. 132
 Димов С.В. 139, 165
 Дистанов В.Э. 41
 Дмитриев А.М. 69
 Добросельский К.Г. 34
 Домаров П.В. 180
 Дорогов Е.Ю. 237
 Дубровин К.А. 182
 Дулин В.М. 7
 Дутова О.С. 232
 Душин Н.С. 35
 Душина О.А. 35, 164
 Дьяченко А.Ю. 61
 Евдокименко И.А. 133
 Ездин Б.С. 200
 Елистратов Д.С. 88
 Емельянов А.А. 183
 Ефимов К.Н. 38
 Жарова И.К. 36, 224
 Жданова А.О. 96, 230
 Жигарев В.А. 134, 174, 209
 Жуков В.Е. 109, 111
 Жуков В.И. 97
 Зайковский А.В. 201
 Зайнуллина Э.Р. 86
 Зайцев Д.В. 138, 152, 202, 203,
 204, 216, 219, 221
 Зарвин А.Е. 182, 192, 193, 200
 Зарипов И.Ш. 37
 Захаревич А.С. 78
 Зимин В.П. 38
 Золоторёв Н.Н. 36, 124
 Зубков Н.Н. 93
 Иванова Н.А. 98
 Иващенко В.А. 39
 Игольников А.А. 231
 Игуменов И.К. 8
 Ильинков А.В. 37
 Исупов М.В. 184, 185, 187
 Ищенко А.В. 200
 Кабардин И.К. 40
 Кабов О.А. 116, 152, 196, 197,
 203, 221
 Калпана Мохан В.П. 123
 Каляда В.В. 182, 192, 193, 200
 Каплун А.Б. 226, 232, 233
 Карелин В.А. 166
 Касымов Д.П. 70
 Кашинский О.Н. 135, 136
 Кекалов А.Н. 27
 Кирдяшкин А.А. 41
 Кирдяшкин А.Г. 41
 Кириченко Д.П. 204
 Кириченко Е.О. 131, 205
 Кирсанов А.Ю. 167
 Кирсанов Ю.А. 167
 Киселев В.П. 206
 Киселев С.П. 206
 Кислицын С.А. 89
 Климентьев А.С. 65
 Климова В.А. 58
 Климонов И.А. 176
 Князьков Д.А. 69

- Козлов В. В. 71
 Козлов Е.А. 36
 Козловский Ю.М. 234
 Козулин И.А. 99, 137
 Козюлин Н.Н. 42, 62
 Комаров С.Г. 235
 Кондаурова Л.П. 20, 43
 Кондратьев А.В. 104
 Коноваленко А.И. 155
 Константинов В.О. 18
 Копьев Е.П. 72, 168
 Коробейщиков Н.Г. 210
 Коробков С.В. 44
 Коротких А.Г. 73
 Костогруд И.А. 217
 Кочкин Д.Ю. 21, 138
 Крайнов А.Ю. 74, 79
 Крайнов Д.А. 74
 Красинский Д.В. 75, 169
 Краснолуцкий С.Л. 236
 Кратиров Д.В. 56
 Крета А.С. 100, 203
 Крылов А.Н. 153
 Кубрак К.В. 207, 211
 Кудашов И.Г. 176
 Кудрявцев А.Н. 67
 Кузин В.А. 53
 Кузнецов А.В. 159, 160
 Кузнецов В.А. 76
 Кузнецов В.В. 9, 99, 114, 137, 139, 151, 165
 Кузнецов В.Т. 155
 Кузнецов Г.В. 10, 81, 85, 96, 230
 Кузнецов Д.В. 108
 Кулик А.В. 237
 Курганкина М.А. 77
 Курдюмов А.С. 136
 Куреня А.Г. 208
 Кхафаджи Х.К.А. 163
 Левин А.А. 84
 Лежнев Е.В. 189
 Лежнин С.И. 123, 140
 Леманов В.В. 45
 Летушко В.Н. 90, 173
 Литвиненко Ю.А. 71
 Литвинов И.В. 82, 170
 Литвинцев А.Ю. 187
 Лобанов П.Д. 123, 133, 141, 150
 Лобасов А.С. 32, 101
 Лобода Е.Л. 65, 66, 69
 Лукашов В.В. 8, 45
 Лукин В.В. 171
 Люлин Ю.В. 100, 102, 116
 Макаров М.С. 46
 Макарушкин Д.В. 167
 Максимов В.И. 78
 Максимовский Е.А. 211
 Мальцев В.А. 117
 Мальцев Л.И. 76
 Маркович Д.М. 7, 63, 142, 147
 Мартынец В.Г. 226, 233
 Марчук И.В. 102, 116
 Маслов А.А. 11
 Маслов Е.А. 36
 Матвеев А.М. 238
 Мезенцев И.В. 84, 103
 Мезенцева Н.Н. 84, 103
 Мелешкин А.В. 88
 Мески Г. 111
 Мешалкин А.Б. 226, 232, 233
 Милевский К.Е. 28
 Мильман О.О. 104, 171
 Минаков А.В. 101, 134, 174, 198, 209
 Мисник М.О. 54
 Миськив Н.Б. 158
 Мисюра С.Я. 105
 Митин К.А. 22, 24, 227
 Митяков В.Ю. 86, 172
 Михеев А.Н. 49 50
 Михеев Н.И. 30, 35, 47, 48, 49, 56, 145, 164
 Михиенкова Е.И. 134, 209
 Моисеева К.М. 79
 Молочников В.М. 49, 50, 145
 Морозов А.А. 12, 194
 Морозов А.В. 106, 107
 Морозов В.С. 105
 Мосунова Н.А. 176
 Мулляджанов Р.И. 39, 55
 Назаров А.Д. 109, 111, 158
 Накоряков В.Е. 27
 Наумкин В.С. 46
 Наумов И.В. 51
 Неверов А.Л. 134, 209
 Низовцев М.И. 90, 157, 173
 Николаев А.А. 82
 Николаев И.В. 210
 Ничик М.Ю. 142
 Новопапин С.А. 117
 Няшина Г.С. 77
 Овчинников В.А. 38
 Овчинников В.В. 132
 Огородников И.А. 143
 Окотруб А.В. 208, 211
 Осипова Н.А. 155
 Острик А.В. 238
 Ощепкова Т.Б. 223
 Павленко А.Н. 93, 97, 108, 109, 111, 115, 120, 208
 Павлов П.А. 87
 Паерелий А.А. 31, 50, 164
 Пахомов М.А. 110, 141
 Первунин К.С. 142, 147
 Перепелица Б.В. 52
 Перминов В.В. 70
 Перов В.Б. 171
 Перфильева К.Г. 148, 224
 Печеркин Н.И. 93, 109, 111
 Пильник А.А. 17
 Пинаев В.А. 184, 185
 Пискунов М.В. 85
 Питык А.В. 106, 107
 Платонов Д.В. 174
 Плетнев А.А. 53
 Плотников Л.В. 54
 Плотников М.Ю. 183, 186
 Плюсин П.Е. 160
 Пляшкевич В.А. 150
 Поволоцкий И.И. 231
 Полей А.К. 156
 Половников В.Ю. 175
 Полякова В.И. 40
 Пономаренко Т.Г. 212
 Попов И.А. 198
 Правдина М.Х. 40
 Предтеченский М.Р. 214
 Прибатурин Н.А. 123, 140, 176
 Приходько В.Г. 117, 153
 Прохоров Е.С. 80
 Проценко К.Р. 112
 Пряжников М.И. 101
 Пухначев В.В. 13
 Рагулин С.В. 107
 Разва А.С. 78
 Рандин В.В. 135, 136
 Расчектаева Е.П. 239, 240
 Ребров А.К. 14, 187, 207, 211
 Ребров С.Г. 188
 Рейно В.В. 65
 Роевко М.А. 210
 Романдин В.И. 155
 Роньшин Ф.В. 144, 220
 Рубцов Н.А. 243
 Рудяк В.Я. 15, 189, 236
 Рулева Е.В. 38
 Рыженьков В.О. 55
 Рыков В.А. 191
 Саввинова Н.А. 243
 Савкина Н.В. 36
 Савченко И.В. 241, 242
 Сайк В.О. 214
 Саломатов В.В. 81
 Саломатов Вл.В. 166
 Сальников М.В. 113, 118, 181
 Самошкин Д.А. 242
 Сапожников С.З. 86
 Саушин И.И. 30, 47, 56, 145
 Сафонов А.И. 197, 213, 214, 218
 Сафонов С.А. 114
 Сахапов С.З. 190, 201
 Сахипгареев А.Р. 106, 107
 Сахнов А.Ю. 57
 Светличная О.В. 215
 Светоносков А.И. 123
 Селихова Е.А. 73
 Семенов А.А. 216
 Семионов В.В. 146
 Сердюков В.С. 115, 208
 Сероштанов В.В. 172
 Сеницын В.А. 223
 Скороваров А.Ю. 153
 Слепцов С.Д. 243
 Слесарева Е.Ю. 109, 132
 Смирнов А.Л. 199
 Смирнов Д.А. 211
 Смирнова Т.П. 199
 Смвж Д.В. 201, 217
 Смутьский Я.И. 61

- Сокол М.Н. 44
Сокол М.Я. 161
Сорокин И.В. 73
Сошкина А.С. 107
Спесивцев С.Е. 21, 116
Станкус С.В. 234, 235, 239, 240, 242
Стариков Е.В. 58
Старинский С.В. 214
Стерлягов А.Н. 90
Стрижак П.А. 10, 77, 85, 96, 230
Стрижов В.Ф. 176
Суляева В.С. 213, 214, 218
Суртаев А.С. 115, 208
Сухинин Г.И. 113, 117, 118, 181, 185, 190
Сыродой С.В. 81
Такмовцев В.В. 37
Терентьев Д.И. 225
Терехов В.В. 59, 60, 91
Терехов В.И. 44, 60, 61, 91, 163
Тимошевский М.В. 142, 147
Тимошенко Н.И. 213, 214, 218
Титарев В.А. 191, 194
Ткаченко Е.М. 203, 219
Третьяков Д.С. 161
Туманов В.В. 115
Урбах А.Э. 180
Усанина А.С. 124, 127, 148
Усенко О.В. 38
Усов Э.В. 176
Фалеев В.А. 180
Фарапонов В.В. 36
Фафурин В.А. 164
Федорова Н.Н. 26
Федорович Е.Д. 53
Федосеев А.В. 113, 117, 118, 181, 185, 190, 201
Федосеева Ю.В. 211
Федяева О.Н. 161
Фролова А.А. 191, 194
Хабахпашев Г.А. 126
Хабибуллин И.И. 37
Харламов Г.В. 244
Хасанов И.Р. 96
Хомяков М.Н. 199
Хоуптон П. 111
Храмцов Д.П. 149
Хребтов М.Ю. 42, 62
Художитков В.Э. 192
Цвелодуб О.Ю. 128
Чебанюк С.В. 171
Чеверда В.В. 144, 212, 215
Чекмарев С.Ф. 16
Чередниченко В.С. 180
Черепанов А.Н. 119
Черепанова В.К. 119
Чернецкий М.Ю. 76
Чернов А.А. 17
Чернявский А.Н. 120
Чинак А.В. 150
Чиненов С.Т. 193
Чиннов Е.А. 144, 146, 220
Чухно В.И. 176
Шавалеев М.Р. 225
Шадрин Е.Ю. 168
Шакиров Р.Р. 35
Шамирзаев А.С. 121, 151
Шарафутдинов Р.Г. 18
Шарифуллин Б.Р. 51
Шаров К.А. 45
Шарыпов О.В. 72, 75
Шатекова А.И. 221
Шатский Е.Н. 146, 220
Шахов Е.М. 194
Швецов Д.А. 97
Шебелев А.В. 130
Шевырин А.А. 191
Шеремет М.А. 25, 228
Шершнёв А.А. 67
Шестаков М.В. 63
Шеховцов В.В. 125
Шифрин Б.А. 171
Шишкин А.В. 161
Шкарупа Е.В. 186
Шлегель Н.Е. 230
Шлепкин А.С. 106, 107
Шмаков А.Г. 71
Штерн В.Н. 51
Шторк С.И. 82, 170
Щеклеин С.Е. 58, 177, 178
Щукин А.В. 37
Щукин В.Г. 18
Элоян К.С. 152
Юдахин А.Е. 167
Юдин И.Б. 183
Юдин П.В. 42
Юсупов Р.Р. 82
Яворский Н.И. 40
Якимов А.С. 38
Ярыгин В.Н. 153
Ярыгин И.В. 117, 153
Яскин А.С. 182, 193

Ответственные за выпуск
д.ф.-м.н. А.А. Морозов,
Т.Т. Бьядовский

Подписано в печать 01.08.2018 г. Печать офсетная.
Бумага офсетная. Формат 60х84 1/16. Усл. печ. 29,5 л.
Тираж 220 экз. Заказ № 436

Отпечатано в типографии «Срочная полиграфия»
ИП Мальгин Алексей Михайлович
630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 6/1, оф.104
Тел. (383) 217-43-46, 8-913-922-19-07



Алексей Кузьмич Ребров – выдающийся ученый в области физической газодинамики, динамики разреженных газов, теплофизики и вакуумной техники.

Родился 30 июля 1933 г. Окончил Харьковский авиационный институт в 1955 году. Учился в аспирантуре Казанского авиационного института (1957—1960). Кандидат технических наук (1962 г.), тема диссертации: «Исследование теплообмена в разреженном пространстве». С 1961 года работает в Институте теплофизики. С 1966 года заведующий лабораторией разреженных газов. Доктор физико-математических наук (1972 г.), тема диссертации «Исследование расширения газа в среду низкой плотности». В 1990 году избран членом-корреспондентом АН СССР по Отделению проблем машиностроения, механики и процессов управления. В 2000 году избран академиком РАН.

Научная деятельность началась с участия в разработке метода огневого (струйного) бурения скальных пород. Внёс большой вклад в установление закономерностей динамики разреженных газов. Исследования теплообмена при свободной конвекции в разреженных газах отразились в разработке метода расчёта теплового состояния аппаратуры высотных истребителей и теплофизическом обосновании высотной астрофизической обсерватории «Сатурн». Создание в Институте теплофизики уникального вакуумного газодинамического комплекса и исследования газодинамики струй низкой плотности и неравновесных процессов в них (а именно поступательной, вращательной, колебательной релаксации, конденсации, генерации кластеров) позволили обеспечить моделирование струй космических летательных аппаратов, в частности, при их стыковке. Эти же исследования послужили научной базой для разработки экономичных пароструйных насосов с низким обратным потоком паров масел. В последние годы проводит фундаментальные исследования в обоснование различных струйных вакуумных технологий, в частности, газоструйного осаждения и синтеза наноразмерных систем.

Под его руководством подготовлено 32 кандидата наук, 13 из них стали докторами наук, один – академиком.

Организатор крупных международных симпозиумов по динамике разреженных газов в России в 1982 и 2006 г. и ряда всесоюзных и российских конференций.

Член международного совещательного комитета симпозиума по динамике разреженных газов, член Российского Национального комитета по теоретической и прикладной механике, член Российского вакуумного общества. Заместитель главного редактора журнала "ПМТФ".

Добра поминаются!