

Сибирское отделение Российской академии наук

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Российский фонд фундаментальных исследований



АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОФИЗИКИ И ФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ

Тезисы докладов XIII Всероссийской школы-конференции
с международным участием

20 – 23 ноября 2014 г.

Сибирское отделение Российской академии наук

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Российский фонд фундаментальных исследований



«АКТУАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ТЕПЛОФИЗИКИ И ФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ»

Тезисы докладов XIII Всероссийской школы-конференции
с международным участием

20 – 23 ноября 2014 г.

Новосибирск
2014

Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики: Тезисы докл. Всерос. школы-конф. с международным участием, Новосибирск, 20–23 ноября 2014 г. – Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2014.– 195 с - Электронная версия.

Сборник содержит тезисы научных сообщений молодых учёных и студентов, доложенных на XIII Всероссийской школе-конференции «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», которая проводилась Институтом теплофизики им. С.С. Кутателадзе в Новосибирске 20–23 ноября 2014 г. при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-38-10268-мол_г)

Представлены тезисы докладов по следующим направлениям:

1. Тепломассообмен и гидрогазодинамика однофазных сред;
2. Динамика разреженного газа и плазмы;
3. Тепломассообмен и гидрогазодинамика многофазных систем;
4. Теплофизические и экологические проблемы в энергетике;
5. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность;
6. Тепломассообмен при фазовых превращениях и интенсивных потоках энергии;
7. Методы и средства теплофизического и гидрогазодинамического эксперимента;
8. Гидродинамика и тепломассообмен в микро- и наносистемах;
9. Теплофизические свойства и новые материалы.

ОРГКОМИТЕТ

Сопредседатели

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

Козлов В.В., д.ф.-м.н., проф.

Куйбин П.А., д.ф.-м.н.

Кузнецов В.В., д.ф.-м.н., проф.

Кузнецов Г.В., д.ф.-м.н., проф.

Леонтьев А.И., академик РАН

Новопашин С.А., д.ф.-м.н.

Павленко А.Н., чл.-корр. РАН

Покусаев Б.Г., чл.-корр. РАН, проф.

Предтеченский М.Р., чл.-корр. РАН

Прибатурина Н.А., д.т.н.

Ребров А.К., академик РАН

Рудяк В.Я., д.ф.-м.н., проф.

Станкус С.В., д.ф.-м.н., проф.

Терехов В.И., д.т.н., проф.

Федорук М.П., д.ф.-м.н., проф.

Фомин В.М., академик РАН

Ханъялич К., проф., Делфтский техн. университет

Шарыпов О.В., д.ф.-м.н.

Шестаков М.В., председатель СНМ ИТ СО РАН

Шторк С.И., к.ф.-м.н.

Яворский Н.И., д.ф.-м.н., проф.

Ярыгин В.Н., д.т.н., проф.

Учёные секретари

Замчий А.О., аспирант НГУ
Сахнов А.Ю., к.ф.-м.н.

Члены научного комитета

Бердников В.С., д.ф.-м.н.
Большов Л.А., чл.-корр. РАН
Гешев П.И., д.ф.-м.н., проф.
Кабов О.А., д.ф.-м.н., проф.
Кавазое Й., проф, университет Тохоку
Кащинский О.Н., д.ф.-м.н.
Кедринский В.К., д.ф.-м.н., проф.

Ханъялич К., проф., Делфтский техн. университет

Шарыпов О.В., д.ф.-м.н.

Шестаков М.В., председатель СНМ ИТ СО РАН

Шторк С.И., к.ф.-м.н.

Яворский Н.И., д.ф.-м.н., проф.

Ярыгин В.Н., д.т.н., проф.

Электронное издание сборника тезисов проводилось с авторских листов участников конференции. За ошибки и опечатки авторов издательство ответственности не несет.



Лекции приглашённых учёных



ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ КЛАСТЕРОВ И НАНОМАТЕРИАЛОВ

Булгаков А.В.

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

Кластеры – малые частицы нанометровых и субнанометровых размеров – являются особым состоянием вещества и отличаются по свойствам как от составляющих их атомов (молекул), так и массивных 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, каркасные металло-углеродные структуры (met-cars) ряд других стабильных наносистем. В докладе излагаются физические принципы лазерного синтеза кластеров и наноматериалов, дается обзор современных экспериментальных и теоретических методов исследования процессов и различных стадий синтеза. Анализируются механизмы, динамика и условия формирования ряда кластерных систем с различным типом химической связи. 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 наноматериалов с функциональными свойствами, перспективными для применения в таких областях как катализ, наноэлектроника, спинtronика, медицина.

**ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛОФИЗИКИ И ГИДРОГАЗОДИНАМИКИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ**

Булгакова Н.М.

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

В лекции представлен комплексный анализ сложной взаимосвязи процессов, происходящих при воздействии мощного импульсного лазерного излучения на твердые неорганические материалы в режимах, широко используемых в лазерных технологиях и научных исследованиях. Рассматриваются режимы лазерной обработки поверхностей различных видов материалов и объемной модификации оптических стекол и кристаллов в целях прямой записи фотонных структур. Для разных типов материалов (металлы, полупроводники, диэлектрики) обсуждаются механизмы абляции и модификации свойств с точки зрения термодинамической эволюции вещества, внезапно нагретого в сильно неравновесное состояние, такие как испарение, взрывное вскипание, кулоновский взрыв, спалляция (откол поверхности слоя), аморфизация кристаллических материалов и кристаллизация аморфных, возникновение полых структур в объеме облученного материала. Подчеркивается важная роль механических напряжений в форми-

ровании структуры модифицированной области, в частности возможность изменять в широких пределах энергетическую щель полупроводниковых материалов. Дан подробный анализ баланса энергии лазерного импульса, поглощенной веществом. Демонстрируются различные подходы к моделированию лазерно-индукционных процессов. Подробно анализируется течение продуктов абляции при испарении материала в фоновом газе (воздухе) с формированием ударно-волновых и вихревых структур. Приводятся данные моделирования пробоя воздуха при распространении лазерного излучения к поверхности материала с формированием «плазменной трубы» и ее влияние на динамику течения продуктов абляции. В заключение демонстрируются экзотические лазерно-индукционные течения расплава в глубине оптических стекол и дан обзор необычных явлений и нерешенных проблем взаимодействия излучения с конденсированным веществом.

**ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ И ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ
НА МИКРОМАСШТАБЕ**

Кузнецов В.В.

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

Исследования процессов тепло- и массопереноса при фазовых превращениях и химических реакциях на микромасштабе бурно развиваются в последнее время. Это связано с ростом технологических приложений, которые требуют передачи больших потоков тепла и массы в ограниченном объеме, например в компактных парогенераторах/конденсаторах энергетических и криогенных устройств, системах охлаждения микропроцессоров, МЭМС технологиях, микрореакторах. При уменьшении масштаба течения возникает широкий спектр явлений, которые не типичны на большом масштабе и слабо изучены. Степень их появления зависит не только от масштаба течения, но и от формы каналов, капиллярных сил, скоростей течения, тепловых потоков, давления и т.д. Определение закономерностей течения и тепломассообменных процессов в микросистемах и условий, при которых влияние масштаба становится определяющим, рассмотрено в данной работе.

Рассмотрены закономерности капиллярной гидродинамики двухфазных газожидкостных течений в микросистемах. В системах каналов малого размера эффекты стесненности и капиллярные силы становятся преобладающими и определяют режим течения и теплообмена [1]. Установлено, что основными режимами газожидкостного течения в микроканалах являются режим течения с удлиненными пузырями, переходное и кольцевое течение. Теоретически установлены закономерности кольцевого газожидкостного течения в канале прямоугольного сечения, получена степень влияния капиллярных сил на распределение фаз по периметру канала. Разработаны методы расчета потерь давления на трение в микроканале, учитывающие влияние капиллярного давления.

Рассмотрены закономерности тепломассообмена при кипении хладонов и воды в условиях вынужденной конвекции в микрожидкостных системах. Кипение в таких системах может происходить как при преимущественном вкладе пузырькового кипения, так и вынужденной конвекции [1,2]. Определены режимы теплообмена с преимущественным вкладом пузырькового кипения, вынужденной конвекции и испарения сверхтонких пленок жидкости, предложены модели расчета теплоотдачи с учетом подавления пузырькового кипения и перехода к преимущественному испарению сверхтонких пленок жидкости. Развиты методы расчета теплообмена при испарении и конденсации в миниканалах и микроканалах сложной формы, которые учитывают стягивание жидкости в углы канала и установление предельного радиуса мениска в углах каналов при высокой скорости пара, построена модель испарения в окрестности контактной линии. Установлено значительное увеличение краевого угла смачивания на нагретой поверхности

из-за интенсивного испарения жидкости в области минимальной толщины пленки.

Рассмотрена динамика фазового перехода при сверхбыстром переводе микрообъемов жидкости в метастабильное состояние, что является основой работы целого ряда МЭМС систем. Развита теория самосогласованного зародышеобразования и роста пузырей в поле волны давления, возникающей при распаде жидкости на гладкой и наноструктурной поверхности. Рост пузырей в окрестности спинодали рассмотрен с учетом сжимаемости жидкости и неоднородности поля температуры, обсужден механизм подвода тепла со стороны окружающей жидкости и через микрослой, в том числе при образовании сухих пятен при высокой внешней плотности энергии. Численно получены свойства фазового перехода в зоне глубокой метастабильности, разработаны методы управления режимами взрывного кипения.

Рассмотрены закономерности гетерогенных химических реакций в микроканалах с каталитически активными наноструктурами, включая реакции конверсии углеводородов и спиртов в водород, изучена кинетика многостадийных реакций в газовой фазе. В микроканалах с тонкопленочным катализатором на стенках внешние и внутренние диффузионные ограничения на скорости реакций в значительной степени подавлены и реакции протекают в кинетическом режиме. Теоретически получены закономерности химических превращений метана в среде паров воды, развит предложенный в [3] метод проведения химических превращений в неравновесных условиях при переменной температуре в зоне гетерогенных реакций. Обнаружено сильное воздействие тепловых и диффузионных процессов на скорость и последовательность гетерогенных реакций, разработаны методы управления реакциями конверсии углеводородов в компактных процессорах получения водорода.

Список литературы:

1. Kuznetsov V.V. Heat and mass transfer with phase change and chemical reactions in microscale // Proc. of the International Heat Transfer Conference IHTC14. Washington, D.C., 2010. Paper 22570.
2. Kuznetsov V.V., Shamirzaev A.S. Boiling Heat Transfer for Freon R21 in Rectangular Minichannel // Heat Transfer Engineering. 2007. V. 28. P. 738–745.
3. Kuznetsov V.V., Kozlov S.P. Modeling of Methane Steam Reforming in a Microchannel with a Heat Flow Distributed in Length // Journal of Engineering Thermophysics. 2008. V. 17. No. 1. P. 53-59.

Работа выполнена при частичной поддержке: проекта 2.11 Программы фундаментальных исследований Президиума РАН на 2012-2014 г, проекта 4.3 Программы фундаментальных научных исследований ОЭММПУ РАН, Интеграционного проекта № 74 Сибирского Отделения РАН.



Доклады молодых учёных



РАЗРАБОТКА И ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ КОНВЕРСИИ ТВЁРДОГО ТОПЛИВА

Абаймов Н.А., Рыжков А.Ф.

ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина»,
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Одним из путей решения проблемы повышения потребительских свойств твёрдого топлива является использование установок газификации. При этом подразумевается производить газ требуемого состава и свойств. Ужесточающиеся экологические нормы делают газификацию одной из наиболее перспективных энергетических и химических технологий.

Наиболее высокотехнологичным узлом ПГУ с ВЦГ является узел ТХК. Ввиду сложности процессов, протекающих в реакторе ТХК, возникает необходимость в тщательном изучении особенностей функционирования данных установок. В России, как и за её пределами всё чаще прибегают к использованию математических методов и численных исследований газификационных установок [1, 2].

В качестве базового пакета численного моделирования используется ANSYS CFX, как один из наиболее совершенных и перспективных CFD-продуктов. Тем не менее, отсутствие необходимого встроенного функционала моделирования гетерогенных реакций приводит к необходимости создания программного модуля, позволяющего рассчитывать соответствующие реакции. Для верификации используемых математических моделей было проведено 3 численных эксперимента: верификация модели турбулентности по данным, полученным на циклонной камере (ИТМО НАН Беларусь, Минск) [3]; верификация термохимических процессов проведена на основании данных, полученных на прямоточной экспериментальной установке (УрФУ) [4] и на испытательном стенде с вихревой горелкой [5] (Университет им. Бен-Гуриона в Негеве, Израиль).

Особенности аэродинамики потоков для циклонных камер являются ключевым моментом. В этой связи, математическая модель $k\text{-}\varepsilon$ была верифицирована с использованием данных, полученных на экспериментальной установке для исследования аэродинамики изотермической циклонной (циклонно-слоевой) камеры [3]. Результаты данной верификации приведены в [6].

Механизмы термохимических процессов, протекающих во время газификации твёрдого топлива, являются наиболее сложными и малоизученными. Тем не менее, отсутствие общепринятой методики численного моделирования газификационных процессов требует от исследователя использования одной из существующих концепций. Для исследования и моделирования процесса низкотемпературной термохимической конверсии угля использовались данные, полученные на испытательном стенде с вихревой горелкой [5].

В данной работе проводилась верификация двух моделей термохимических процессов в реакторе: модели, разрабатываемой в УрФУ на основе CFD-пакета ANSYS CFX (CFX-модель) [6]; и модель, разработанная в университете Бен-Гурион (Израиль) в

CFD-пакете GLACIER производства Reaction Engineering International [5] по данным, полученным в результате воздушной и паровоздушной газификации южноафриканского битуминозного угля марки AKD.

На рисунке 1 представлены графики сравнения значений (на сухую массу) величин на оси топки, полученных на испытательном стенде, на разрабатываемой модели в ANSYS-CFX и на модели, созданной в CFD-пакете GLACIER.

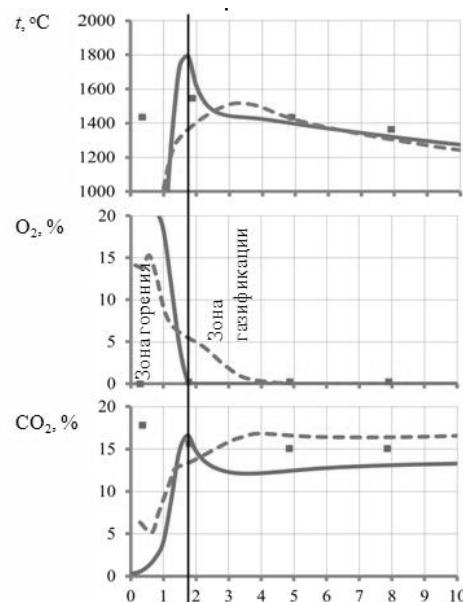


Рис. 1. Графики сравнения модельных-ANSYS CFX (кривые), модельных-GLACIER (штрихи) и экспериментальных данных (точки) на оси топки при паровоздушной газификации.

Рассмотрим подробнее паровоздушную газификацию, как наиболее рас-пространённый и комплексный процесс термохимической конверсии твёрдого топлива.

Распределение температуры в приосевой области реактора, полученное на CFX-модели, достаточно близко к экспериментальным данным - расположения пиковых температур совпадают (1.7 L), за исключением начального (до 1 L) низкого уровня, возможно из-за отсутствия топлива в центре горелки, о чём говорит и повышенная модельная концентрация кислорода в этой области. GLACIER-модель показывает ту же пиковую температуру, что и эксперимент, но при этом сам пик температуры и, соответственно, начало газификационной зоны смешён дальше по длине топки (3.2 L). Пик температуры в моделях и эксперименте свидетельствует об образовании топливно-воздушной смеси в стехиометрическом соотношении, что приводит к интенсивному горению в первую очередь по реакции (1), вследствие чего расходуется весь имеющийся кислород. Экспериментальные же данные демонстрируют почти мгновенное начало процесса горения на оси топки. Холодная

начальная область в моделях говорит о недостаточной точности описания аэродинамической структуры потоков в области интенсивного вихреобразования. Начиная с 3 L модельные и экспериментальные температуры практически совпадают.

Работа модели на примере растопочной пылеугольной горелки. В установке использовалась конструкция, разработанная в УрФУ (рис. 2, а) для термоподготовки топлива [4]. Для отработки механизмов воздействия аэродинамики камеры на состав и теплоту сгорания получаемого газа была создана трёхмерная модель рассчитываемого реактора (рис. 2, б).

На основании данных, полученных в результате моделирования и учитывая конструктивные особенности исходной установки, была разработана и также смоделирована изменённая конструкция реактора для частичной газификации (рис. 2, в).

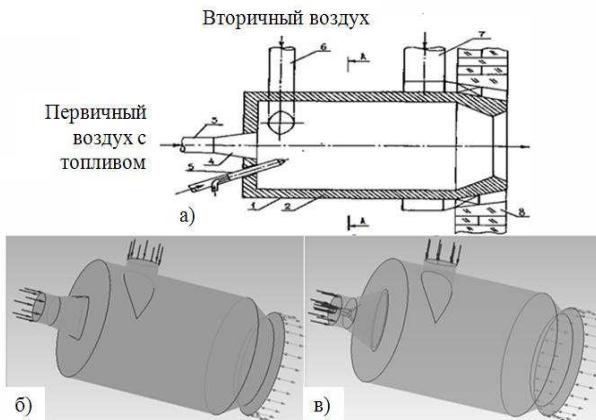


Рис. 2. Растопочная пылеугольная горелка: а) конструкция реактора; б) трёхмерная модель исходной конструкции; в) трёхмерная модель модернизированной конструкции.

Аэродинамическая структура потока в циклонных камерах определяет все физико-химические процессы, протекающие в ней, что вызывает необходимость в оптимизации данной структуры. Одним из важнейших параметров оптимизации, как отмечал Г.Ф. Кнорре, является местоположение тангенциального патрубка вторичного воздуха.

Рассматривались 3 ключевых позиции расположения патрубка: у входа в циклон (№1), в середине (№3) и у выхода (№5); и 2 промежуточных – между входным и средним (№2), между средним и выходным (№4). Ключевым параметром для сравнения считаем массовую концентрацию CO на выходе из реактора (рис. 3), так как этот компонент является основным горючим газом в получаемом составе (доли водорода и метана существенно ниже 1%).

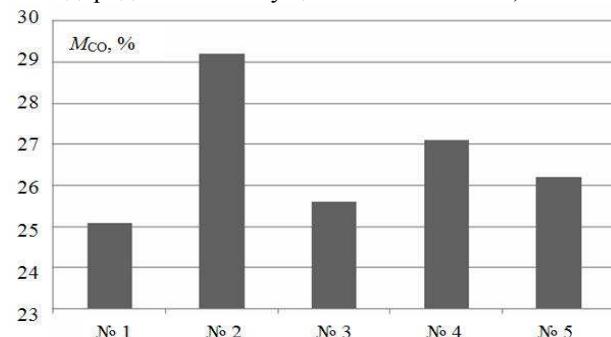


Рис. 3. Концентрация (масс.) CO в получаемом газе при различных конфигурациях тангенциального сопла.

Содержание CO на выходе из оптимизированной конструкции №2 является наибольшим, и составляет 29.2 %. Это обуславливается с одной стороны, хорошо развитым зажигательным поясом (он успевает максимально развиться, в отличие от №1), а с другой – достаточным временем пребывания частиц топлива для интенсивного реагирования.

Таким образом, в результате модернизации исходной конструкции предтопка, в хвостовой части реактора появилась восстановительная зона, благодаря которой существенно возросла теплота сгорания генераторного газа (более чем в 2.5 раза: с 2 МДж/кг до 5.1 МДж/кг). Соотношение тепла в газе к теплу в коксе изменилось с 1:4 до 1:2 соответственно. Данный параметр особенно важен при использовании реактора в схемах двухтопливных (генераторный газ и кокс) гибридных ПГУ [2]. Оптимизация конструкции дополнительно увеличила теплоту сгорания получаемого газа на 20%.

В дальнейших исследованиях планируется доработка модели термохимических процессов с учётом результатов верификации, проведённой в данной работе.

Список литературы:

- Гордеев С.И., Вальцев Н.В., Богатова Т.Ф. и др. О предпроектной проработке гибридной угольной ПГУ с воздухонагревателем // Электрические станции. 2012. № 10. С. 17-21.
- Рыжков А.Ф., Богатова Т.Ф., Вальцев Н.В. и др. Разработка низкотемпературных реакторов термохимической конверсии для угольной энергетики // Теплоэнергетика. 2013. № 12. С. 47-55.
- Пицуха Е.А., Теплицкий Ю.С., Бородуля В.А. и др. Исследование структуры закрученных течений в циклонной камере при различных условиях ввода и вывода газа. // ИФЖ. 2012. Т.85. № 2. С. 305–317.
- Берг Б.В., Батхишиг А., Вальцев Н.В. и др. Разработка растопочной пылеугольной горелки // Электрические станции. 2012. № 10. С. 22-27.
- Spitz N., Saveliev R., Kotyutnyi E., Perelman M., Bar-Ziv E., Chudnovsky B. Prediction of Performance and Pollutant Emission from Pulverized Coal Utility Boilers // Chapter 3 in Electric Power: Generation, Transmission and Efficiency, Nova Science Publishers, Inc., Editor: C.M. Lefebvre. 2007. P. 121-170.
- Абаимов Н.А., Рыжков А.Ф. Исследование конверсии топлив методом ТГА и моделирование процессов газификации. Часть 2: численное моделирование // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Сборник научных статей. Киев: "НПВК Триакон". 2013. №2 (13). С. 68-73.

Работа выполнена при финансовой поддержке УрФУ в рамках реализации Программы развития УрФУ для победителей конкурса «Молодые ученые УрФУ».

ТЕРМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАСПЛАВОВ СИСТЕМ НАТРИЙ-СВИНЕЦ И КАЛИЙ-СВИНЕЦ

Абдуллаев Р.Н.

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

В качестве перспективных теплоносителей для ядерных реакторов на быстрых нейтронах рассматриваются расплавы натрий-свинец (с содержанием свинца до 10 ат. %) [1] и сплав калий-свинец эвтектического состава (90,7 ат. % Pb) [2]. Сплавы системы Na-Pb с малым содержанием свинца являются существенно менее пожароопасными по сравнению с чистым натрием [1], а небольшие добавки калия в свинец приводят к значительному уменьшению его коррозийной активности по отношению к конструкционным материалам на основе хромистой стали [2]. Однако многие термодинамические свойства жидких систем Na-Pb и K-Pb изучены недостаточно надежно и подробно, что затрудняет анализ перспектив использования этих расплавов в качестве охлаждающих жидкостей. В частности расхождение литературных данных по плотности расплавов K-Pb достигает 4 %.

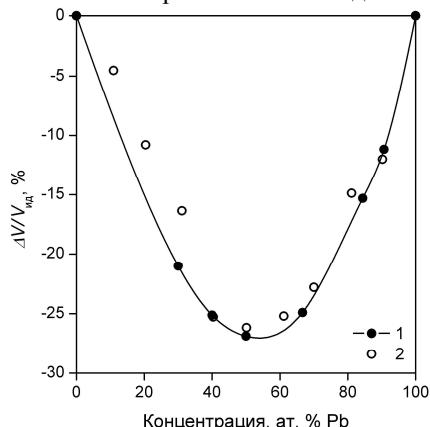


Рис. 1. Концентрационная зависимость избыточного мольного объема жидкой системы K-Pb при температуре 880 К: 1 – наши данные; 2 – данные [3].

В данной работе, методом просвечивания образцов узким пучком монохроматического гаммаизлучения были измерены плотность и объемные коэффициенты термического расширения жидких сплавов натрий-свинец (до 70 ат. % Pb) и калий-свинец (от 30 до 90,7 ат. % Pb) в интервале температур от линии ликвидуса до 950 К. С использованием экспериментальных результатов и литературных данных построены температурные и концентрационные зависимости термических свойств расплавов Na-Pb и K-Pb в исследованных интервалах параметров состояния. В частности, подтверждено, что концентрационная зависимость мольного объема как системы натрий-свинец, так и системы калий-свинец сильно отклоняется от правила аддитивности для идеальных растворов. При этом наибольшее отклонение (около 27 %) наблюдается для эвтилатомного сплава K-Pb, см. рис. 1.

Как видно из рис. 2, полученная нами концентрационная зависимость объемного коэффициента термического расширения (β) расплавов системы Na-Pb

также ведет себя необычно, демонстрируя максимум в области 21 ат. % Pb. Это явление обнаружено впервые, поскольку результаты предыдущих исследований теплового расширения [4] отягощены существенными погрешностями, не позволяющими его выявить. На концентрационной зависимости β жидкой системы K-Pb также обнаружено сильное отличие от значений, соответствующих идеальному раствору, однако для этих расплавов наибольшие отклонения от идеальности наблюдаются в области 40–50 ат. % Pb.

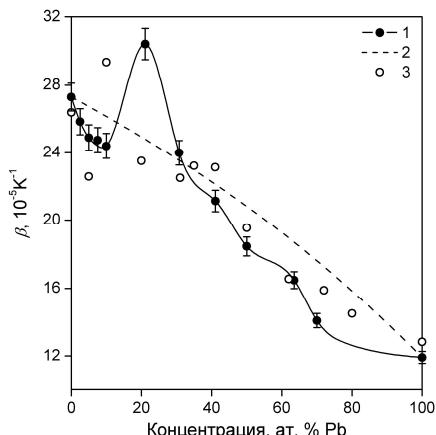


Рис. 2. Концентрационная зависимость объемного коэффициента термического расширения жидкой системы Na-Pb при температуре 700 К: 1 – наши данные; 2 – идеальный раствор; 3 – данные [4].

Показано, что особенности поведения мольного объема и коэффициентов теплового расширения расплавов систем Na-Pb и K-Pb связаны с тенденцией к образованию интерметаллических комплексов в жидких сплавах.

Список литературы:

1. Засорин И.И., Кузнецова Л.М., Кумской В.В. и др. Исследование свойств сплава натрий-свинец с целью выбора состава пожаробезопасного теплоносителя // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2008. № 4. С. 72–77.
2. Субботин В.И., Арнольдов М.Н., Козлов Ф.А., Шимкевич А.Л. Жидкометаллические теплоносители для ядерной энергетики // Атомная энергия. 2002. Т. 92. № 1. С. 31–42.
3. Saar J., Ruppertsberg H. Specific heat of liquid K/Pb alloys calculated from $(\partial p / \partial T)_s$ and $\rho(T)$ data // Z. Phys. Chem. N. F. 1988. Bd. 156. S. 587–581.
4. Ruppertsberg H., Jost J. Determination of the heat capacity of liquid alloys according to the $(\partial p / \partial T)_s$ procedure: Pb/Na // Thermochimica Acta. 1989. Vol. 151. P. 187–195.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00192_a)

СПИРАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЯХ С ГОРЕНИЕМ

Абдуракипов С.С.^{1,2}, Дулин В.М.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Образование крупномасштабных вихревых структур (КВС), свойственное турбулентным течениям, интенсифицирует процессы тепло- и массообмена, поэтому способы управления этим процессом привлекают повышенный интерес с точки зрения, как фундаментальных исследований, так и практического применения. Общеизвестно, что интенсивная закрутка потока, приводящая к распаду вихревого ядра (ПВЯ) и образованию приосевой зоны рециркуляции, используется в горелочных устройствах для стабилизации пламени [1]. Этот режим течения характеризуется развитием спиральной моды неустойчивости потока, имеющей форму прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ) [1]. Хотя интенсивные турбулентные флуктуации, вызванные крупномасштабными спиральными вихрями, улучшают процессы смешения, что может быть использовано для надежной стабилизации пламени, гидродинамическая неустойчивость течения представляет опасность из-за возможности резонанса с акустическими модами камеры горения. Таким образом, информация о характеристиках течения с ПВЯ и, прежде всего, о частотах возникающих неустойчивостей необходима для разработки и совершенствования горелочных устройств. Этот контекст объясняет актуальность настоящего экспериментального и численного исследования КВС в закрученном пламени современным методами измерения Particle Image Velocimetry (PIV), линейного локального анализа устойчивости и статистических подходов Proper Orthogonal Decomposition (POD) и Dynamic Mode Decomposition (DMD).

Использование метода PIV для измерения полей мгновенной скорости в турбулентных потоках позволяет получать количественную информацию о характеристиках КВС и их динамике. Линейный локальный анализ устойчивости спектральным методом коллокаций Чебышева применялся для изучения наиболее неустойчивых энергонесущих мод потока. В последнее время широкое развитие получили статистические методы POD и DMD [2] для анализа полей пульсаций скорости, измеряемых методом PIV в турбулентных потоках. Применение методов к ансамблю полей мгновенной скорости позволяет получить конечный набор собственных значений и пространственных базисных функций (мод). При этом главные POD моды соответствуют пульсациям скорости, вносящим наибольший вклад в кинетическую энергию турбулентности (КЭТ) потока. Главные DMD моды отвечают пульсациям скорости высокой амплитуды, эволюционирующими в потоке с характерной частотой. Вклад POD мод в КЭТ и характеристические частоты DMD мод определяются спектром собственных значений. Из литературы известно, что если пульсации в турбулентном потоке соответствуют квазипериодичной динамике вихревых структур, то

эти структуры будут обязательно отражены в доминирующих POD и DMD модах. При этом суперпозиция доминирующих мод позволяет построить низкоразмерную модель полей скорости потока, описывающую эволюцию КВС [1, 2].

Для организации струи и открытого пламени пропано-воздушной смеси было использовано сопло Витошинского с выходным диаметром $d = 15$ мм. Число крутки потока определялось по геометрии завихрителя и равнялось $S = 0.41$ и 1.0 (слабая и сильная закрутка); число Рейнольдса и среднерасходная скорость потока равнялись $Re = 6000$; $U_0 = 5.6$ м/с, соответственно. Для измерения с частотой 770 Гц полей мгновенной скорости в центральной плоскости потока была использована скоростная PIV система «ПОЛИС». Детали эксперимента, алгоритмы расчета и обработки полей скорости, и структура потока описаны в работе [1].

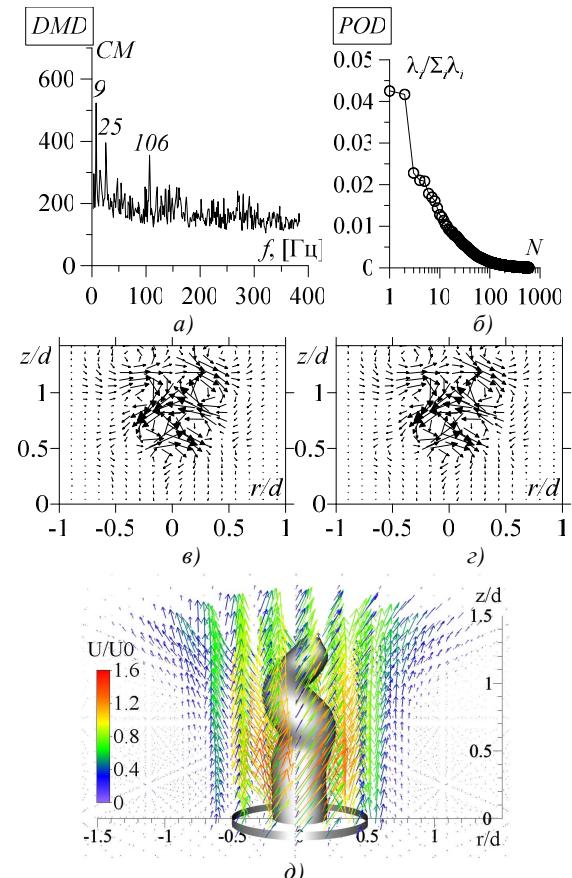


Рис. 1. Спектры DMD (а) и POD (б) разложения ансамбля полей скорости поднятого пламени при слабой закрутке ($S = 0.41$). Две главные моды POD разложения (в, г). Пространственная структура наиболее энергоемких пульсаций в поднятом пламени (д), реконструированная на основе поля средней скорости и двух главных POD мод и визуализированная с использованием изоповерхности критерия "swirling strength".

В качестве примера здесь представлены результаты для поднятого пламени (коэффициент стехиометрии $\phi = 2.5$). На рис. 1 и 2 в, г можно видеть две главные POD моды пульсаций скорости для случая слабой и сильной закрутки, соответственно. Собственные значения POD разложения в зависимости от номера моды показаны на рис. 1 и 2 б. Для сильной закрутки две первые POD моды, содержащие больше 20% КЭТ потока, хорошо описывают амплитуду и размеры спиральных вихрей во внутреннем слое смешения и внутри зоны рециркуляции, возникающие из-за интенсивного ПВЯ.

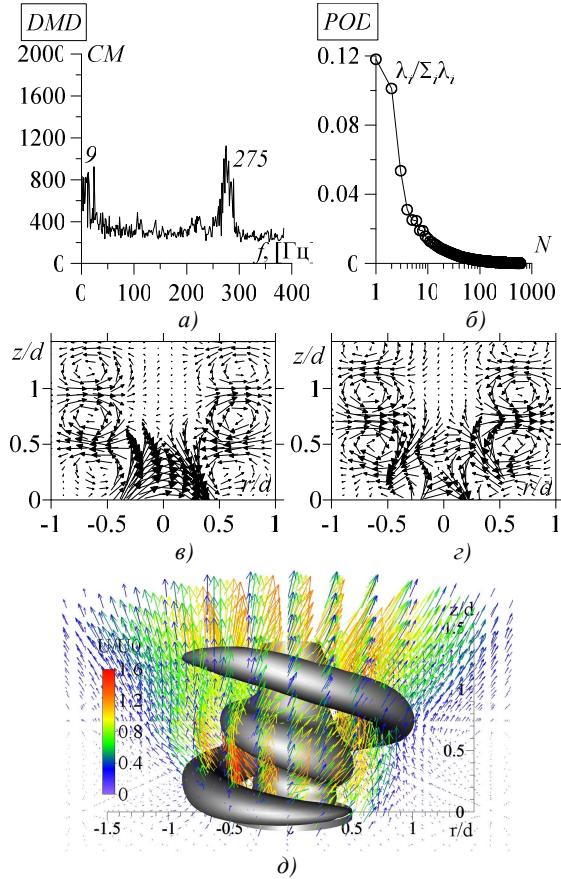


Рис. 2. Спектры DMD (а) и POD (б) разложения ансамбля полей скорости поднятого пламени при сильной закрутке ($S = 1.0$). Две главные моды POD разложения (в, г). Пространственная структура наиболее энергоемких пульсаций в поднятом пламени (д), реконструированная на основе поля средней скорости и двух главных POD мод и визуализированная с использованием изоповерхности критерия "swirling strength".

Для слабой закрутки две первые POD моды соответствуют малоамплитудным возмущениям на вихревом ядре вследствие его прецессии. Частоты пульсаций, доминирующие в потоке, найденные из DMD анализа для слабозакрученного и сильнозакрученного поднятого пламени показаны на рис. 1 и 2 а, соответственно, где приведена зависимость меры когерентности (СМ) каждой DMD моды от мнимой части комплексного собственного значения (частоты). Для сильной закрутки была определена частота и амплитуда ПВЯ. По сравнению с изотермическим течением частота прецессии для поднятого пламени увеличилась на 12% (с 245 до 275 Гц), и имели место низкочастотные осцилляции (с частотой 9 Гц) объема внешнего воздуха, вовлекаемого в пламя. При слабой

закрутке не удалось обнаружить выделенной частоты ПВЯ. Линейный анализ устойчивости показал, что течения при слабой закрутке являются конвективно неустойчивыми к набору азимутальных мод с положительными m , в то время, как сильнозакрученные течения абсолютно неустойчивы к первой азимутальной моде $m = -1$.

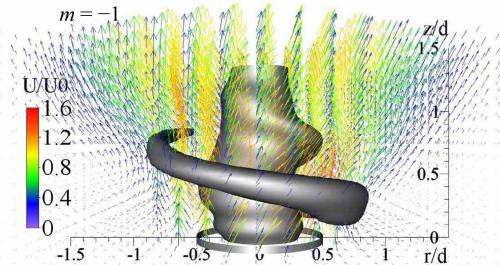


Рис. 3. Пространственная структура наиболее энергоемких пульсаций в поднятом пламени при сильной закрутке, реконструированная на основе поля средней скорости и наиболее неустойчивой моды $m = -1$, полученной из линейного локального анализа устойчивости.

Как и при сильной закрутке, в потоке присутствовали низкочастотные осцилляции с частотой 9 Гц, связанные с тепловыделением. В данной работе на основе низкоразмерной реконструкции с использованием двух главных POD мод и поля средней скорости аналогично [1, 2] была восстановлена трехмерная пространственная структура спиралевидных возмущений на вихревом ядре струи и во внешнем слое смешения (см. рис 1 и 2 д). Аналогичная структура потока при сильной закрутке была получена из линейного анализа устойчивости (рис. 3). Для идентификации КВС на полях скорости использовался критерий "swirling strength", характеризующий интенсивность вихревого движения. Обнаруженные вторичные вихри, соответствующие ненулевой азимутальной завихренности, являются левовинтовыми спиралью [1].

Можно заключить, что применение методов POD и DMD к данным скоростным PIV измерений в закрученном пламени позволило получить фазово-осредненную структуру когерентных пульсаций в потоке, определить характерные частоты турбулентных пульсаций для различных областей потока и проанализировать масштабы соответствующих этим частотам пространственных когерентных структур. Как для изотермического течения, так и для поднятого пламени, при сильной закрутке потока динамика и характеристики КВС, имеющие спиральную форму, определялись доминирующим влиянием ПВЯ с высокой амплитудой. При слабой закрутке амплитуда спиральных возмущений, связанных с ПВЯ, была существенно ниже. При этом выделенной частоты в эволюции ПВЯ обнаружено не было.

Список литературы:

1. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Yu. 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. P. 1862 – 1890.
2. Markovich D.M., Abdurakipov S.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Hanjalic K. Comparative analysis of low- and high-swirl confined flames and jets by proper orthogonal and dynamic mode decompositions // Phys. Fluids. 2014. V. 26. P. 22.

КОЭФФИЦИЕНТ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ГАДОЛИНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ ТОЧКИ КЮРИ ДО 1000°С

Агажанов А.Ш., Савченко И.В., Самошкин Д.А.

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

В настоящее время, несмотря на то, что гадолиний получил широкое применение в электронике и атомной технике, его транспортные свойства, в частности, коэффициент температуропроводности a , исследован недостаточно подробно. По нашим сведениям имеется ограниченное количество работ [1 – 4], в которых измерялась температуропроводность поликристаллического гадолиния. В основном, эти работы выполнены при высоких температурах, не ниже 600...800°C. Не удалось найти опубликованные данные по зависимости $a(T)$ вблизи точки Кюри. В этой связи целью настоящей работы являлась попытка восполнить этот пробел, экспериментально исследовав коэффициент температуропроводности поликристаллического гадолиния в широком интервале температур от комнатной до 1000°C, включая область магнитного фазового перехода.

Измерение коэффициента температуропроводности a проводилось методом лазерной вспышки [5] на автоматизированной экспериментальной установке LFA-427 фирмы Netzsch. Для экспериментов использовался гадолиний марки ГдМ-1 чистотой 99,85 % по массе. Образец был изготовлен в виде диска диаметром 12,6 мм и толщиной 2 мм с плоскопараллельными шлифованными торцами.

Исследуемый образец, предварительно отожжённый в вакууме (10^{-5} Торр) при температуре 1100°C в течение нескольких часов, устанавливался в вертикально расположенный держатель на игольчатые подставки внутри высокотемпературной электропечи LFA-427 с инертной атмосферой (аргон 99,992 об. %). Нижняя поверхность диска облучалась коротким лазерным импульсом (1,064 мкм) от Nd: YAG лазера с длительностью 0,8 мс и энергией до 10 Дж. Изменение температуры верхней поверхности регистрировалось ИК-детектором, который охлаждался жидким азотом. Коэффициент температуропроводности a рассчитывался по термограмме разогрева с учетом тепловых потерь по модели [6]. Вводилась поправка на конечную длительность лазерного импульса и его реальную форму. Измерения при заданной температуре осуществлялись после терmostатирования образца в серии из трех «выстрелов» лазера. Интервал между «выстрелами» составлял 3 минуты. Температура образца измерялась при помощи термопары типа S, рабочий спай которого был расположен на расстоянии 2 – 3 мм от образца. Погрешность определения температуры $\pm 5^\circ\text{C}$. Общая погрешность определения коэффициента температуропроводности составляет 2 % при 20°C и 4 % при 1000°C.

Первичные результаты измерения a гадолиния представлены на рис. 1. Данные на рисунке получены в нескольких сериях нагрева в интервале температур 14 – 1000°C. Также на графике для сопоставления нанесены результаты работ [1 – 4], включая данные

a_{\parallel} и a_{\perp} из [7] для монокристалла по двум направлениям, параллельному и перпендикулярному к гексагональной оси c металла.

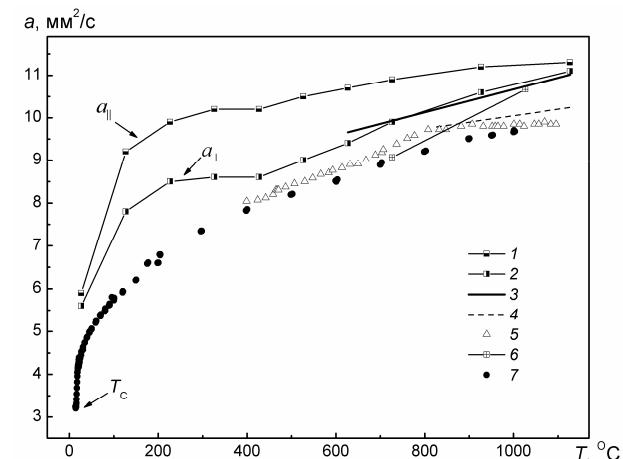


Рис. 1. Коэффициент температуропроводности гадолиния. 1, 2 – данные [7] для направлений, параллельного и перпендикулярного к гексагональной оси c , 3 – [1], 4 – [2], 5 – [3], 6 – [4], 7 – наши данные.

Как видно из рисунка, наши данные охватывают наиболее широкий температурный интервал с подробным исследованием поведения $a(T)$ в окрестности точки Кюри $T_C = 14 \pm 5^\circ\text{C}$. В пределах погрешности измерений полученные результаты согласуются с данными работы [3].

Список литературы:

1. Зиновьев В.Е., Гельд Л.П., Чуприков Г.Е., Епифанова К.И. Кинетические свойства гадолиния при высоких температурах// Физика твердого тела. 1972. Т. 14. № 9. С. 2747-2749.
2. Новиков И.И., Мардыкин И.П. Температуропроводность и электросопротивление иттрия и гадолиния при высоких температурах// Атомная энергия. 1976. Т. 40. №1. С. 63-64.
3. Куриченко А.А., Ивлев А.Д., Зиновьев В.Е. Исследование теплофизических свойств редкоземельных металлов с использованием модулированного лазерного излучения// ТВТ. 1986. Т. 24. № 3. С. 493-499.
4. Новиков И.И., Костюков В.И. Исследование теплофизических свойств лантаноидов при высоких температурах// ИФЖ. 1980. Т. 39. №6. С. 1010-1012.
5. Станкус С.В., Савченко И.В., Багинский А.В., Верба О.И., Прокопьев А.М., Хайрудин Р.А. Коэффициенты переноса тепла нержавеющей стали 12Х18Н10Т в широком интервале температур // ТВТ. 2008. Т. 46. №5. С. 1-3.
6. Cape J.A., Lehman G.W. Temperature and Finite Pulse-Time Effects in the Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 7. P. 1909.
7. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справ. изд. / В.Е. Зиновьев. М.: Металлургия, 1989. 384 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-08-00602).

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЁНОК АМОРФНОГО И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ МЕТОДОМ АКТИВАЦИИ ГОРЯЧЕЙ НИТЬЮ

Андреев М.Н., Сафонов А.И., Кубрак К.В.

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

Тонкие плёнки аморфного гидрогенизированного кремния с включениями нанокристаллической фазы имеют широкие перспективы использования в приложениях солнечной энергетики: при относительно низкой стоимости они объединяют в себе полезные особенности двух фаз [1-3]. По сравнению с полностью кристаллическими плёнками они обладают значительно меньшей толщиной при большем коэффициенте поглощения, а по сравнению с аморфными – повышенной фоточувствительностью и стабильностью.

В виду наличия известной зависимости структурных и других свойств тонких плёнок кремния от метода их получения возникает необходимость детального исследования процессов их осаждения.

В исследовании для получения тонких плёнок кремния со смешанной структурой использовался метод активации горячей нитью при низком давлении (в англоязычной литературе метод известен, как Hot-Wire Chemical Vapor Deposition – HWCVD [4]). Суть метода состоит в активации газа-предшественника на каталитически активных поверхностях нагретых проволочных сеток.

В работе в качестве предшественника используется в различном соотношении газообразная смесь водорода H_2 и 5%-ного разбавленного аргоном моносилана SiH_4 . Смесь подаётся в вакуумную камеру, в центре которой расположены проволочные сетки и подложки. Сетки представляют собой свёрнутую змейку шириной 15 мм, длиной 45 мм и шагом 3 мм, изготовленную из вольфрамовой проволоки диаметром 0,5 мм. Температура сетки контролировалась по электрическому сопротивлению. Подложки размещаются на расстоянии порядка 10 мм от сеток на нагреваемом медном держателе при температуре в диапазоне 220–500°C. Подложками служат пластины из стекла, нержавеющей стали, меди и кремния. Давление в камере измеряется ёмкостным датчиком MKS Baratron 623B.

В каждой из серий экспериментов, проводилась вариация одного из следующих параметров: концентрации водорода в газовой смеси, давления смеси в камере осаждения от 0,01 до нескольких тор.

Скорость осаждения вычислялась из характерных толщин плёнки, определённых по снимкам на сканирующем электронном микроскопе JEOL JSM-6700F. Элементный состав покрытий был получен с помощью аналитической приставки рентгеновского спектрометра ЭДС (EDX). Определение физических характеристик и фазового состава тонких плёнок кремния проводилось с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния [6]. Спектры комбинационного рассеяния полученных образцов регистрировались на спектрометре T64000 производства Horiba Jobin Yvon при возбуждении линией аргонового лазера 524,5 нм.

На рис. 1. представлены зависимости скорости осаждения кремния от давления газовой смеси в камере. В исследуемом диапазоне давлений скорость осаждения слабо меняется с наибольшим значением 10–12 Å/c при давлении смеси 1 Тор. Скорость осаждения данным методом выше, чем у других авторов, например [5], которые получали аналогичные плёнки другими методами.

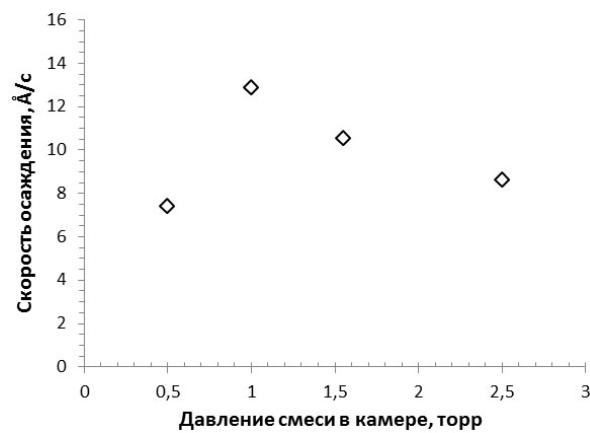


Рис. 1. Скорость осаждения кремния в зависимости от давления смеси

Энергодисперсионный рентгеновский анализ полученных образцов показал, что плёнки на 97,5% состоят из кремния, на 2% из кислорода и нескольких десятых долей процента из углерода. Кислород, предположительно, появляется вследствие окислительных реакций на поверхности плёнки под воздействием атмосферного кислорода после извлечения образца из вакуумной камеры.

На рис. 2 показан типичный спектр Рамана плёнок нанокристаллического кремния, с аппроксимацией кривыми Гаусса.

Анализ состоит в подборе пробных спектров, которые в сумме описывают экспериментальную спектральную кривую. В полученных спектрах наблюдаются как продольные и поперечные собственные моды аморфного кремния (акустические TA (Transverse Acoustic) $\sim 150\text{ cm}^{-1}$, LA (Longitudinal Acoustic) $\sim 310\text{ cm}^{-1}$, оптические LO (Longitudinal Optical) $\sim 410\text{ cm}^{-1}$, TO (Transverse Optical) $\sim 480\text{ cm}^{-1}$), так и моды, отвечающие за наличие кристаллической фазы в плёнке (TO $\sim 500\text{ cm}^{-1}$, TO $\sim 520,5\text{ cm}^{-1}$). Анализ спектров комбинационного рассеяния показал, что плёнки имеют аморфно-нанокристаллическую структуру.

Определение степени кристалличности и среднего размера кристаллитов осуществлялось по методикам, представленным в работах [5,7 - 9].

Зависимость степени кристалличности от давления смеси газов в камере представлена на рис. 3, средний размер кристаллитов – на рис. 4.

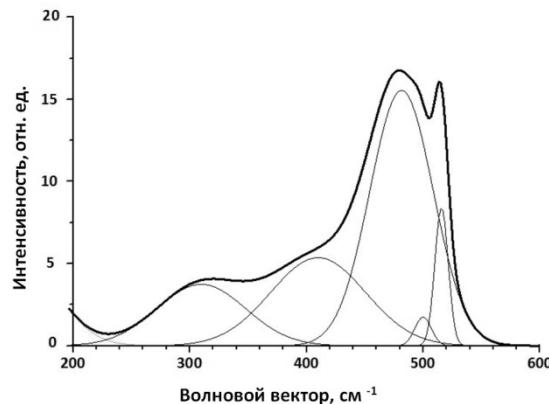


Рис. 2. Пример типичного спектра КР полученных образцов.

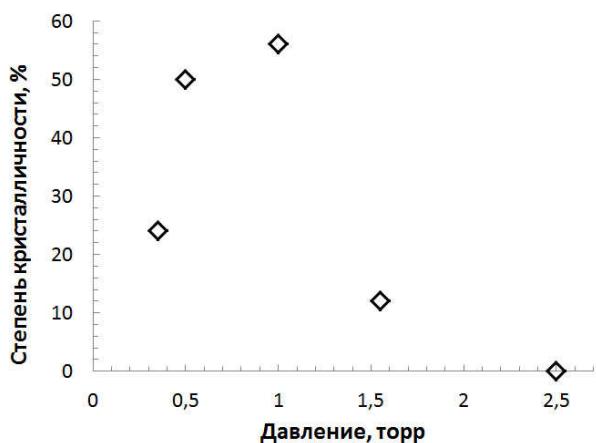


Рис. 3. Степень кристалличности осажденного кремния в зависимости от давления смеси в камере осаждения.

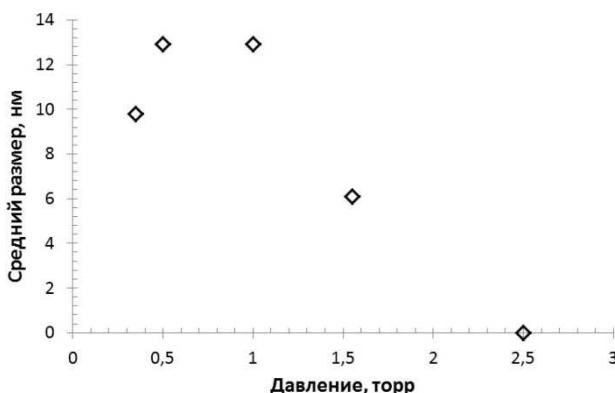


Рис. 4. Средний размер кристаллитов в осажденном кремнии в зависимости от давления смеси.

Максимальные значения степени кристалличности (56%) при используемых параметрах достигаются в диапазоне давлений смеси от 0,5 до 1 Тора, где наблюдается и максимальный размер нанокристаллитов (13 нм). С увеличением давления смеси выше 1,5 Тор в осажденных пленках значительно преобладает

аморфная структура. Кристаллиты исчезают при давлении смеси выше 2,5 Тор.

Измерения показали, что с увеличением концентрации моносилана в смеси по отношению к водороду в диапазоне от 5 до 25% степень кристалличности увеличивается с 21% до 43 %.

Методом вакуумного газофазного химического осаждения получены кремниевые покрытия при различных давлениях смеси и концентрациях водорода. Скорости роста пленок, оказались достаточно высокими для вакуумных методов осаждения (порядка 10 – 12 Å/с).

Полученные результаты иллюстрируют возможности изменения структуры пленки аморфного кремния с включениями кристаллической фазы в методе активации горячей нитью (HW-CVD) при варьировании давления газовой смеси предшественника и содержания в ней водорода.

Список литературы:

1. Афанасьев В.П., Теруков Е.И., Шерченков А.А. Тонкопленочные солнечные элементы на основе кремния // Санкт-Петербург. Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2011. 168 с.
2. Ищенко А.А., Фетисов Г.В., Асланов Л.А. Нанокремний: свойства, получение, применение, методы исследования и контроля // М. Физматлит. 2011. 648 с.
3. Arvind Shah. Thin-film silicon solar cells // EPFL Press. 2010. 430 p.
4. Veen M., Schropp R. // Amorphous silicon deposited by hot-wire CVD for application in dual junction solar cells // Thin Solid Films. 202. Vol. 403–404. P. 135–138.
5. Baranov E. A., Khmel S. Y., Zamchiy A. O., Cheskovskaya I. V. and Sharafutdinov M. R. Solid-phase crystallization of high growth rate amorphous silicon films deposited by gas-jet electron beam plasma CVD method // Canadian Journal of Physics. 2014. DOI: 10.1139/cjp-2013-0580.
6. Володин В. А. Комбинационное рассеяние света в массивах нанообъектов кремния и арсенида галлия: дис. канд. ф.-м. наук, Институт физики полупроводников, Новосибирск, 1999.
7. Гайслер С.В., Семенова О.И., Шарафутдинов Р.Г., Колесов Б.А. Анализ рamanовских спектров аморфно-нанокристаллических пленок кремния // Физика твердого тела. 2004. Т.46. Вып. 8. С. 1484–1488.
8. Zhi Li, Wei Li, Yadong Jiang, Haihong Cai, Yuguang Gong, Jian He. Raman characterization of the structural evolution in amorphous and partially nanocrystalline hydrogenated silicon thin films prepared by PECVD // Journal of Raman Spectroscopy. 2011. Vol. 42. P. 415–421.
9. Edelberg E., Bergh S., Naone R., Hall M., Aydin E.S. Luminescence from plasma deposited silicon films // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. №. 5. P. 2410–2417.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований: проекты 12-08-00441 и 14-08-00534.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА В ДОЗВУКОВЫХ МИКРОСТРУЯХ

Анискин В.М.¹, Мухин К.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Целью данной работы являлось: определение координаты ламинарно-турбулентного перехода в дозвуковых микроструях истекающих из плоских микросопел.

В экспериментах использовались плоские сопла размером 175x3900, 130x3823, 83,3x3823, 65,2x3290, 52,5x3000, 47x2410, 34,5x3356, 26,2x2826, 22,3x593 и 15,7x2468 мкм (см. рис. 1). Все сопла были разработаны и изготовлены в ИТПМ СО РАН.

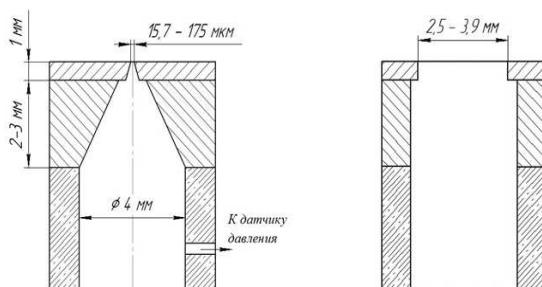


Рис. 1. Схема сопла.

Для определения числа Рейнольдса необходимо знать скорость истечения струи из сопла. Для определения скорости газа на выходе сопла были проведены дополнительные эксперименты. В качестве рабочего газа использовался воздух (см. рис. 2).

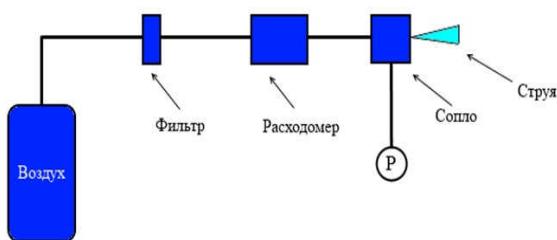


Рис. 2. Схема эксперимента.

Воздух, проходя через фильтр и расходомер, подавался в сопло. В процессе эксперимента расход менялся от 0 до 500 мл/мин. В форкамере сопла измерялось давление. Зная давление, воспользовавшись уравнением Бернулли, находилась скорость.

На рисунке 3 представлен график зависимости скорости истечения микроструи от расхода газа (см. рис. 3).

Эксперименты по определению положения точки ламинарно-турбулентного перехода проводились на основе метода лазерно-индуцированной флюоресценции паров ацетона. В качестве рабочего газа использовался воздух (см. рис. 4).

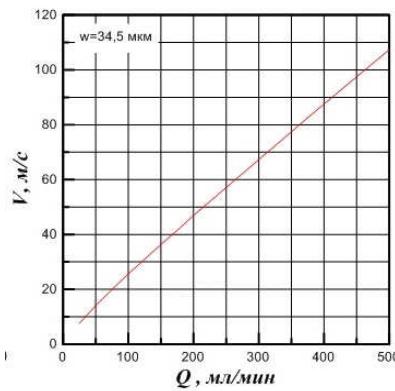


Рис. 3. Зависимость скорости струи, истекающей из сопла 34,5 мкм, от расхода.

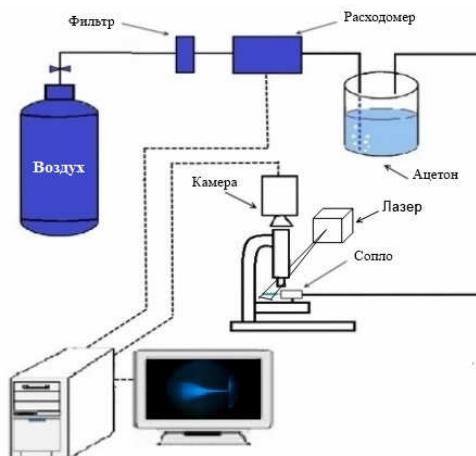


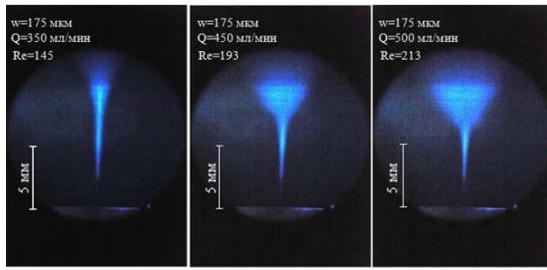
Рис. 4. Схема установки.

Проходя через фильтр и расходомер, воздух подавался в емкость, наполненную ацетоном. Внутри емкости воздух насыщался парами ацетона. Далее воздушно-ацетонная смесь подавалась в сопло. Визуализация осуществлялась с помощью ультрафиолетового лазера, под воздействием излучения которого пары ацетона начинали флюоресцировать. Структура дозвуковой плоской микроструи фиксировалась через микроскоп на камеру. Расход газа менялся от 100 до 500 мл/мин.

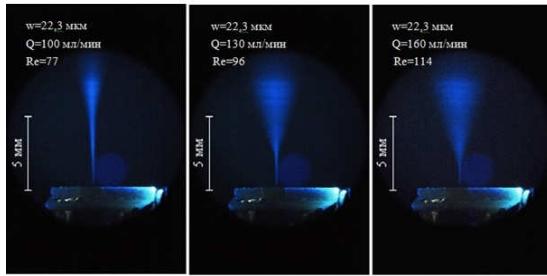
На фотографиях видно, что струя имеет как ламинарный участок, так и турбулентный (см. рис. 5). Ламинарный участок является начальным, и струя выглядит узкой полосой. Затем происходит резкое расширение струи, связанное с переходом течения струи в турбулентный режим. Точка начала расширения

струи принималась за точку ламинарно-турбулентного перехода.

По фотографиям была определена координата ламинарно-турбулентного перехода микроструй.



а



б

Рис. 5. Визуализация течения струи, истекающей из сопла 175 мкм (а) и 22,3 мкм (б).

Можно заметить, что с увеличением числа Рейнольдса точка ламинарно-турбулентного перехода смещается к соплу. Положение точки нормировалось на ширину сопла.

На рисунке 6 представлены зависимости положения точки ламинарно-турбулентного перехода для струй, истекающих из сопел шириной от 175 мкм до 22,3 мкм, в зависимости от числа Рейнольдса (см. рис. 6).

Из графика видно, что все данные по ламинарно-турбулентному переходу хорошо согласуются друг с другом. При малых значениях чисел Рейнольдса наблюдается большой относительный участок ламинарного течения, который затем резко сокращается до значений.

Полученные данные хорошо согласуются с данными, полученными в работе [1].

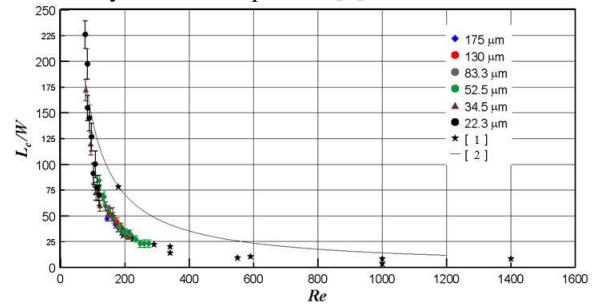


Рис.6. Зависимости положения точки ламинарно-турбулентного перехода от числа Рейнольдса.

Однако налицо существенное расхождение с результатами, полученными в работе [2]. Расхождение можно объяснить тем, что, по нашему мнению, точка ламинарно-турбулентного перехода в [2] была получена некорректно.

Выводы:

- С помощью метода лазерно-индуцированной флюoresценции визуализированы струи, истекающие из сопел шириной от 175 мкм до 22,3 мкм.
- Определена точка ламинарно-турбулентного перехода в дозвуковых микроструях, истекающих из сопел шириной от 175 мкм до 22,3 мкм.
- Наличие как хорошего согласования полученных данных по ламинарно-турбулентному переходу с известными результатами, так и сильное их различие с другими данными требует дальнейшего изучения вопроса ламинарно-турбулентного перехода в дозвуковых микроструях.

Список литературы:

1. В.В. Леманов, В.И. Терехов, К.А. Шаров, А.А. Шумейко, Экспериментальное исследование затопленных струй при низких числах Рейнольдса, Письма в "Журнал технической физики". - 2013. - Т. 39, вып. 9. - С. 34-40
2. C. Gau, C.H. Shen, Z.B. Wang, Peculiar phenomenon of micro-free-jet flow, Phys. Fluids. 2009. Vol. 21. P. 092001.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ МИКРОСТРУЙ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Анискин В.М.¹, Рудишин М.О.²

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

² Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Целью данной работы явилось: применение метода лазерно индуцированной флюoresценции для исследования влияния внешних акустических возмущений на характер течения газовых дозвуковых микроструй, истекающих в затопленное пространство; на основе полученной визуализации определить положение точки расширения струи, а также её угол бифуркации.

В работе использовались плоские микросопла с характерным размером 83,3x3823 и 175x3900 мкм. Сопла были разработаны и изготовлены в ИТМП СО РАН. Эксперименты были проведены с использованием воздуха в качестве рабочего газа. Проходя через фильтр и расходомер, воздух подавался в емкость, наполненную ацетоном. Внутри емкости воздух насыщается парами ацетона. Далее воздушно-ацетонная смесь подавалась в сопло. Струя подвергалась акустическому воздействию при помощи динамика. Визуализация осуществлялась с помощью ультрафиолетового лазера, под воздействием излучения которого пары ацетона начинали флюоресцировать. Флюоресценция фиксировалась через микроскоп на камеру.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки.



Рис. 1 Схема экспериментальной установки

Частота звукового воздействия задавалась генератором частоты, расход задавался расходомером.

Для струи, истекающей из сопла высотой $w = 83,3$ мкм, расход варьировался от 100 до 500 мл /мин. При каждом расходе струя подвергалась звуковому воздействию в диапазоне частот от 100 до 7000 Гц.

Для струи, истекающей из сопла высотой $w = 175$ мкм, расход варьировался от 150 до 500 мл /мин, а частота звукового воздействия менялась от 100 до 5000 Гц. Дополнительно осуществлялось согласование частоты звукового воздействия и импульсов лазерного освещения, что позволило визуализировать картину течения, используя стrobоскопический эффект. Применяя сдвиг фаз между звуковым воздействием и импульсом лазера можно получить картины течения струи в различные моменты времени (рис. 2). В работе для исследуемых струй определено рас-

стояние от сопла до точки расширения микроструи, а также найден угол её бифуркации.

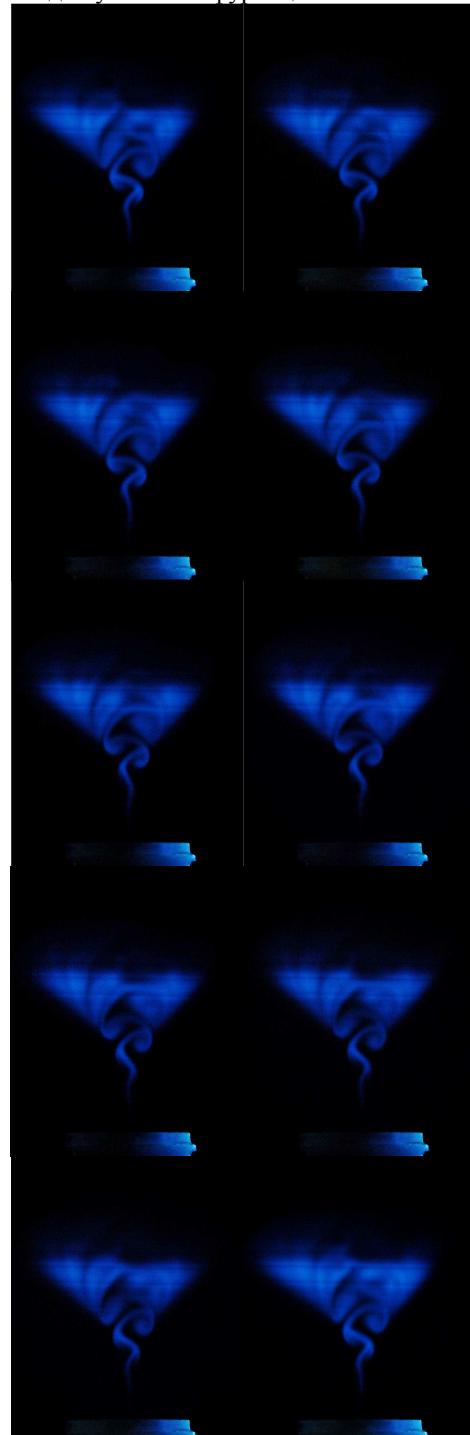


Рис.2 Визуализация струи, истекающей из сопла высотой 175 мкм, в различные фазы колебания

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ И ПЛОСКИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ НЕДОРАСШИРЕННЫХ МИКРОСТРУЙ

Анискин В.М.¹, Тимофеев И.В.^{1,2}¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, 630090, Институтская 4/1² Новосибирский Государственный Технический Университет,
Новосибирск, 630073, Новосибирск, пр-т К.Маркса, 20

Целью данной работы являлась визуализация структуры осесимметричной и плоской микроструи воздуха и гелия, истекающей в затопленное воздушное пространство, на основе полученной визуализации определить дальность струи и средний размер волновой структуры.

В экспериментах использовались осесимметричные сопла диаметром 341, 215, 149, 65,3, 44,3, 34,5, 16,1 и 10,4 мкм, а также плоские сопла размером 175x3823, 130x3823, 83,3x3823 65,2x3290, 52,5x3000, 47x2410, 34,5x3356, 26,2x2826 и 22,3x593 мкм. Эксперименты с осесимметричными соплами были проведены с использованием воздуха и гелия в качестве рабочего газа, в экспериментах с плоскими соплами использовался только воздух. Газ имел комнатную температуру и вытекал в окружающее воздушное пространство. Для визуализации течения использовался стандартный теневой прибор.

На рис. 1 в качестве примера представлена визуализация истечения струи воздуха (а) в затопленное пространство из сопла диаметром 149 мкм, также на рис. 1 представлена визуализация струи воздуха, истекающей в затопленное пространство из сопла размером 175x3823 мкм (вид в профиль (б) и фас (в)).

Отчётливо видны бочки. Пилообразная структура слева — масштабный элемент, необходимый для определения параметров струи.

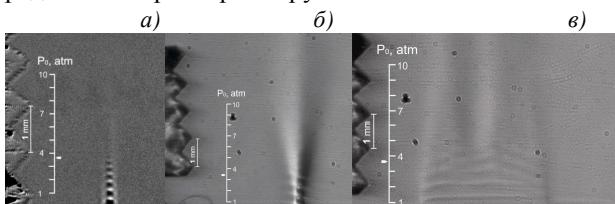


Рис. 1. Визуализация струи воздуха, истекающей в затопленное пространство.

Для определения среднего размера бочек использовались фотографии визуализации, по ним определялись размеры второй, третьей и четвертой бочек.

На рис. 2 представлены зависимости среднего размера бочек для струй воздуха (а) и гелия (б), истекающих из сопел диаметрами от 341 мкм до 149 мкм, в зависимости от нерасчетности струи, а также представлена зависимость среднего размера бочек для струи воздуха истекающей из плоских сопел шириной от 175 до 26,2 мкм (в). Под нерасчетностью струи понимается отношение статического давления на выходе сопла к давлению окружающего пространства.

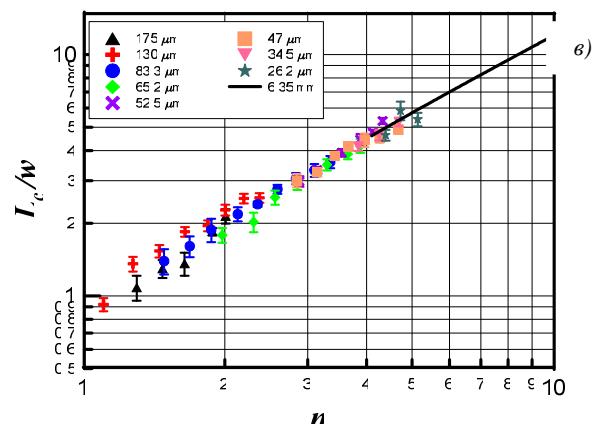
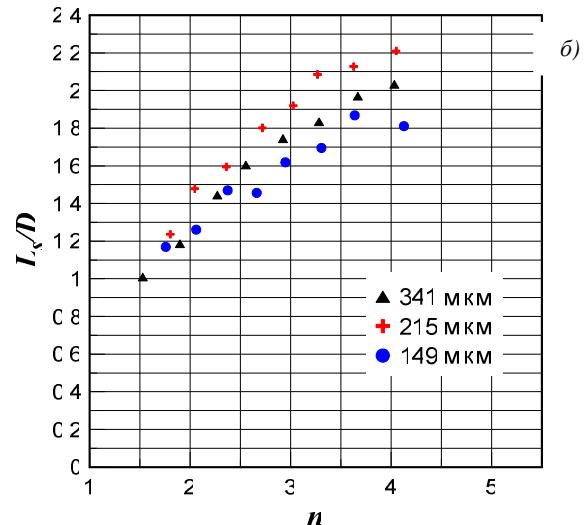
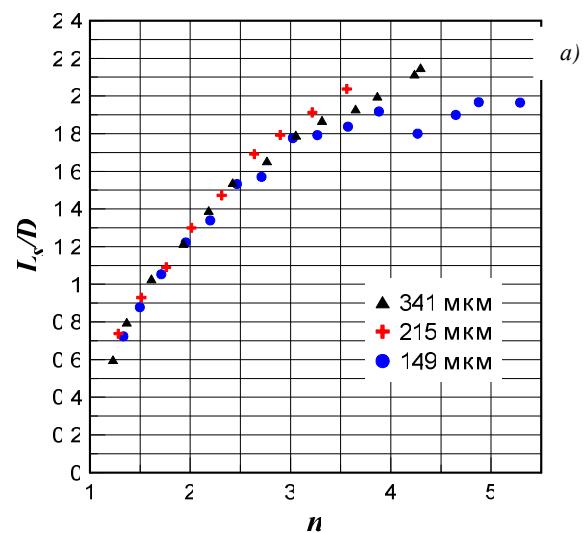


Рис. 2. Зависимость относительного размера бочек от нерасчетности струи.

Из графиков видно, что относительные размеры бочек для струй истекающих из сопел диаметром от 341 мкм до 149 мкм хорошо согласуются друг с другом.

Под дальнобойностью (L_c/D) понимается расстояние от выходного сечения сопла, до точки на оси симметрии струи, в которой скорость истечения достигает местной скорости звука. Дальнобойность струи определялась с помощью двух касательных линий, которые проводились по видимым сверхзвуковым участкам струи и расстояние от выходного сечения сопла, до точки пересечения этих прямых принималась за дальнобойность.

На рис. 3 представлена зависимость относительной дальнобойности струи от нерасчетности для воздуха (а) и гелия (б).

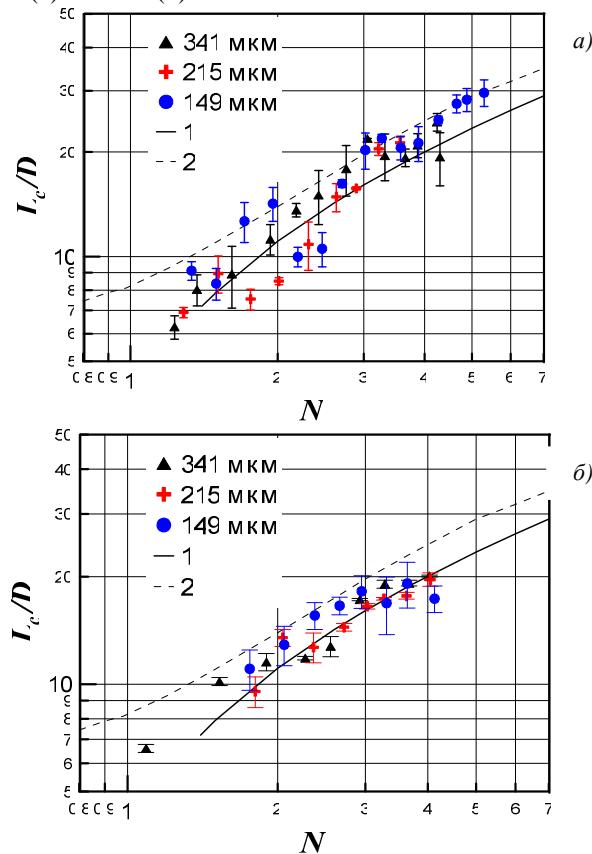


Рис. 3. Зависимость относительной дальнобойности от нерасчетности струи.

На графиках пунктирной (2) и сплошной (1) линией обозначены обобщающие зависимости для сверхзвуковых турбулентных струй макро размера [1, 2].

Список литературы:

1. Shirie J.W., Seubold J.G. / Shirie, J.W. and Seubold, J.G.: "Length of Supersonic Core in High-Speed Jets," AIAA J., 5, No. 11 (November 1967) 2062// AIAA J. 1967. V. 5. N. 11. P. 2062-2064.
2. Погорелов В. И. Параметры определяющие дальнобойность сверхзвуковой газовой струи // ЖТФ.-1977.-Т.47.-№2// ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 2. С. 444-445.УДК 62-643; 533.6.08; 536.462; 544.332.3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАКЕЛА ПРИ СЖИГАНИИ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА С ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ

Ануфриев И.С.¹, Копьев Е.П.^{1,2}

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

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

Предварительные исследования [1], показали, что при подаче в зону горения перегретого водяного пара горение жидких углеводородов резко интенсифицируется. В лабораторной модели автономного горелочного устройства (~10 кВт) исследован процесс горения дизельного топлива с паровой газификацией. Нагрев воды и перегрев пара (~400°C), поступающего через форсунку в зону горения, обеспечиваются за счет тепловыделения реакции (расход воды ~0.3 кг/ч). Подача воздуха в горелку – естественная, из окружающей атмосферы. В отсутствие струи пара формируется пламя, характерное для горения углеводородных топлив, содержащее большое количество сажи. При подаче пара происходит паровая газификация продуктов термического разложения жидкого топлива с образованием синтез-газа, возникает яркий высокотемпературный факел, изменяется состав продуктов горения (отсутствует сажа).

Основной целью исследований на данном этапе являлось получение экспериментальных данных о структуре потока и распределении температуры во внешнем факеле горелочного устройства, необходимых для верификации разрабатываемой физико-математической модели исследуемого режима горения жидких углеводородов.

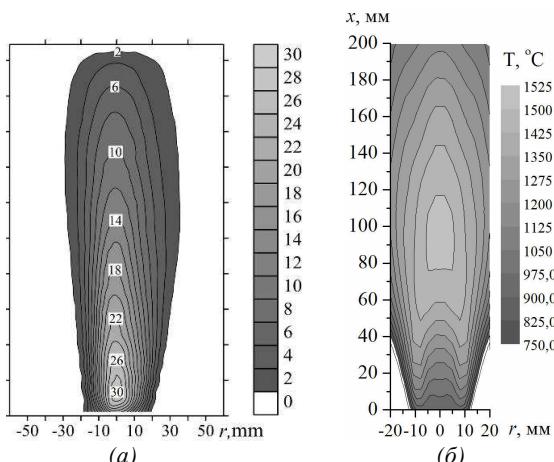


Рис.1. (а) Распределение аксиальной компоненты средней скорости, м/с ; (б) поле средней температуры

Измерения поля скорости в факеле осуществлялись на основе метода цифровой трассерной визуализации (particle image velocimetry, PIV) с использованием PIV-системы «Полис», разработанной в ИТ СО РАН. Данный метод основан на регистрации перемещений частиц (трассеров), добавляемых в исследуемый поток. В случае горения предварительно перемешанной газовой смеси в качестве трассеров обычно используют твердые микрочастицы оксида

алюминия, титана, магния, кремния и т.д., выдерживающие тепловую нагрузку в пламени. В исследуемом горелочном устройстве такой способ засева потока трассерами тоже невозможен. Поэтому в качестве трассеров были использованы частицы силиконо-вого масла, которые добавлялись в жидкое топливо [2]. Это обеспечило необходимый для PIV-измерений засев потока трассерами. Образующиеся частицы оксида кремния имеют размер ~1 мкм (что обеспечивает скоростное равновесие фаз) и хорошо различимы на PIV-изображениях.

Для измерения температуры в факеле использовалась платинородий-платинородиевая термопара (диаметр 0,5 мм), закрепленная на координатно-перемещающем устройстве (пространственный шаг 5 мм по горизонтали, 10 мм по вертикали). Измерения поля скорости и температуры проведены в плоскости симметрии факела. Суммарная погрешность измерений в пределах 10%.

Полученные распределения средней по времени скорости потока в факеле (см. рис.1-а) демонстрируют немонотонную зависимость аксиальной компоненты скорости от продольной координаты: на оси факела ее значение достигает максимума (~30 м/с) на некотором расстоянии от среза горелки, что свидетельствует о неполном сгорании смеси до выхода в атмосферу.

Результаты измерений поля средней температуры показывают, что область максимальной температуры (~1500°C) находится на расстоянии ~0.1 м от среза горелки (см. рис.1-б). Вблизи выхода из горелки изотермы имеют форму, характерную для диффузионного режима горения: выходящий из горелки поток содержит компоненты, которые догорают по мере поступления окислителя из окружающей атмосферы.

Список литературы:

- Алексеенко С.В., Пашенко С.Э., Саломатов В.В. Нанокластерное инициирование горения некондиционных углеводородных топлив // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 4. С. 682–693.
- Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т.21, №3.

Работа выполнена при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России, Программы Президиума РАН «Горение и взрыв», Программы совместных фундаментальных исследований СО РАН и НАНБ 2012-2014 гг., РФФИ (проект № 14-08-00177-а)

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ ПАРАЛЛЕЛЕПИПЕДА

Бондарева Н.С.¹, Шеремет М.А.^{1,2}

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

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

Естественная конвекция играет важную роль во многих природных и техногенных процессах. Прямое воздействие магнитного поля позволяет деформировать и перенаправлять конвективные потоки, что широко используется в промышленных целях: в системах охлаждения тепловыделяющих элементов, при выращивании объемных монокристаллов и в других технологических процессах [1].

В данной работе проведен численный анализ влияния магнитного поля на режимы термогравитационной конвекции в замкнутой полости, заполненной жидкостью с низким числом Прандтля ($Pr = 0.02$), а также показано влияние третьей координаты на поля течения и тепломассоперенос. Основное внимание было уделено сравнению результатов плоской и пространственной задач в широком диапазоне изменения чисел Рэлея ($10^3 \leq Ra \leq 10^5$) и Гартмана ($0 \leq Ha \leq 100$) при различных углах наклона вектора магнитной индукции, что позволило установить оптимальные значения геометрического параметра, при которых для описания интегрального теплообмена в замкнутом параллелепипеде достаточно использовать данные двумерной модели.

Рассматривается тепловая гравитационная конвекция ньютоновской электропроводящей среды с низким числом Прандтля в замкнутом объеме квадратного сечения при наличии однородного магнитного поля произвольной ориентации, определяемой углом φ (см. рис. 1). Две вертикальные противоположные грани ($x = 0$ и $x = L$) анализируемого объекта имеют постоянную температуру T_h и T_c ($T_h > T_c$), соответственно. Остальные стенки являются адиабатическими. При проведении вычислительных экспериментов считается, что физические свойства среды постоянны за исключением плотности, а режим течения является ламинарным.

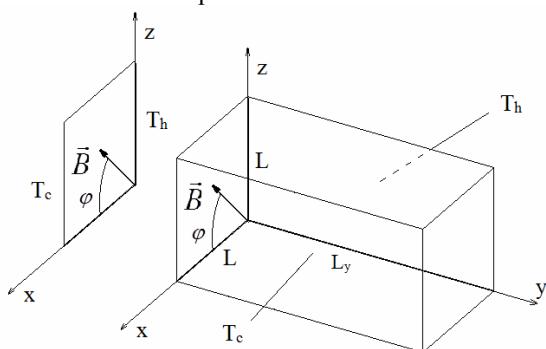


Рис. 1. Области решения задачи.

Влияние выталкивающей силы вследствие неоднородности поля температуры описывается на основе приближения Буссинеска. Воздействие теплового

излучения и джоулева нагрева пренебрежимо мало. Предполагается, что электрическое поле отсутствует, а магнитное поле, вызванное движением электропроводящей жидкости, пренебрежимо мало.

Процесс переноса массы, импульса и энергии описывается системой стационарных трехмерных уравнений конвекции Обербека–Буссинеска в безразмерных естественных переменных “скорость – давление – температура” [2] с учетом влияния силы Лоренца [3].

Сформулированные дифференциальные уравнения в частных производных с соответствующими граничными условиями решались методом контрольного объема [2, 4] на неравномерной структурированной сетке. Для аппроксимации конвективных слагаемых применялся степенной закон [2, 4], для диффузионных слагаемых – центральные разности. Для совместного определения полей скорости и давления применялась процедура SIMPLE [2, 4]. Разностные уравнения движения и энергии разрешались на основе итерационного метода переменных направлений. Сгущение разностной сетки проводилось к стенкам полости для корректной аппроксимации градиентов искомых характеристик.

Разработанный метод решения был протестирован на ряде модельных задач естественной конвекции в замкнутых областях [2, 5].

Численные исследования проведены при следующих значениях определяющих комплексов: $10^3 \leq Ra \leq 10^5$; $0 \leq Ha \leq 100$; $Pr = 0.02$; $0 \leq \varphi \leq \pi/2$; $0.2 \leq A \leq 5$, где $A = Ly/L$ – геометрический параметр. Проанализировано влияние отмеченных выше комплексов, характеризующих процесс, а также проведено сопоставление полученных результатов с данными двумерной модели [6].

Сравнивая результаты двумерной и трехмерной постановок задачи (см. рис. 2), можно отметить, что при малых числах Рэлея ($Ra = 10^3$) независимо от размерности задачи доминирующим механизмом переноса энергии является теплопроводность. Рост числа Рэлея проявляется в формировании тепловых пограничных слоев вблизи изотермических стенок и развитии конвективного механизма теплопереноса, что отражается в существенном повышении температуры в верхней части анализируемого объекта по сравнению со случаями, соответствующими более низким значениям Ra . Наложение однородного магнитного поля ($Ha \geq 50$) приводит к резкому снижению скорости циркуляции среды и как результат, конвективный механизм переноса энергии существенно ослабляется.

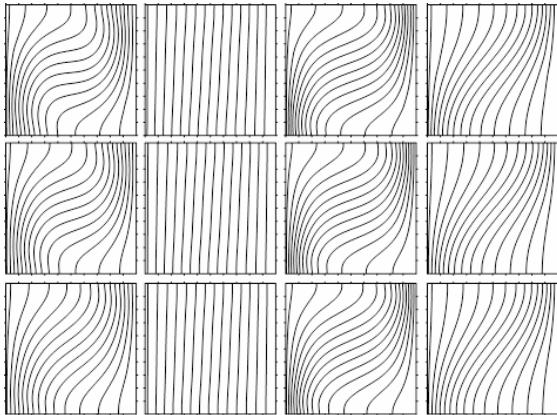


Рис. 2. Сверху вниз: изотермы в двумерном случае, изотермы в трехмерном случае ($Ay=2, y=1$), изотермы в трехмерном случае ($Ay=0.5, y=0.25$). Слева направо: $Ra = 104, Ha = 0; Ra = 104, Ha = 100, \varphi = 0; Ra = 105, Ha = 50, \varphi = 0; Ra = 105, Ha = 100, \varphi = \pi/4$.

Влияние третьей координаты оказалось заметным в случае более высоких чисел Рэлея ($Ra \geq 10^4$). При отсутствии магнитного поля различия между изотермами в двумерной и трехмерной постановках становятся незначительными при удлинении полости $A \geq 2$. При введении магнитного поля картина течения и теплопереноса резко меняется. В случае $Ha = 50$ изотермы в 2D и 3D незначительно отличаются при удлинении полости $A \geq 1$. При $A = 1$ отличия в значениях числа Нуссельта при различных углах наклона вектора магнитной индукции – меньше 1% (см. таблица). При увеличении интенсивности магнитного поля до $Ha = 100$ теплопроводность начинает значительно преобладать над конвекцией, что проявляется в совпадении полей температуры в двумерном и трехмерном случаях.

Таблица. Значения среднего числа Нуссельта на нагретой стенке

	3D				2D
	$A = 0.5$	$A = 1$	$A = 2$	$A = 5$	
$Ra = 10^3, Ha = 0$	1,0225	1,0437	1,0622	1,0791	1,0908
$Ra = 10^3, Ha = 50, \varphi = 0$	1,0015	1,0006	1,0004	1,0004	1,0004
$Ra = 10^5, Ha = 100, \varphi = 0$	1,2013	1,2159	1,2235	1,2318	1,2365
$Ra = 10^5, Ha = 100, \varphi = \pi/4$	1,2833	1,3200	1,3383	1,3478	1,3530

При дальнейшем повышении числа Рэлея до $Ra = 10^5$ наблюдается интенсификация конвективного теплообмена. Интегральный теплообмен в данном режиме при $A = 5$ можно полностью описывать результатами двумерной модели с погрешностью менее 0.7%.

При наложении магнитного поля интенсивности $Ha = 100$ достаточно двукратного удлинения параллелепипеда ($A \geq 2$) для того, чтобы разница между данными плоской и пространственной постановок по интегральному числу Нуссельта на нагретой стенке была менее 1%.

Влияние третьей координаты на локальное число Нуссельта на нагретой стенке представлено на рис. 3. Изолинии градиента температуры отражают неравномерное распределение теплового потока на стенке $x = 0$ вдоль поперечной координаты в рассматриваемой области при $A \leq 2$, что приводит к заметным различиям с данными двумерного приближения в случае малой интенсивности магнитного поля или при его отсутствии.

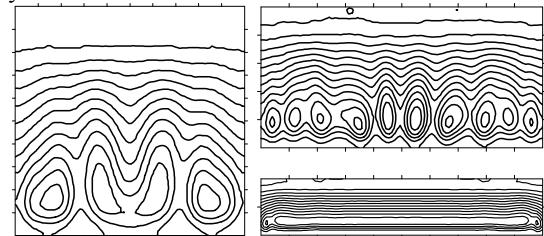


Рис. 3. Распределения локального числа Нуссельта на нагретой стенке при различных удлинениях полости при $Ra = 10^5, Ha = 0$.

Список литературы:

1. Кирко И.М., Кирко Г.Е. Магнитная гидродинамика. Современное видение проблем. Ижевск: РХД, 2009. 632 с.
2. Sheremet M.A. Mathematical simulation of nonstationary regimes of natural convection in a cubical enclosure with finite-thickness heat-conducting walls// Journal of Engineering Thermophysics. 2013. Vol. 22. Issue 4. Pp. 298–308.
3. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: Логос, 2011. 328 с.
4. Versteeg H.K., Malalasekera W. An introduction to computational fluid dynamics. The finite volume method. Wiley: New York, 1995. 257 p.
5. Pirmohammadi M., Ghassemi M. Effect of magnetic field on convection heat transfer inside a tilted square enclosure// International Communications in Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 36. Pp. 776–780.
6. Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Влияние однородного магнитного поля на режимы естественной конвекции в замкнутой квадратной полости// Современные проблемы математики и механики: Материалы III Всероссийской молодежной научной конференции (Томск 23–25 апреля 2012 г.). Томск: Изд-во ТГУ. 2012. С. 83–88.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-31137 мол_а).

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ СИСТЕМЫ АВАРИЙНОГО СБРОСА ДАВЛЕНИЯ ПАРА

Бочкарева Е. М.

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

Аннотация

В данной работе представлены данные, полученные при исследовании конденсации пара на единичной сферической капле. Разработана физико-математическая модель моделирования сброса давления в высокотемпературной паро-газовой смеси путем впрыска капель жидкости. Проведено моделирование влияния размеров, массовых концентраций и давлений капель на динамику процессов сброса давления.

1. Введение

Во многих областях науки и техники, таких как химия, теплотехника, энергетика широко используются капельные аэрозоли в качестве одного из высокоэффективных методов охлаждения. Решение проблем, возникающих при проектировании устройств, использующих спрейное охлаждение, весьма трудоемко, т.к. требует совместного решения задач газодинамики и тепломассопереноса в двухфазном потоке с фазовыми превращениями. К настоящему времени достигнут определенный прогресс в исследовании такого рода течений, однако ряд проблем остается недостаточно изученным. Одной из таких задач, имеющей важные практические приложения, является исследование степени влияния различных факторов на эффективность конденсации пара на каплях. В работе [1] было проведено исследование нестационарного процесса инъекции капель и конденсации пара при аварийном повышении давления. Получены приближения, описывающие законы падения давления в парокапельной системе.

В настоящей работе, на основе разработанной математической модели, изучено влияние размера и концентрации капель, а также начальных параметров пара на динамику сброса давления в при конденсации.

2. Описание модели

В данной работе исследовался впрыск монодисперсных капель в чистый пар. Форма капли предполагалась сферической, а процессы, происходящие вокруг нее, рассматривались как симметричные, что приводило к одномерной постановке. Для учета взаимодействия соседних капель использовалась ячеистая модель [2]. При моделировании в жидкой фазе решалось уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha_l \left(\frac{\partial^2 T_l}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_l}{\partial r} \right)$$

Со следующими граничными условиями:

$$\frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0$$

$$Nu \cdot \Delta T = j \cdot r + \lambda_l \cdot \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_{r=R}$$

Закон теплообмена на поверхности капли задавался согласно [3]:

$$Nu = 2 + 0.55 Re^{0.5} Pr^{0.33}$$

Задача о тепломассообмене в газовой фазе решалась интегральным методом, при этом изменение давления в ней определялось согласно [2]:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{3a^2}{b^3 - a^3} \cdot \frac{(\gamma - 1)c_{vl}T_a}{l} \cdot \lambda_l \cdot \frac{\partial T_l}{\partial r}$$

а температуры из баланса энергии. Замыкание системы уравнений получалось за счет баланса массы на поверхности капли, при этом изменение радиуса капли за счет конденсации пара:

$$\rho_l \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = -4 j_w \pi R^2$$

Система уравнений с соответствующими граничными условиями решалась по неявной конечно-разностной схеме. Свойства жидкой и газовой фаз принимались зависящими как от температуры, так и от давления по справочным данным [4].

3. Результаты

В настоящей работе проводилось параметрическое изучение поведения газо-капельной системы при различных начальных условиях – концентрации $M=0.1\div5$ и диаметре капель $d0=0.5\div5$ мм, а также давлении $P_{para}=1\div10$ атм и температуре $T_{para}=100\div5000$ С пары. При этом начальная температура капли для всех расчетов была одинакова и равнялась $-T0=10$ о С.

Отметим, что все проведенные исследования относились к области перегретого либо насыщенного пара, что исключало необходимость учета объемной конденсации.

На рис. 1 представлены результаты расчетов изменения диаметра капли при различных начальных размерах. Можно видеть, что в независимости от начального размера относительный конечный размер постоянен, что следует из баланса энергии и массы – при постоянной массовой доле жидкости масса сконденсировавшегося пара постоянна. Однако степень дисперсности жидкой фазы оказывает существенное влияние на динамику конденсации. Для меньших размеров капель процессы теплоотдачи, прогрева и, как следствие, конденсации идут быстрее.

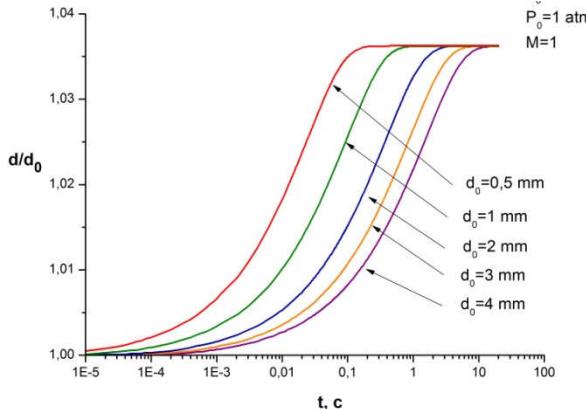


Рис. 1. Изменение размера капли по времени.

На рис. 2 показана динамика сброса давления в зависимости от его начальной величины P_0 от параметра Фурье Fo , т. к. этот параметр позволяет обобщить результаты и представить данные, не зависящие от d_0

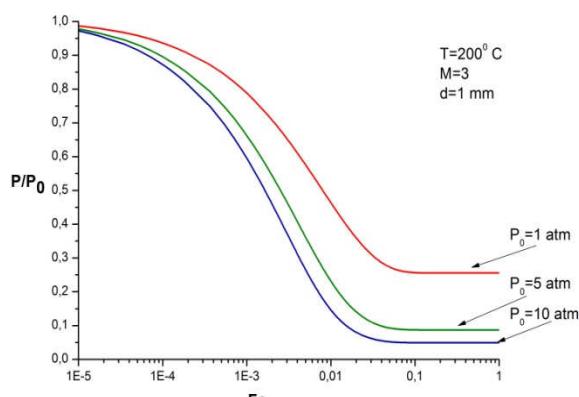


Рис. 2 Динамика изменения давления.

Из данного рисунка можно сделать вывод, что максимальное снижение давления существенно возрастает с увеличением начального давления P_0 . Так при $P_0=1$ атм давление падает до $P=0,25$ атм, а при $P_0=10$ атм до $P=0,05$ атм, т.е. в 5 раз больше.

Изменение предельного давления $P_{\text{пред}}$ от температуры пара при разных содержаниях жидкой фазы представлены на рис. 3.

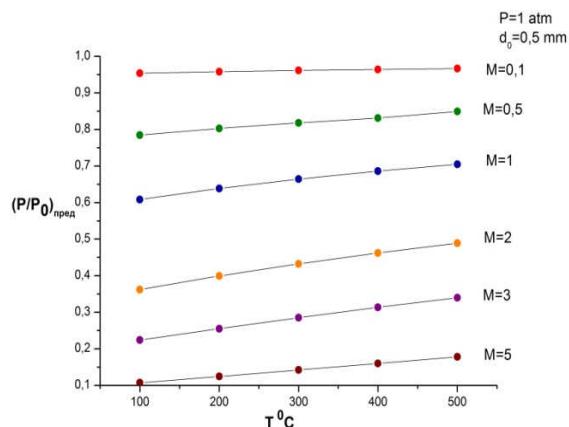


Рис. 3 Изменение предельного давления.

Из рис. 3 видно, что при больших концентрациях воды, (в 5 раза больше, чем масса пара) давление сбрасывается значительно быстрее. В тоже время начальная температура пара оказывает незначительное влияние на сброс давления.

4. Заключение

Разработана физико-математическая модель моделирования сброса давления в высокотемпературной паро-газовой смеси путем впрыска капель жидкости. Проведено моделирование влияния размеров, массовых концентраций и давлений капель на динамику процессов сброса давления. Показано влияние размера и концентраций капель на сброс давления, а также влияние начального давления пара и изменение предельного давления пара.

Список литературы

- Хабеев Н. С. Аль-Маннай М. К вопросу об инъекции капель в пар с целью понижения давления//Механика жидкости и газа. 2012. №1. С. 115-118.
- Нигматулин Р. И., Рахматулина И. Х. Нестационарный тепло-массообмен около сферической частицы//ПМТФ, 1977. №4. С 95-102.
- Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays /Sirigano W. A. Cambridge Academ. 2005.332 с.
- Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей /Варгафтик Н. Б. Наука. 1972. 721 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 14-08-31116.

РАСПЫЛЕНИЕ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ЧЕРЕЗ КОРОТКИЙ ЩЕЛЕВОЙ КАНАЛ

Бусов К.А., Решетников А.В., Мажейко Н.А.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Истечение двухфазных сред исследуется в связи с процессами, происходящими в различных энергетических, криогенных и химических аппаратах. Актуальность таких исследований связана с решением проблем безопасности энергетического оборудования при аварийной разгерметизации контура теплоносителя. Использование предельных и критических тепловых нагрузок в современном энергетическом оборудовании приводит к тому, что при разгерметизации сосуда высокого давления жидкые теплоносители оказываются в неравновесном или метастабильном состоянии с пониженной устойчивостью. В сильно перегретой метастабильной жидкости фазовое превращение может происходить по механизму взрывного вскипания [1].

Истечение горячей жидкости из сосудов высокого давления через короткие каналы сопровождается глубоким внедрением жидкости в область метастабильных фазовых состояний (перегретая жидкость). При высоких и предельных степенях перегрева в потоке истекающей жидкости реализуется взрывное вскипание [1], которое нашло широкое применение в технике.

Проведено экспериментальное исследование динамических характеристик струй перегретых жидкостей при истечении через короткий щелевой канал из камеры высокого давления. Рабочая камера представляла собой маятник в поле силы тяжести. Каналы были изготовлены электроискровым методом и имели прямоугольное сечение $4 \times 0.2 \text{ мм}^2$. Один из каналов крепился к рабочей камере с помощью диффузорного прижимного фланца, который задавал геометрические условия за выходным срезом канала. Другой был приварен к свободному концу патрубка длиной 10мм и диаметром 10мм. Таким образом исключалось какое-либо влияние внешних геометрических условий на струю – свободная струя. В качестве рабочих жидкостей использовались вода, этанол и водные растворы этанола. Диапазон начальных температур в камере составлял 400 - 600К при изменении давления до 15МПа.

Опыты показали, что расширение струи шло значительно быстрее в направлении меньшей стороны канала, чем в направлении большей стороны. В направлении большей стороны канала с ростом начальной температуры жидкости угол расширения практически не изменялся и был равен $\alpha \sim 20^\circ$. В направлении меньшей стороны в зависимости от степени перегрева наблюдались различные характерные формы струи перегретой воды.

Особенности в истечении перегретых жидкостей возрастили при использовании прилегающих плоскостей в сечении выходного среза щелевого канала. Установление плоскости приводило к “прилипанию” струи к этой плоскости (эффект Коанда). Струя, “захваченная плоскостью, распространялась в радиальном направлении до ее границ. При этом с ростом

температуры осевая составляющая струи существенно сокращалась – полное раскрытие струи.

Изучив влияние смежных плоскостей на эволюцию формы перегретой струи, для сравнения были проведены опыты с цилиндрическими поверхностями (трубками) различной длины. Исследования показали, что применение трубок приводит к изменению формы потока – плоская струя становится цилиндрической. Данное изменение наиболее существенно проявлялось с увеличением длины трубы.

Результаты экспериментального изучения реактивной силы воды, полученные с диффузорным прижимным фланцем показали, что экспериментальные данные совпадали с гидравлическим приближением с повышением температуры как вдоль линии насыщения, так и вдоль линий с постоянным начальным давлением вплоть до 470 К. При дальнейшем росте температуры экспериментальные данные превосходят значения реактивной отдачи струи, рассчитанной в гидравлическом приближении, примерно на 30%. При истечении из щелевого канала на свободном конце патрубка значения реактивной отдачи совпадали с гидравлическим приближением.

Полученные результаты реактивной отдачи струи при использовании прилегающей плоскости за каналом показали, что в условиях полного раскрытия потока наблюдается резкое уменьшение величины отдачи в несколько раз – кризис реактивной силы струи.

Исследование флюктуационных процессов в плоской струе вскипающих жидкостей показало присутствие низкочастотных пульсаций со спектром мощности, обратно пропорциональным частоте ($1/f$ – спектром). Согласно модели авторов [2], такие пульсации могут служить инструментом для поиска переходных режимов кипения и переходов в поведении струи. Так, в проведенных опытах, были установлены характерные температурные интервалы, в которых происходит переход от одного режима кипения к другому. Также $1/f$ спектры наблюдались при переходе к полному раскрытию струи и обратно.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показывают, что интегральные характеристики струи вскипающей жидкости в значительной степени зависят как от внутренней геометрии (цилиндр, прямоугольный параллелепипед) короткого насадка, так и от внешних конструкций, установленных за его выходным срезом.

Список литературы:

1. Скрипов, В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972, 312 с.
2. Коверда В.П., Скоков В.Н., Скрипов В.П. $1/f$ – шум в критическом неравновесном фазовом переходе // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т.63. № 9. С. 739-742.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ УГЛЕЙ МИКРОПОМОЛА В МОДЕЛЯХ КАМЕР СГОРАНИЯ ГТУ

Бутаков Е.Б.

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

Механоактивационное измельчение углей

При создании системы механоактивационного измельчения топлив решающим фактором является выбор наиболее эффективного и технически достаточно простого реализуемого способа измельчения, позволяющего максимально увеличить их химическую активность. Для решения этой проблемы было проведено исследование влияния способов измельчения углей различных стадий метаморфизма в энергонапряженных мельницах различного типа – виброцентробежных, планетарных, дезинтеграторах.

Следует, однако, отметить, что в настоящее время нам неизвестны методики определения реакционных свойств углей непосредственно в процессе их измельчения, которые позволили бы достоверно описать химическую активность. Поэтому на первом этапе нами использовались методы дифференциально-термического анализа, позволяющие исследовать в процессе термического разложения реакционных свойств углей, подвергнутых механохимической обработке.[1]

Этот метод позволяет анализировать процессы термоокислительной деструкции (ТОД) угольного вещества, нагреваемого со скоростью 10-300С в минуту, что, конечно, отличается от реального нагрева, воспламенения и горения частиц в пылеугольном факеле в топочной камере.

Термический анализ проводится на термоанализаторе Netzch STA 449 C. Данные экспериментов свидетельствуют о том, что основная потеря массы образцов активированного угля марки Т, связанная с процессами горения как периферийной, так и ядерной частей, сдвигается в более низкотемпературную область. При этом также как и для длиннопламенного угля снижается конечная температура выгорания с 7700С до 7200С, сужается температурный интервал максимального разложения. Таким образом, механическое активирование угольного вещества приводит к снижению температурных показателей процесса ТОД длиннопламенного угля (конечная температура выгорания; температура, соответствующая максимальной скорости потери массы), сужению температурного интервала горения, что также свидетельствует об увеличении их реакционной способности.

Работа по исследованию ТОД углей проводилась под руководством д.т.н. профессора Т.С.Юсупова (Институт Геологии и минералогии СО РАН). В экспериментах по ТОД показано, что механическая активация длиннопламенного и тощего угля снижает температурные показатели процесса горения, что хорошо видно по термогравиметрическим кривым или по кривым ДТА, для активированных углей они сдвигаются в более низкотемпературную область. На рис. 1 приведены кривые изменения энергии активации процесса ТОД. Анализируя приведенные данные, можно сделать вывод, что интенсивная механи-

ческая обработка высокометаморфизованного тощего угля повышает его реакционную способность, проявляющуюся в снижении величины энергии активации по всему температурному интервалу термоокислительной деструкции. Однако степень снижения величины этого показателя по сравнению с низко метаморфизованным длиннопламенным углем существенно ниже. Анализ процесса горения позволил установить наличие двух образцов близких по кинетике окисления – легкая фракция длиннопламенного угля и тот же уголь, обработанный в дезинтеграторе.

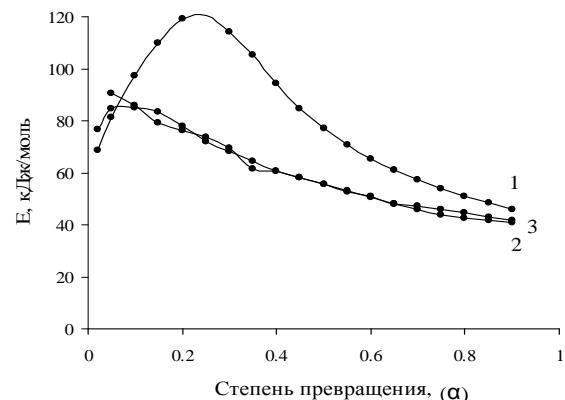


Рис. 1 - Изменение энергии активации длиннопламенного угля в процессе термоокислительной деструкции.
1- исходный образец; 2 - обработанный в дезинтеграторе;
3 - легкая фракция ($d < 1.4 \text{ г/см}^3$)

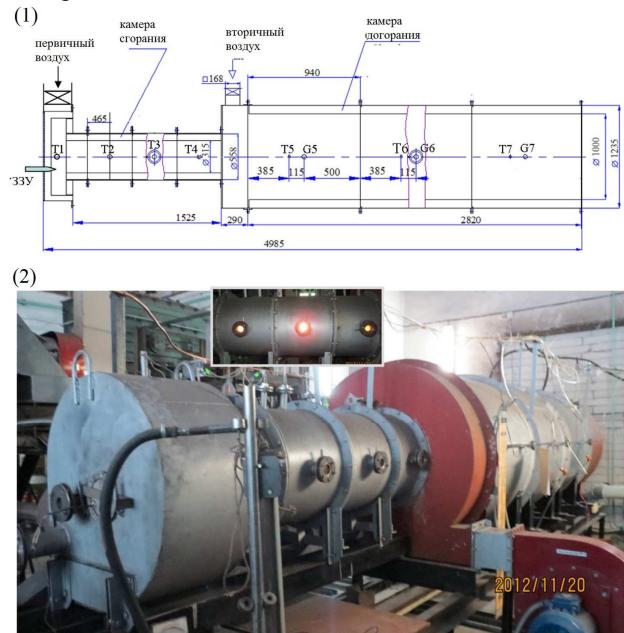
Анализируя данные дифференциально-термического анализа углей различных стадий метаморфизма, следует отметить, что в начальной стадии термического разложения значения энергии активации в ряде случаев (рисунок 2) у исходного и механоактивированного углей могут быть близки и существенное изменение энергии активации Е наблюдается после ~20% степени термического разложения. В связи с этим оценка влияния эффекта механоактивации углей должна производится по результатам реагирования не только в начальной стадии процесса, но и в значительной части (до 50%) процесса выгорания пылевзвеси.

Горение механоактивационного угля в камерах сгорания газотурбинной установки

Одно из перспективных направлений использования механоактивированных углей микропомола в энергетических технологиях – создание газотурбинных установок на угле без стадии газификации.

Форма камеры сгорания и ее расположение в схеме ГТУ имеют решающее значение во многих установках, что связано, прежде всего, с оптимизацией потерь напора. Поэтому в зависимости от типа ГТУ камеры сгорания могут быть горизонтальными или вертикальными при возможном сжигании всего топ-

лива в одной камере, выполнять камеру прямоточной или с обратным движением воздуха. До настоящего времени в камерах сгорания ГТУ сжигается газообразное или жидкое топливо. Сжигание твердого топлива пока представляется проблематичным. На первом этапе целесообразно отработать режим работы горелочного устройства на высокореакционных углях с достижением максимального выгорания топлива в горелочном устройстве минимальных размерах при стехиометрическом соотношении топливо-воздух. Первые экспериментальные исследования в этом направлении были выполнены на стенде тепловой мощностью до 5 Мвт с вихревым предтопком и камерой дожигания (Рис. 2).



АМОРФНЫЕ КОНДЕНСАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ОСАЖДЕНИЕМ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ И ИХ СВОЙСТВА

Виноградов А.В., Бусов К.А.

Институт теплофизики УрО РАН,
620016, Россия, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

Газовые гидраты являются типичными представителями клатратных соединений, которые образуются в результате включения молекул газа гидратообразователя в полости кристаллического каркаса, построенного водородно-связанными молекулами воды. Содержание газа в гидрате метана достигает 0.15 мольных долей. Это означает, что единичный объем гидрата метана может содержать до 160 объемов газа.

Интерес к газовым гидратам обусловлен существованием огромных запасов углеводородного сырья на Земле в газогидратном виде и перспективой его использования как источника топлива, возможность хранения и транспортировки газа в газогидратном состоянии, влиянием природных газовых гидратов на климат планеты [1]. Важное место в решении прикладных задач, связанных с газовыми гидратами, занимают усилия, направленные на предупреждение и ликвидацию техногенного гидратообразования в газодобывающем и газоперекачивающем оборудовании. В качестве метода утилизации парниковых газов (главным образом диоксида углерода) предлагается перевод их в газогидратное состояние и захоронение на дне мирового океана.

Известные в настоящее время методы связаны с использованием высоких давлений и низких температур в условиях, близких к равновесным. Например, давление, соответствующее условиям образования гидрата метана при температурах, близких 0°C, составляет десятки бар. Формирование гидратов при этом требует длительного и интенсивного перемешивания водно-газовой смеси. Полученный таким образом гидрат метана имеют рыхлую зернистую структуру, которая требует введения дополнительных правок к результатам измерений при изучении его теплофизических свойств. При нормальном давлении он разлагается вблизи равновесной температуры диссоциации, равной ~195 K. Актуальными являются разработки новых методов получения газовых гидратов и интенсификации процесса гидратации.

Задача настоящей работы – исследование формирования газовых гидратов при сильном отклонении от равновесных условий в низкотемпературных слоях аморфного льда, насыщенного газом. В этом случае образцы гидрата представляют собой монолитные пластинки льда, удобные для исследования теплофизических свойств кристаллогидратов, границ их устойчивости и фазовых превращений в них. Их сохранение при атмосферном давлении в метастабильном состоянии наблюдается вплоть до температуры плавления льда, т.е. до 273 K.

Эксперимент

Аморфные твердые (стеклообразные) слои низкомолекулярных веществ можно получить осаждением молекулярных пучков на охлажденную поверхность. При низких температурах устойчивость таких кон-

денсатов, которые представляют собой глубоко переохлажденную замороженную жидкость, обеспечивается высокой вязкостью и малой величиной частоты зародышеобразования кристаллической фазы. Конденсацией молекулярных пучков на медную подложку, охлаждаемую жидким азотом, удается получить аморфные слои воды и водных растворов органических жидкостей. Нагревание полученных конденсатов сопровождается их стеклованием (размягчением) и последующей спонтанной кристаллизацией, при которой определяющую роль при фазовом превращении играет гомогенное зародышеобразование. Кристаллизация водно-газовых аморфных конденсатов может приводить к образованию газовых гидратов [2]. В условиях глубокой метастабильности лавинообразное зарождение центров кристаллизации захватывает молекулы газа, поэтому не происходит их вытеснения движением фронта кристаллизации. Формированию гидрата способствует слабое химическое средство гидратообразующего вещества, а также размеры и формы его молекул, соответствующие геометрии полостей образующегося кратратного каркаса. К числу таких веществ относятся компоненты природного газа и диоксида углерода.

Аморфные конденсаты смесей вода-этан, вода-диоксид углерода, вода-пропан получали в вакуумном криостате осаждением молекулярных пучков на охлаждаемую жидким азотом медную подложку. Откачка паров азота из криостата позволяла понизить температуру подложки до 65 K. В камере криостата поддерживался вакуум не хуже 10^{-5} mm Hg. Скорость осаждения составляла ~200 мкм/ч. Молекулярные пучки компонентов одновременно поступали в зону распыления по раздельным паропроводам. Условия осаждения двухкомпонентных конденсатов при фиксированных расходах воды и газа позволяли получать образцы постоянного состава и обеспечивали отвод теплоты конденсации. Таким образом можно получать образцы толщиной до 2 мм. В опытах использовалась дважды дистиллированная вода. Температура образца измерялась медью-константановой термопарой, которая позволяла наблюдать за температурным режимом конденсации. Погрешность измерения температуры не превышала ± 0.5 K.

Для наблюдения за образцом использовался емкостный датчик, который закреплялся на подложке и позволял определять температуры стеклования и кристаллизации по изменению диэлектрических свойств образца при нагревании. Датчик представлял собой пленочный конденсатор, изготовленный методом термического напыления. Обкладками конденсатора служили тонкие медные полоски (шириной 100 мкм, высотой 50 мкм), нанесенные на диэлектрическую пластинку с поверхностью 20×20 мм, толщиной 0.2 мм. В опыте наблюдали изменение емкости датчика и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ об-

разца, осажденного на поверхность конденсатора. Измерения проводили в режиме непрерывного нагревания с постоянной скоростью на частоте электрического поля 10 кГц. Температура на поверхности датчика при конденсации образца не превышала 70 К при ее значении на медной подложке 65 К. По изменению диэлектрических свойств при изменении температуры судили о превращениях в образце. Тепловые эффекты, связанные с превращениями, регистрировались дифференциальной термопарой. Точность определения температур стеклования T_g и кристаллизации T_c составляла ± 1 К. Выделение газа при нагревании конденсата регистрировалось ионизационным датчиком давления.

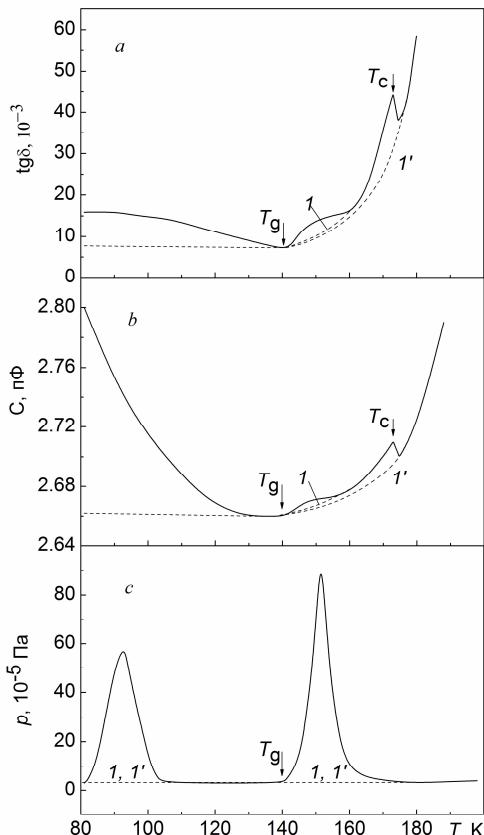


Рис. 1. Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь (а), емкости датчика (б) и показания датчика газовыделения (с) при нагревании аморфного конденсата смеси вода-этан. Содержание газа в образце составляет 7 масс. %.

На рис. 1 показано поведение температурной зависимости тангенса угла диэлектрических потерь при нагревании аморфного льда, насыщенного этаном, в диапазоне 80–200 К. Здесь же приведена температурная зависимость разности емкости датчика с осажденным образцом и без него и показания датчика газовыделения. Содержание этана в образце составляет 7 масс. %. Скорость нагревания – 0.03 К/сек. Как следует из рисунка, при температуре выше 140 К наблюдается заметное возрастание тангенса угла потерь и емкости конденсатора, связанное сструктурной релаксацией в области стеклования. Резкое уменьшение показаний датчика при температуре 173 К обусловлено кристаллизацией образца. Поведение кривых $\text{tg}\delta$ и емкости после кристаллизации характерно для кристаллического состояния. Штриховые

участки 1 кривых соответствуют повторному охлаждению и последующему нагреванию образца после стеклования, штриховые участки 1' соответствуют повторному охлаждению и последующему нагреванию образца после кристаллизации. Последующие циклы охлаждения-нагревания конденсата показывают воспроизводимость хода этих участков кривых. Присутствие этана в образце аморфного льда приводит к заметному сдвигу температуры кристаллизации в сторону высоких температур без существенного изменения температуры стеклования. При нагревании конденсата наблюдается два отчетливых пика газовыделения. Низкотемпературный пик в диапазоне 80–100 К обусловлен сублимацией чистого этана из пористой структуры стеклообразного конденсата. Второй пик газовыделения вызван крипом образца при стекловании. Его начало совпадает с началом перехода из твердого аморфного состояния в жидкое вязко текучее. Выделение газа полностью прекращалось к моменту кристаллизации конденсата. Увеличение содержания газа в образцах в диапазоне от 0 до 12 масс. % приводило к постепенному уменьшению высоты и «растягиванию» теплового сигнала кристаллизации вдоль температурной оси. При более высоких концентрациях отвод тепловыделения медной подложкой обеспечивал полное вырождение сигнала. В этом случае о превращениях в конденсатах судили только по показаниям емкостного датчика. Схожие результаты получены для диоксида углерода и пропана.

Заключение

Кристаллизация аморфного льда, насыщенного этаном, диоксидом углерода и пропаном в условиях глубокой метастабильности приводит к образованию газового гидрата. При атмосферном давлении в среде пентана гидрат сохранялся вплоть до ~273 К. При температуре ~273 К наблюдалось его разложение, которое сопровождалось интенсивным выделением газа. Результаты исследования показывают успешность применения метода конденсации молекулярных пучков для получения газовых гидратов. В перспективе метод может быть использован при получении гидрата водорода для решения проблемы его хранения и транспорта в связи с развитием водородной энергетики.

Список литературы:

1. Sloan E.D. Fundamental principles and applications of natural gas hydrates // Nature (London) 2003, № 426. P. 353–359.
2. Faizullin M.Z., Vinogradov A.V., Koverda V.P. Formation of clathrate hydrates under crystallization of gas-saturated amorphous ice // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013, v. 65, p.649-654.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 12-08-00017-а, № 14-08-31007 мол_а) и Программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 12-Т-2-1002).

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ПЛАВИЛЬНЫХ АГРЕГАТАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ CUDA

Виноградов Д.А.¹, Тепляков И.О.¹, Порохонько В.Б.²

¹ Институт высоких температур РАН,

125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2

²Институт электросварки им. Е.О.Патона, НАН Украины
03680, г. Киев, ул. Боженко 11

Введение

В электрометаллургических установках предназначенных для плавки металла электродуговым или электрошлаковым методом, в результате взаимодействия электрического тока, проходящего через расплавленный металл, с собственным магнитным полем (МП) возникает электромагнитная сила $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$, вызывающая т.н. электровихревое течение (ЭВТ). Это течение существенным образом влияет на параметры теплообмена в системе [1]. Схема образования ЭВТ в дуговой печи приведена на рис. 1.

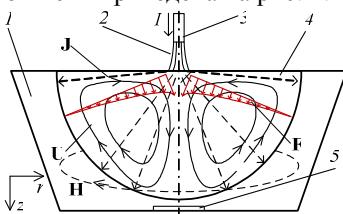


Рис.1. Схема образования ЭВТ в дуговой печи.

1 – Нерасплавленная область, 2 – электрическая дуга, 3 – электрод, 4 – расплавленная область, 5 – подовый электрод. H – напряженность магнитного поля, I – ток, J – плотность тока, U – скорость.

При численном моделировании гидродинамики и теплообмена в ЭВТ решается уравнение движения (1) содержащее также плотность тока и магнитное поле, и уравнение энергии в объеме занятом жидкостью.

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \right) = -\nabla p + \rho v \Delta \mathbf{U} + \mu_0 \mathbf{j} \times \mathbf{H} \quad (1)$$

Здесь, p – давление, v – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность, μ – магнитная проницаемость, μ_0 – магнитная постоянная. Считаем, что расплав немагнитен, а течение не влияет на МП. Плотность тока находится из решения уравнения $\nabla \cdot (\sigma \nabla \Phi) = 0$ (2) для потенциала Φ , $(\partial \Phi / \partial \mathbf{n})_r = 0$, где \mathbf{n} – нормаль к границе; $\mathbf{J} = -\sigma \nabla \Phi$. В качестве численной схемы для уравнений (1), (2) нами используется метод контрольного объема на неструктурированной сетке.

Расчет магнитного поля является отдельной трудоемкой задачей. В настоящее время существует несколько подходов к расчёту МП. Это дифференциальные методы, требующие решения векторного уравнения Лапласа/Пуассона и интегральный на основе закона Био-Савара-Лапласа (БСЛ). Первый класс методов обычно экономичней, но сложнее для программирования, чем метод БСЛ. Однако, в силу интегрального характера, метод БСЛ может быть распараллелен практически с линейным ускорением на любое количество потоков. Так же этот метод позволяет находить МП только в необходимой области, не требуя вычислять МП во всей системе проводни-

ков создающей МП. Поэтому в данной работе мы рассмотрели методику расчета МП методом БСЛ.

Методика расчёта МП для трехмерной системы

Запишем закон Био-Савара-Лапласа (3) и компоненту напряженности МП в декартовой системе координат (СК):

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}_0) = \frac{1}{4\pi V} \int \frac{\mathbf{J} \times (\mathbf{R}_0 - \mathbf{R})}{|\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}|^3} dV, \quad (3)$$

$$H_x(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{4\pi V} \int \frac{J_y(z_0 - z) - J_z(y_0 - y)}{((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2)^{3/2}} dV,$$

Компоненты H_y и H_z записываются аналогично. Переходя от непрерывных величин к дискретным, получим выражение для численного расчёта:

$$H_x(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1, j \neq i}^N \frac{J_{yj}(z_i - z_j) - J_{zj}(y_i - y_j)}{((x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2)^{3/2}} \Delta V_j$$

Здесь: $x_0, y_0, z_0, \mathbf{R}_0, i$ – координаты, радиус-вектор и индекс точки (центра ячейки расчётной сетки) в которой рассчитывается МП; x, y, z, \mathbf{R}, j – аналогичные величины для элемента с током который создает МП в искомой точке, x, y, z – координаты; V – объём, ΔV – объём расчётной ячейки, N – количество ячеек.

Поскольку порядок суммирования значения не имеет, метод может быть использован на неструктурной сетке, когда сетка является массивом, содержащим координаты вершин и центров ячеек, и априорно, информация об их порядке расположения, форме и размерах отсутствует.

Методика расчёта для осесимметричной системы

Как известно, МП в осесимметричной системе можно рассчитать аналитически по закону полного тока при известном распределении J_z . Этот метод накладывает требование ориентирования расчётных ячеек вдоль радиуса. Данное обстоятельство может быть неприемлемо для решения других уравнений (например для скорости) на этой же расчётной сетке. Поэтому для расчёта МП на неструктурной сетке в осесимметричной системе нами также был разработан метод на основе закона БСЛ.

Аналитическое выражение для МП осесимметричной системы в цилиндрической СК (r, z) имеет вид:

$$H_\phi(r, z) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(\int_0^{2\pi} \frac{(J_z(r_0 - r \cos \psi) - J_r(z_0 - z) \cos \psi) r}{(r^2 + r_0^2 + 2rr_0 \cos \psi + (z_0 - z)^2)^{3/2}} d\psi \right) dS \quad (4)$$

Внутренний интеграл может быть вычислен аналитически, а внешний, по площади S , заменен суммированием, тогда в дискретном виде результат будет иметь вид:

$$H_\phi(r_i, z_i) = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=0, j \neq i}^N f_{1j} (((f_{2j} J_{rj} + f_{3j} J_{zj}) E(f_{0j}) + ((f_{4j} J_{rj} + f_{5j} J_{zj}) K(f_{0j}))) \Delta S_j, \quad (5)$$

где $f_k = f_k(r, r_0, z, z_0)$ - функции координат, а E и K - эллиптические интегралы Лежандра первого и второго рода, ΔS_i - площадь ячейки, ψ - произвольный угол. Вывод выражений (4) и (5) описан в [2], а алгоритм расчёта интегралов Лежандра в [3].

Численный расчёт МП на графическом ускорителе с использованием CUDA

CUDA — программно-аппаратная архитектура, позволяющая выполнять параллельные вычисления с помощью графических процессоров (GPU) NVIDIA.

Для оценки эффективности использования CUDA было проведено сравнение производительности метода, реализованного на процессоре Intel Core i7 2600k с тактовой частотой 3.4 ГГц (в одно- и восьмипоточковом режиме) и графическом процессоре NVIDIA GeForce GTX 660 с частотой ядра 1.033 ГГц. Данный GPU может параллельно работать с 1024 потоками.

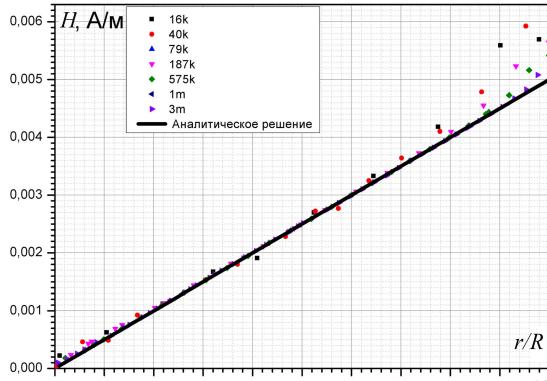
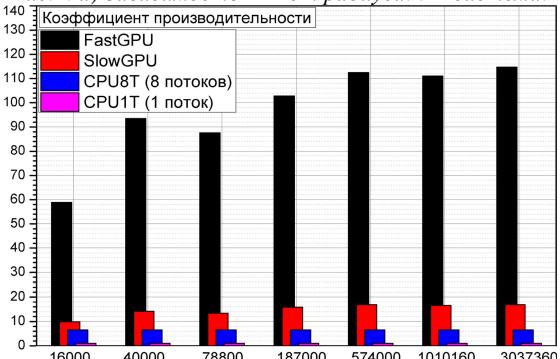


Рис.2. а) Зависимость МП от радиуса. 3D система.



б) Коэффициент производительности (3D).

Рассчитывалось магнитное поле в конечном цилиндре с длиной $L=1$ м, радиусом $R=0.01$ м, $J_z=1$. Для МП в центральном сечении такой цилиндр можно считать бесконечным т.к. $L \gg R$. Вычисления проводились на трехмерных сетках с общим числом ячеек от 1.6×10^4 до 3×10^6 , и на двумерных с числом ячеек от 10^3 до 5×10^4 . Полученные численные результаты сравнивались с аналитическими значениями для напряженности магнитного поля в бесконечном цилиндре: $H_\phi = J_z r / 2$. Для ускорения расчёта на GPU был использован метод вычисления «быстрого обратного квадратного корня» (Fast Inverse Square Root - FISR) [4]. С помощью этого метода вычислялись корни, а также были оптимизированы операции деления.

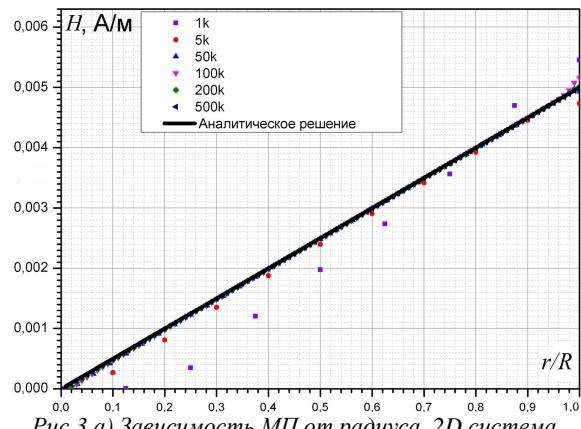
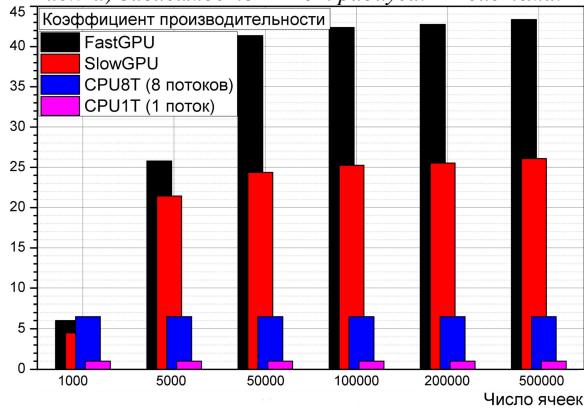


Рис.3 а) Зависимость МП от радиуса. 2D система.



б) Коэффициент производительности (2D).

Результаты и выводы

На рис. 2а и 3а проведено сравнение результатов численного расчёта с аналитическим значением. Радиус цилиндра нормирован к единице. Точность численного расчёта увеличивается с увеличением количества ячеек по радиусу цилиндра.

На рис. 2б и 3б приведены гистограммы прироста производительности для сеток с разным числом ячеек относительно однопоточкового режима на CPU (принятое равным 1). Здесь FastGPU – режим GPU с использованием FISR, SlowGPU – режим без использования FISR. Как видно из гистограмм, прирост производительности для случая трехмерной системы достигает 115 раз, а для случая цилиндрической осесимметричной системы 44 раз. Для 3D сетки размером 3×10^6 время расчета составляло ~ 4000 с, для 2D размером 5×10^4 ~ 1400 с.

Описанная методика была успешно использована при расчете полей скорости в установках ОИВТ РАН и Института электросварки НАН Украины.

Список литературы:

1. Электровихревые течения / В.В. Бояревич, Я.Ж. Фрейберг, Е.И. Шилова [и др.]; под ред. Э.В. Щербина. Рига: Зинатне, 1985.
2. Ивочкин Ю.П., Тепляков И.О., Гусева А.А., Лозина Е.Ю., Клементьева И.Б., Токарев Ю.Н. Исследование деформации свободной поверхности и ее влияния на интенсивность электровихревого течения жидкого металла. //Тепловые процессы в технике №11, 2012, с. 345 – 352.
3. W. J. Cody / Chebyshev Approximations for the Complete Elliptic Integrals K and E // JAMS. Mathematics of computation. 1965. no. 19. P.
4. M. Robertson / A brief history of InvSqrt. Bachelor of Science in Computer Science. / The University of new Brunswick 2012

Работа выполнена при поддержке РФФИ/ГФФИ Украины, грант №13-08-90444 Укр_ф_a/Ф53.7/027.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА В УСТРОЙСТВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

Виноградов Ю.А.¹, Егоров К.С.², Попович С.С.¹, Стронгин М.М.¹

¹ Институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
119192, Россия, Москва, Мичуринский проспект, 1

² МГТУ имени Н.Э. Баумана,
105005, Россия, Москва, улица 2-я Бауманская, 5

Аннотация

Работа посвящена экспериментальному исследованию влияния искусственно инициированного отрывного течения на коэффициент восстановления и температуру теплоизолированной пластины. Актуальность задачи обусловлена исследованием возможностей повышения эффективности работы устройства газодинамической температурной стратификации, а также – принципиальной важностью определения теплового потока при сверхзвуковых течениях.

На основе полученных результатов сделан вывод о положительном влиянии отрывных течений на эффективность устройства газодинамической температурной стратификации (трубы Леонтьева). Исследования выполнены на экспериментальной базе НИИ механики МГУ.

Введение

К настоящему времени предложено несколько методов газодинамической температурной стратификации или безмашинного энергоразделения газовых потоков. К получившим наибольшее распространение относятся вихревые трубы Ранка – Хилша и резонансные трубы Гартмана – Шпренгера. Академиком Леонтьевым А.И. был предложен новый метод энергоразделения, принцип действия которого основан на теплообмене через стенку дозвукового и сверхзвукового потоков [1-7]. В результате такого взаимодействия на выходе из устройства получаем два потока с разными температурами – нагретый сверхзвуковой поток и охлажденный дозвуковой.

Эффективность нового способа температурной стратификации существенным образом зависит от величины коэффициента восстановления температуры. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования влияния на коэффициент восстановления и адиабатную температуру стени отрывного течения на пластине за ребром.

Тепловой поток в стенку при сверхзвуковых скоростях обтекания определяется выражением:

$$q_w = \alpha \cdot (T_{aw} - T_w)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, T_w – температура обтекаемой поверхности, T_{aw} – температура теплоизолированной (адиабатной) стенки:

$$T_{aw} = T_0 \cdot \left(1 + r \cdot \frac{\gamma - 1}{2} \cdot M^2 \right)$$

где r – коэффициент восстановления температуры:

$$r = \frac{T_{aw} - T_0}{T_0^* - T_0}$$

Многочисленные экспериментальные исследования [8] показали, что для развитого турбулентного режима течения в сверхзвуковом потоке на пластине

величина r может быть принята равной $r \approx 0,875 \div 0,890$. В то же время коэффициент восстановления может значительно отличаться от теоретической величины для пластины из-за воздействия таких факторов, как критерии Рейнольдса, Маха и Прандтля, вдув/отсос пограничного слоя, форма и рельеф обтекаемой поверхности [8-11].

В области отрыва пограничного слоя интенсивность теплообмена, как известно, повышается многократно [12-13]. Этот эффект может позволить увеличить количество передаваемого через стенку тепла в устройстве температурной стратификации. Однако необходимо также учитывать влияние отрывных течений на изменение коэффициента восстановления температуры. Этот параметр, наряду с коэффициентом теплоотдачи, определяет эффективность устройства температурной стратификации.

Описание экспериментального стенда

Экспериментальные исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке непрерывного действия (рис. 1). Скорость потока в рабочей части трубы менялась с помощью регулируемого плоского сверхзвукового сопла в пределах $M = 2,0 \div 3,0$. Давление торможения P_0^* варьировалось от 5 до 7 атм, температура торможения менялась в диапазоне $T_0^* = 10 \div 25^\circ\text{C}$.

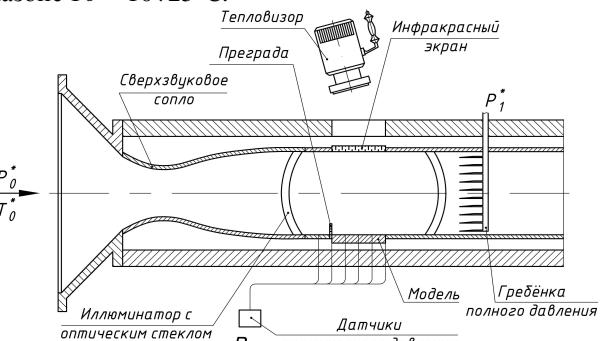


Рис. 1. Схема проведения эксперимента: T_0^* – полная температура набегающего потока; P_0^* – полное давление в форкамере; P_{st} – статическое давление на стенке

Рабочая часть трубы имеет прямоугольное поперечное сечение с размерами 70×90 мм. Визуализация потока осуществлялась оптическим методом с помощью прибора Теплера (ИАБ-451). Верхней стенкой аэродинамической трубы является инфракрасный иллюминатор из монокристалла ZnSe – материала, прозрачного для инфракрасной области спектра. При помощи тепловизора (тепловизионная камера Flir ThermaCAM SC3000, Швеция) через инфракрасный иллюминатор фиксировалось температурное поле модели.

Модель представляет собой плоскую пластину из оргстекла – материала с низким коэффициентом теп-

лопроводности $\lambda = 0.19$ Вт/(м·К). Использование такого материала позволило считать пластины теплоизолированной. На нижней стенке рабочей части трубы перед моделью устанавливалось ребро под углом 90° к потоку. Высота преграды варьировалась от 2 до 8 мм. Толщина пограничного слоя при безотрывном обтекании пластины составляла около 6 мм.

Обсуждение результатов

Основному исследованию предшествовала серия тестовых запусков на пластине без вносимых в поток возмущений. По измеренным параметрам (P_0^* , P_0 , T_0^* , T_{aw}) рассчитывались коэффициенты восстановления температуры r_i . Результаты тестовых испытаний приведены на рис. 2-3 (вместе с основными результатами исследования). Экспериментальная величина r_i для обтекания пластины без вносимых возмущений попадает в область значений 0.875-0.890, что соответствует результатам многочисленных экспериментальных исследований различных авторов.

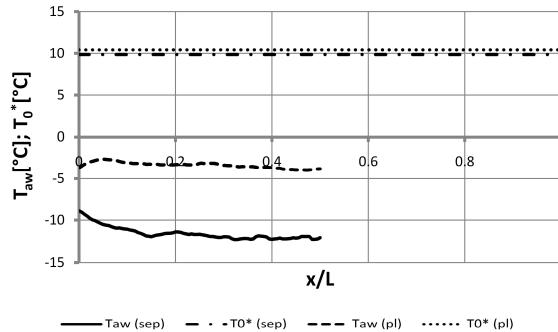


Рис. 2. Адиабатная температура стенки и температура торможения потока вдоль безразмерной длины пластины при высоте ребра 8 мм; “sep” – отрывное течение за ребром, “pl” – безотрывное обтекание пластины

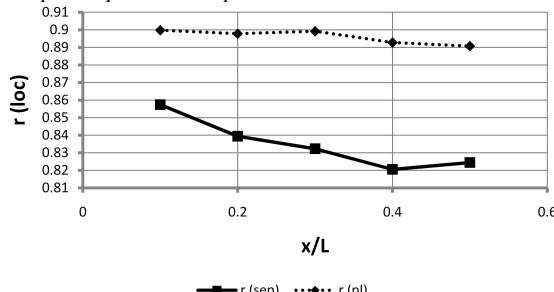


Рис. 3. Коэффициент восстановления температуры, рассчитанный по локальным параметрам вдоль безразмерной длины пластины при высоте ребра 8 мм; “sep” – отрывное течение за ребром, “pl” – безотрывное обтекание пластины

После проверки правильности работы измерительной системы в канале трубы инициировалось отрывное течение. Представлено распределение параметров вдоль безразмерной длины пластины при отрывном и безотрывном обтекании пластины при одинаковых локальных числах Маха ($M=2.0$). Такое сравнение показательно, поскольку скорость в отрывной области за ребром падает. На рис. 2-3 рассматриваемый параметр в диапазоне $x/L=0...1$ относится к положению за ребром. Потери полного давления и соответствующее снижение локального числа Маха оценивались по теневой фотографии.

Адиабатная температура стенки уменьшается до 3.5% (абсолютное значение) в отрывной области за ребром в сравнении с безотрывным обтеканием пластины при одинаковом локальном числе Маха в по-

токе (рис. 2). Уменьшение коэффициента восстановления температуры при отрывном течении составило до 10% в отрывной области во всём диапазоне исследованных чисел Маха (рис. 3).

Таким образом, в устройстве газодинамической температурной стратификации температурный напор ($T_{aw} - T_0^*$) в отрывной области увеличивается. В то же время коэффициент теплоотдачи возрастает в несколько раз в области отрыва пограничного слоя. Значит, отрывные течения могут способствовать интенсификации теплоотдачи в сверхзвуковом канале устройства газодинамической температурной стратификации. Сопутствующие потери полного давления в канале согласуются с необходимостью практического получения на выходе из устройства подогретого газа с одновременным редуцированием его давления.

Список литературы:

1. Леонтьев А.И. Газодинамические методы температурной стратификации//Известия РАН. МЖГ. 2002. № 4. С. 6-26.
2. Вигдорович И.И., Леонтьев А.И. К теории энергоразделения потока сжимаемого газа//Известия РАН. МЖГ. 2010. № 3. С. 103-109.
3. Макаров М.С., Макарова С.Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале //Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 6. С. 777-787.
4. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Температурная стратификация при отсече пограничного слоя из сверхзвукового потока//ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 793-798.
5. Бурцев С.А. Методика расчета устройств газодинамической температурной стратификации при течении реального газа// Тепловые процессы в технике. 2013, № 9. С. 386-390.
6. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубы// Известия РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 134-145.
7. Здитовец А. Г., Титов А. А. Экспериментальное исследование газодинамического метода безмашинного энергоразделения воздушных потоков//Тепловые процессы в технике. 2013, № 9. С. 391-397.
8. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. М.: Наука, 1974. 711 с.
9. Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Попович С.С., Стронгин М.М. Исследование тепломассообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом пограничном слое//Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1. № 1 С. 7-9.
10. Попович С.С. Экспериментальное исследование влияния падающего скачка уплотнения на адиабатную температуру стенки в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа//Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6. № 3. С.98-104.
11. Popovich S.S., Egorov K.S., Vinogradov Yu.A. Experimental research of adiabatic wall temperature influenced by separated supersonic flow//Proceedings of 15th International Heat Transfer Conference. IHTC-15-8962. 2014. 11 p.
12. Терехов В.И. Проблемы теплообмена в отрывных течениях// Труды Четвертой Российской национальной конференции по теплообмену. Т. 1. – М.: Издательский дом МЭИ, 2006. С. 103-111.
13. Ya.I. Smulsky, V.I. Terekhov, N.I. Yarygina. Heat transfer in turbulent separated flow behind a rib on the surface of square channel at different orientation angles relative to flow direction//Int. J. Heat Mass Transf, 2012, 55 (4), pp. 726–733

Работа выполняется при поддержке гранта РНФ №14-19-00699

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕЦЕССИРУЮЩЕГО ВИХРЕВОГО ЯДРА В ЗАКРУЧЕННОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ С ДИСПЕРСНОЙ ГАЗОВОЙ ФАЗОЙ

Винокуров А.П.^{1,2}, Алексеенко С.В.^{1,2}, Шторк С.И.^{1,2}, Юсупов Р.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, 2

Исследование закрученных многофазных потоков является актуальной задачей современной гидрогазодинамики [1]. Особый интерес представляют нестационарные вихревые структуры в газожидкостных потоках, в частности прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ) [2]. Тurbулентность, нестационарность и многофазность делают подобные процессы крайне сложными для аналитического описания. Для развития теории концентрированных вихрей и совершенствования численных методов необходимо больше качественных экспериментальных данных [3].

Помимо фундаментальной значимости, изучение вихревых процессов в многофазных потоках важно и с точки зрения практического применения, в частности в гидроэнергетике. Так, при неоптимальных режимах работы генератора, когда закрутка потока снимается не полностью, за рабочим колесом гидротурбины возникает прецессирующий вихрь, генерирующий мощные пульсации давления. Совпадение частоты прецессии с одной из собственных частот элементов ГЭС, вызывающее резонанс, может привести к значительным повреждениям конструкций и оборудования. Одним из методов, направленных на управление ПВЯ и снижение пульсаций давления, является добавление в поток воды дисперсной газовой фазы [4,5].

Эксперимент проводился в осесимметричной гидродинамической камере (см. рис.1.а), конструкция которой направлена на создание прецессирующего вихревого ядра [6]. Попадая в камеру, поток получает закрутку не лопаточном завихрителе и затем через сопло проникает в цилиндрическую камеру. Внезапное расширение ведет к распаду вихря и образованию ПВЯ, имеющего левосpirальную форму и вращающегося по направлению закрутки потока. Использование сменных завихрителей с различными параметрами крутки и сопел разного диаметра позволяет регулировать структуру потока. Над соплом диаметрально противоположно установлены пьезодатчики давления, используемые для определения частоты прецессии. Кроме того, применяются дифференциальные датчики, измеряющие характерные перепады давления в камере – между входом и выходом из нее, связанный с интенсивностью процессов вихреобразования, и между центром вихря и периферией, характеризующий всасывающую силу вихря. На выходе из камеры установлена крестовина, препятствующая образованию вторичных вихревых структур.

Добавление газовой фазы существенно влияет на формирование потока. Вследствие центробежных сил происходит эффективная сепарация фаз – жидкость смешается к стенкам сопла, а пузырьки газа устрем-

ляются к центру, формируя воздушное ядро (см. рис. 1.б).

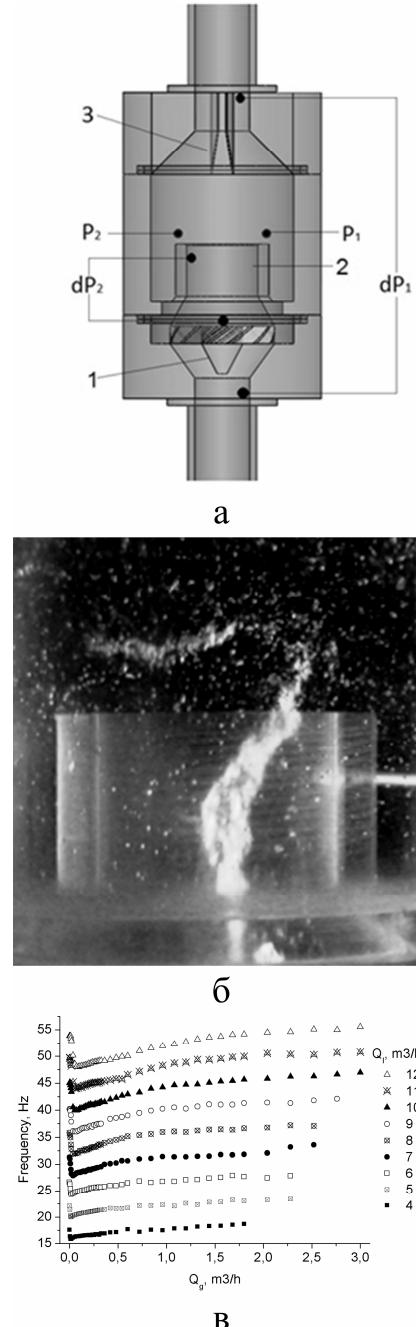


Рис. 1. а) – схема гидродинамической камеры. 1 – завихритель, 2 – сопло, 3 – крестовина. P_1 , P_2 – пьезодатчики давления, dP_1 , dP_2 – характеристические перепады давления. б) – воздушное ядро в камере. в) – зависимость частоты прецессии от расхода газа. Разным маркерам соответствуют расходы жидкости от 4 до 12 м³/ч.

Проведенные исследования показали, что интегральные характеристики потока также изменяются при добавлении дисперсной газовой фазы. Формирование воздушного ядра ведет к резкому снижению частоты прецессии, с дальнейшим увеличением газосодержания она возрастает (см. рис. 1.в). При этом амплитуда пульсаций давления, вызванных ПВЯ, уменьшается, но усиливаются низкочастотные шумы. Кроме того, в ходе выполнения работы рассмотрено влияние параметра крутки завихрителя и диаметра сопла на форму воздушного жгута – при интенсивной закрутке потока формирование газового ядра происходит при меньших газосодержаниях, при этом в области сопла наблюдается меньше свободных пузырьков. Показана зависимость перепадов давления в камере от расходов газа, продемонстрирована согласованность изменения интегральных характеристик при увеличении газосодержания.

В планы дальнейших работ входит исследование пространственного распределения газа, а также проведение численного моделирования ПВЯ в газожидкостном потоке.

Список литературы:

1. Алексеенко С.В, Окулов В.Л. Закрученные потоки в технических приложениях (обзор). Теплофизика и аэромеханика.-1996.- Т. 3, №2. –С. 101-138.
2. Alekseenko, S.V., Kuibin, P.A. , Okulov, V.L., Shtork, S.I. Vortex precession in a gas-liquid flow. Heat Transfer Research, Volume 41, Issue 4, 2010, Pages 465-477.
3. Куйбин П.А., Пылев И.М., Захаров А.В. Развитие двухфазных вихревых моделей для описания пульсаций давления в гидротурбинах // Сборник докладов Четвертой межд. конф. «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках», Москва, 18-20 октября 2011 г. Статья № s411. – CD, гос. рег. № 0321102743. 16 с
4. Veli Tuckmenoglu. The vortex effect of Francis turbine in electric power generation. Turk J Elec Eng & Comp Sci, 2011. doi:10.3906/elk-1105-45
5. B.Papillon, M.Sabourin, M.Couston, C.Deshenes. Methods for air admission in hydroturbines. Proceedings of the XXIst IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, September 9 - 12, 2002, Lausanne.
6. Винокуров А.П., Алексенко С.В., Шторк С.И. Исследование нестационарных вихревых структур в осесимметричной гидродинамической камере. Вестник НГУ. Серия: Физика. 2013, Том 8, выпуск 4, стр. 76-83.

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИММЕТРИИ ПРИ РЕШЕНИИ
ДИВЕРГЕНТНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ**

Вожаков И.С.

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

Для случая вязкой пленки жидкости, свободно стекающей по вертикальной плоскости под действием силы тяжести, в работе [1] для системы уравнений гидродинамики было выполнено преобразование координат, переводящее волнистую пленку жидкости в полосу постоянной толщины. В результате в длинноволновом приближении была получена система:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial(hu^2)}{\partial x} + \frac{\partial(huv)}{\partial \eta} &= \frac{\sigma}{\rho} h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} + \frac{v}{h} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + gh \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial \eta} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

При этом для свободно стекающей пленки на твердой стенке выполняются граничные условия прилипания:

$$u(x, 0, t) = v(x, 0, t) = 0 \quad (2)$$

а на свободной поверхности – условие отсутствия касательных напряжений и кинематическое условие, соответственно:

$$\frac{\partial u}{\partial \eta}(x, 1, t) = 0, \quad v(x, 1, t) = 0 \quad (3)$$

Сделаем в рассматриваемой задаче преобразование сдвига по поперечной координате η :

$$\eta' = \eta - 1$$

Отметим здесь, что η' выражается через исходные декартовы координаты следующим образом:

$$\eta' = y/h(x, t) - 1$$

Теперь рассматриваемая область течения занимает полосу $\eta' \in [-1, 0]$.

Легко заметить, что уравнения системы (1) инвариантны относительно преобразования:

$$\begin{aligned} \eta' \rightarrow -\eta', \quad u(x, \eta', t) &\rightarrow u(x, -\eta', t) \\ v(x, \eta', t) &\rightarrow -v(x, -\eta', t) \end{aligned} \quad (4)$$

Справедливость данного преобразования означает в частности, что у этих уравнений в полосе $\eta' \in [-1, 1]$ в принципе существуют решения двух типов. Решения первого типа обладают симметрией:

$$u(x, \eta', t) = u(x, -\eta', t), \quad v(x, \eta', t) = -v(x, -\eta', t)$$

Ясно, что если среди решений этого типа взять те, которые в полосе $\eta' \in [-1, 1]$ удовлетворяют граничным условиям прилипания на обеих границах:

$u(x, -1, t) = v(x, -1, t) = 0, \quad u(x, 1, t) = v(x, 1, t) = 0$, то в полуполосе $[-1, 0]$ получим решение задачи (1)–(3).

Действительно на границе $\eta' = -1$ условие прилипания выполнено, а граничное условие непротекания при $\eta' = 0$ удовлетворяется автоматически, в силу того что контрвариантная компонента поперечной скорости для таких решений – антисимметричная функция. Соответственно в силу симметрии функции u на этой границе у данных решений также автоматически выполняется и динамическое условие:

$$\frac{\partial u}{\partial \eta}(x, 0, t) = 0$$

Решения второго типа подобной симметрией не обладают, но в силу (4), если существует решение $u(x, \eta', t)$ и $v(x, \eta', t)$, то есть и решение:

$$u_l(x, \eta', t) = u(x, -\eta', t), \quad v_l(x, \eta', t) = -v(x, -\eta', t)$$

Естественно, среди решений уравнений (1)–(3) в полосе $\eta' \in [-1, 1]$, удовлетворяющих условиям прилипания на обеих границах, имеются и решения этого типа.

В общем случае если искать решения второго типа для уравнений (1)–(3) в полосе $\eta' \in [-1, 1]$, удовлетворяющих условиям прилипания на обеих границах, то для них не будут выполняться условия:

$$\frac{\partial u}{\partial \eta}(x, 0, t) = 0, \quad v(x, 0, t) = 0$$

Если пытаться продолжить решение задачи (1)–(3) на интервал $\eta' \in [0, 1]$, используя найденные значения $u(x, 0, t)$ и $v(x, 0, t)$, то на границе $\eta' = 1$ не удастся выполнить условие прилипания.

Для численного решения системы (1)–(3) представлялась в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon \operatorname{Re} \left(\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta'} \left(\frac{QV}{h} \right) \right) &= \\ = \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2 Q}{\partial \eta'^2} + 3h + We \varepsilon^3 \operatorname{Re} h \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} & \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial \eta'} &= 0 \\ Q = V = 0, \eta' = -1 & \\ \frac{\partial Q}{\partial \eta'} &= 0, V = 0, \eta' = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\operatorname{Re} = \frac{gh_0^3}{3V^2}$ – число Рейнольдса, $We = \frac{\sigma}{\rho g h_0^2}$ –

число Вебера, $\varepsilon = \frac{h_0}{l_0}$ – параметр длинноволновости.

При обезразмеривании использовались характерные масштабы скорости – u_0 , длины – l_0 , толщины – h_0 , времени – l_0/u_0 .

В системе (5) введены новые функции $Q = hu$, $V = hv$, линеаризующие второе уравнение системы (1).

В настоящей работе рассматриваются периодические стационарно-бегущие возмущения свободной поверхности, поэтому решения системы представляются в виде:

$$[Q, h, V] = [Q, h, V](\tilde{x}, \eta), \quad \tilde{x} = \alpha(x - ct)$$

Здесь α – волновое число решения.

При численном исследовании задачи использовался псевдоспектральный метод: функции, зависящие от поперечной координаты η' , раскладывались в ряд по полиномам Чебышева T_i :

$$Q = \sum Q_i(x) T_i(\eta') \quad (6)$$

$$V = \sum V_i(x) T_i(\eta')$$

Функции, зависящие от продольной координаты, разлагались в ряд Фурье:

$$Q_i(x) = \sum Q_i^k e^{ikx}$$

$$V_i(x) = \sum V_i^k e^{ikx}$$

$$h(x) = \sum H^k e^{ikx}$$

Для сравнения был также реализован альтернативный метод решения системы (6), в котором для функции Q использовались только четные полиномы Чебышева, а для функции V – только нечетные:

$$Q = \sum Q_{2i}(x) (T_{2i}(\eta') - 1) \quad (7)$$

$$V = \sum V_{2i+1}(x) (T_{2i+1}(\eta') - \eta')$$

Такой выбор обеспечивает автоматическое выполнение граничных условий на границе раздела и на твердой стенке.

Параметр ϵ выбирался таким образом, чтобы волновое число нейтральных возмущений при любых значениях чисел Рейнольдса было равно $\alpha_n = 1$. В этой точке зарождается первое семейство нелинейных стационарных режимов.

Это семейство может быть непрерывно продолжено в область малых волновых чисел и в пределе $\alpha \rightarrow 0$ переходит в отрицательный солитон (солитон–вмятина). Для случая водных пленок в диапазоне чисел Рейнольдса [1–30] анализ устойчивости решений данного семейства по отношению к возмущениям того же периода показал, что решения теряют устойчивость вблизи $\alpha \sim 0.5$. Здесь имеет место бифуркация Ландау–Хопфа и возникает периодический нестационарный режим (см., например, [7, 8]). Исследование устойчивости решений по отношению к удвоенному периоду дает новые точки бифуркации. Например, при $Re=1$ от решения первого семейства с волновым числом $\alpha = 0.9956$ отвечается новое семейство стационарных решений. При небольших числах Рейнольдса это второе семейство в пределе $\alpha \rightarrow 0$ переходит в положительный солитон (солитон – возвышение или горб).

Каждый расчет выполнялся на полном базисе (6), а также на «симметричном» базисе (7). Как видно из рис. 1, расчет формы возмущения в базисе (7), состоящем из 6 четных полиномов Чебышева для продольной скорости, показывает хорошее согласие с результатами на полном базисе (6) из 12 полиномов. Более детальное сравнение решений задачи включало исследование профилей скорости в различных сечениях волны. Наиболее интересны сечения на фронте волны. Здесь профиль существенно отличается от параболического, включает перегибы и возвратные течения. На рис. 2, продемонстрировано блестящее совпадение четной аппроксимации (базис (9)) решения в этой области с полным расчетом (базис (7)).

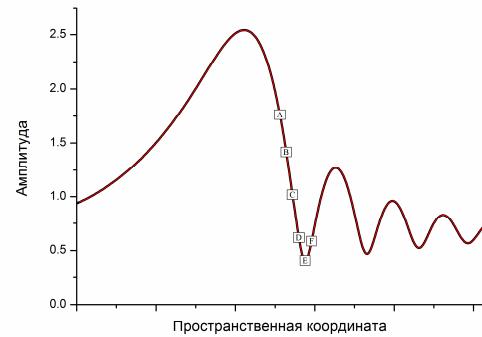


Рис. 1. Форма волны, рассчитанная по полному и симметричному базисам.

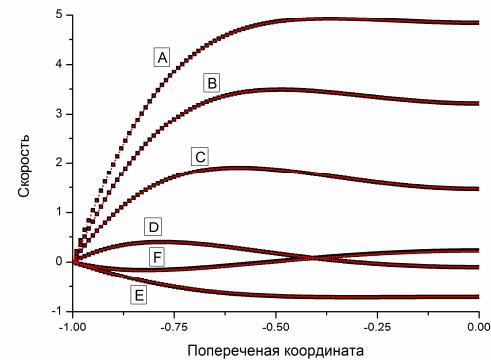


Рис. 2. Профили продольной скорости в выбранных сечениях волны, рассчитанные по полному и симметричному базисам.

Разумеется, полученные данные не позволяют утверждать, что все стационарные решения системы (1) – (3) обладают в полосе $\eta' \in [-1, 1]$ описанной выше симметрией. В определенном смысле нельзя считать это строго доказанным и для частного случая положительных солитонов. Однако полученные в ходе расчетов значения коэффициентов при четных и нечетных степенях η' полного базиса (6) указывают на правомерность данной гипотезы – при степенях $2i$ и $2i+1$ они различались более чем на два порядка.

Это различие увеличивалось с увеличением числа учтенных в (6) полиномов. Поэтому можно сделать вывод о допустимости применения более коротких и удобных базисных функций, опирающихся на симметрию (4) системы (1) – (3) при расчете стационарно–бегущих режимов волнового движения пленки.

Список литературы:

1. Alekseenko S. V., Arkhipov D. G., Tsvelodub O. Yu., Divergent system of equations for a fluid film flowing down a vertical wall, Doklady Physics. 2011. V.56. P. 22–25.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Президента РФ для господдержки ведущих научных школ РФ (№НШ-5762.2014.8) и молодых ученых (№МК-8997.2014.1).

ГЕНЕРАЦИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

Воробьев М.А., Лобанов П.Д.

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

При движении двухфазных газожидкостных смесей в трубах и каналах в зависимости от расходов фаз, геометрии канала и направления течения возникают различные режимы течения, такие как пузырьковые, снарядные, пенные, пленочные течения. Одним из наиболее интересных и практически важных является пузырьковый режим течения, когда газовая фаза присутствует в потоке в виде отдельных пузырей достаточно малого размера.

В зависимости от параметров течения смеси, изменение размеров пузырей может приводить как к увеличению, так и к снижению интенсивности турбулентных пульсаций потока, коэффициентов теплообмена и гидравлического сопротивления. Наиболее ярко эффекты проявляются в монодисперсной смеси, где отсутствует конкуренция между эффектами вызванными пузырями различных размеров. Исследование формирования мелкодисперсных пузырьковых течений стимулируется возможностью управления тепловыми процессами с помощью генерации пузырей соответствующих размеров, что делает их привлекательными для использования в науке и технологиях. Данная работа посвящена систематическому экспериментальному исследованию влияния расходных параметров жидкости и газа, а также положения точки ввода газа на размер газовых включений и величину разброса их размеров.

Эксперимент проводился на гидродинамическом стенде для изучения двухфазных потоков в лаборатории физико-химической гидромеханики Института Теплофизики СО РАН. Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости контур. Рабочая жидкость (дистиллированная вода) при помощи насоса подавалась в прозрачный вертикальный канал с квадратным поперечным сечением. В центральной части канала в стенку вклеен горизонтальный капилляр, через который в поток жидкости вводился газ (атмосферный воздух). Использовались три конфигурации расположения отверстия, через которое производится ввод газа в поток. В первой отверстие капилляра располагалось заподлицо со стенкой канала, во второй оно было в центре канала, в третьем случае капилляр, находящийся в центре канала, был направлен по потоку жидкости. Эксперименты проводились в восходящем и опускном режимах течения жидкости. При помощи видеокамеры были получены теневые изображения течения. Обработка изображений проводилась в автоматическом режиме, с использованием калибровочных данных. В каждом режиме обрабатывалось не менее 1000 кадров, что обеспечивало достаточную статистику. Использовались стандартные средства обработки изображений пакета MatLab.

В результате обработки видеоизображений, при различных положениях точки ввода газа в поток, по-

лучены зависимости размера пузырей от расходов жидкости и газа как в восходящем так и в опускном течениях. Показано, что при любом из рассмотренных положений капилляра размер пузыря возрастает при увеличении расхода газа и уменьшается при увеличении скорости жидкости. Зафиксировано, что при одинаковых расходных параметрах жидкости и газа средний диаметр пузырей меньше в случае отрыва от капилляра, расположенного в центральной области канала. Показано, что форма гистограммы распределения пузырей по размерам качественно изменяется при превышении некоторой частоты отрыва, что связано с уменьшением расстояния между пузырями и взаимодействием их друг с другом.

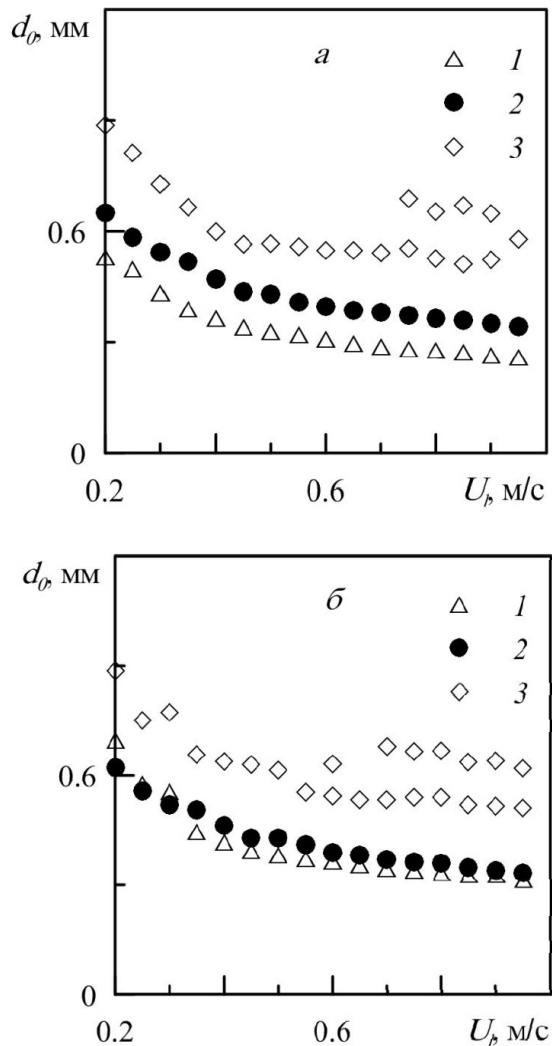


Рис. 1. Зависимость отрывного диаметра пузыря от расходной скорости жидкости. Капилляр расположен в центре канала. а- восходящее течение; б- опускное; При различных расходах газа. 1- $Qg=0.033$; 2- $Qg=0.083$; 3- $Qg=0.167$ мл/с

МЕТОДЫ ОРГАНИЗАЦИИ СОВМЕСТНЫХ РАСЧЕТОВ CFD И ОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМНЫХ КОДОВ В АНАЛИЗЕ БЕЗОПАСНОСТИ АЭС

Воробьев Ю.Б.¹, Пугачев М.А.¹, Кудинов П.², Ельцов М.², Кёоп К.²

¹ НИУ "Московский Энергетический Институт",

111250, Россия, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14

² Швеция, Стокгольм, Королевский технологический институт (KTH)

Ведущую роль в анализе безопасности АЭС на сегодняшний день играют системные теплогидравлические одномерные коды типа Relap5. Но они часто неадекватны при моделировании явлений с существенными 3D характеристиками. Коды расчетной гидродинамики (CFD) решают данные проблемы, но предъявляют чрезмерно высокие вычислительные требования при попытках моделирования всей АЭС с их помощью. Один из путей решения проблемы состоит в организации совместной работы CFD кодов с имеющимися одномерными кодами – CFD-1D система. В этом случае вся станция моделируется на основе одномерного кода, а отдельные объекты, где существенны трехмерные эффекты, моделируются на основе CFD кода. В докладе рассматриваются существующие на сегодняшний день методы создания CFD-1D систем на основе декомпозиции и наложения расчетных доменов. Приводятся результаты моделирования CFD-1D системой теплогидравлических процессов в экспериментальной установке с жидкотекущим теплоносителем TALL-3D (KTH).

Хотя использование CFD-1D системы позволяет отчасти решить вопрос ресурсозатратности, однако проблема остается при необходимости проведения большого ряда расчетов т.к. система является все же существенно более медленной по сравнению с 1D кодами. Задача проведения серии расчетов может быть связана с возрастающими в мире требованиями к

безопасности АЭС, что требует выполнения анализов неопределенностей и чувствительности для получения вероятностных оценок для расчетов по детерминистическим кодам.

Использование методов динамического вероятностного анализа безопасности (ДВАБ) требует еще большего количества расчетов. ДВАБ является направлением, которое призвано дополнить существующий ВАБ в проблематичных для него областях. В частности методы ВАБ имеют недостатки при учете динамических свойств физических процессов и их взаимодействия с вероятностными характеристиками в анализе безопасности АЭС. В ДВАБ проводится исследование пространства состояния моделируемого объекта (АЭС) для нахождения опасных состояний и оценки их вероятностных характеристик. Попытка использования CFD-1D системы в ДВАБ представляется проблематичной из-за высоких требований к вычислительным ресурсам.

В докладе рассматривается вариант решения на основе использования метамоделей с применением нейронных сетей. При этом выделяются два направления. Использования нейронных сетей в виде модели типа «черный ящик» и метамодели на основе априорных физических знаний. В докладе приводятся результаты разработки метамодели для проведенных расчетов CFD-1D системой установки TALL-3D.

ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ В ВАКУУМ И ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО

Вязов Ю.Н., Ярыгин И.В.

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

В настоящее время газокапельные потоки широко используются в различных тепло- и массообменных аппаратах и устройствах. Сюда можно отнести распыление топлива, охлаждение теплонапряженных конструкций, металлургические процессы. Показано, что добавление в охлаждающий поток даже небольшого количества капельной фазы существенно повышает эффективность охлаждения за счет использования теплоты фазового перехода при испарении капель.

Одним из перспективных применений газокапельных потоков является получение наноразмерных частиц различных веществ, в частности лекарственных препаратов для целей ингаляционной терапии. Основная идея этого способа состоит в предварительном получении капель раствора нужного размера (в идеале – с монокапельной функцией распределения частиц по размеру) и их последующего испарения в несущем газовом потоке. При этом достаточно контролировать и управлять размером первично образующихся капель (при заданной начальной концентрации раствора), чтобы получать желаемую дисперсность вещества.

Газокапельные потоки возникают также при работе двигателей управления и ориентации космических аппаратов, включая Международную космическую станцию, продувке магистралей дозаправки компонентами топлива, сбросе воды в окружающее космическое пространство.

В докладе обсуждаются особенности истечения жидкостей и газокапельных потоков в вакуум, связанные с фазовым взрывом и возникновением обратных потоков, методы диагностики быстро испаряющихся капель.

Выполнен цикл исследований по истечению приственных пленок жидкостей со спутным газовым потоком из сопла в вакуум. Показано, что обнаруженный ранее эффект возникновения возвратного движения приственной пленки по наружной поверхности сопла определяющим образом зависит от величины давления в затопленном пространстве (давления в вакуумной камере) и физических свойств жидкости (в первую очередь от величины давления насыщенных паров и удельной теплоты испарения).

В экспериментах в качестве рабочих жидкостей использовались этанол, фреон-11, додекан и вода. Показано (рис. 1), что наибольшая высота подъема пленки наблюдается для жидкости с наименьшим давлением насыщенных паров (додекан), наименьшая – для жидкостей с наибольшим давлением насыщенных паров (фреон-11) [1]. Пленка воды на наружной поверхности сопла замерзает.

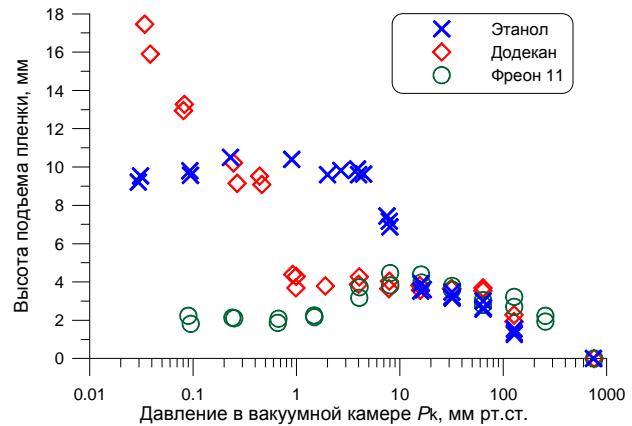


Рис. 1. Высота подъема пленки жидкости.

Представлены результаты экспериментов по получению и исследованию микрокапельных потоков из суспензий, содержащих водонерастворимые частицы субмикронного размера. На рис. 2 на примере лекарственного препарата нифедипина приведена функция распределения частиц по размерам в рабочей камере после распыления в нее водной суспензии с субмикронными частицами.

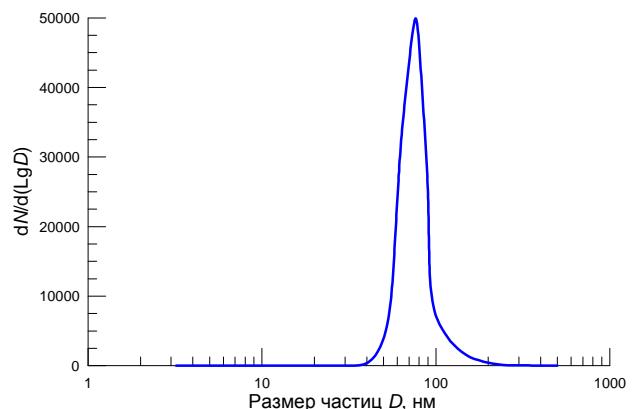


Рис. 2. Функция распределения частиц по размерам.

Список литературы:

1. Yarygin V.N., Prikhodko V.G., Yarygin I.V., Vyazov Yu.N. Near-wall liquid film ejection with co-current gas flow from nozzle into vacuum. Vacuum (2014), <http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.04.026>

Работа выполнена при финансовой поддержке междисциплинарного интеграционного проекта №108 СО РАН.

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ**

Гатаулин Я.А., Лапина М.А., Смирнов Е.М.

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

Известно о существовании различных типов неустойчивости внутренних закрученных течений, таких как "спиральная", "пузырьковая" [1-3]. Большинство работ по этой теме являются экспериментальными и рассматривают неустойчивость сильнозакрученных течений. В настоящей работе численно исследуется неустойчивость ламинарного осесимметричного течения, развивающегося в круглой трубе при умеренной и даже слабой входной закрутке.

Расчетная область включает завихритель с тангенциальным подводом жидкости, конфузор и прямую длинную трубу диаметром d (см. рис. 1). В завихритель жидкость поступает с однородными распределениями радиальной V_r и азимутальной V_ϕ скоростей. В конфузоре происходит перестроение потока, при этом на входе в прямой участок формируется распределение окружной скорости, характеризуемое концентрированной завихренностью у оси трубы и близким к потенциальному распределением на большей части радиуса.

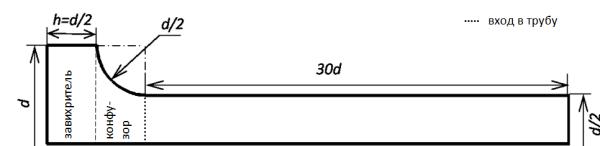


Рис. 1. Геометрия расчетной области

Рассматриваемое стационарное течение вязкой несжимаемой жидкости описывается системой уравнений Навье-Стокса. Определяющими параметрами задачи являются число Рейнольдса Re и параметр закрутки S . Число Рейнольдса строится по диаметру трубы d и среднерасходной скорости в трубе $U = 4V_r$. В качестве параметра закрутки потока был выбран интегральный параметр S , являющийся комбинацией входного потока момента количества движения, квадрата расхода и диаметра трубы. Для принятых условий $S = \frac{d}{4h} \operatorname{tg} \theta$, где $\operatorname{tg} \theta = (V_\phi / V_r)_{\text{ax}}$. Расчеты были проведены для $Re = 240-1200$ и $S = 0.3-0.7$.

Отметим, что в целях обеспечения осесимметричности расчетной сетки из расчетной области был «вырезан» цилиндр малого диаметра ($0.033d$), на котором ставились условия проскальзывания. Расчетная сетка была равномерной в окружном и радиальном направлениях, с числом N_ϕ , N_r узлов, соответственно. Общее число узлов в продольном направлении составляло N_z , при этом сетка в трубе была сгущена к входному сечению с коэффициентом 1.05 (см. рис. 2). Размер пристенных ячеек у торца завихрителя подбирался так, чтобы аккуратно разрешался пограничный слой, образующийся при вращении жидкости над твердой стенкой.

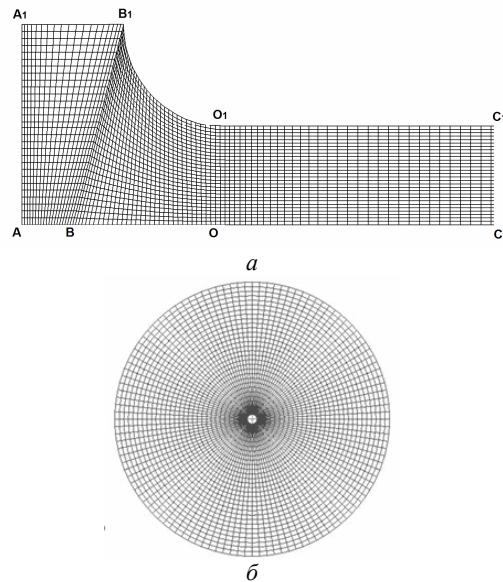


Рис. 2. Расчетная сетка в продольном (а) и поперечном (б) сечениях

Для получения численных решений задачи был использован гидродинамический программный комплекс ANSYS CFX 14.0. Расчет конвективных потоков через грани контрольных объемов осуществлялся по схеме повышенного (второго) порядка точности (High Resolution). Диффузионные потоки также вычислялись со вторым порядком точности. Решение стационарной задачи проводилось по методу установления с использованием алгоритма перевязки полей скорости и давления, базирующегося на специальной корректирующей процедуре вычисления потоков массы через грани контрольного объема (coupled solver).

Было проведено обширное исследование сеточной чувствительности стационарных решений при нескольких значениях определяющих параметров, позволившее выбрать базовую расчетную сетку размерностью $N_r N_\phi N_z = 60 \times 160 \times 1310$, для которой ниже приведены отдельные результаты.

Рис. 3 показывает, в частности, что при $Re = 720$ и $S = 0.5$ течение на начальном участке трубы сохраняет осесимметричный характер. Однако, на расстоянии примерно 5-10 калибров наблюдается развитие неосесимметричных неоднородностей, образующих своего рода четырехспиральную структуру, условно обозначаемую как χ -конфигурация в поперечном сечении. Далее происходит перестройка потока в двухспиральную структуру (S -конфигурация в поперечном сечении). Для идентификации вихревых структур строились изоповерхности Q -критерия. Эта величина является инвариантом тензора градиента скорости и при визуализации поля течения применяется для выделения областей, где вихрь доминирует

над вязким сдвигом [4]. Q -критерий рассчитывается следующим образом: $Q = 0.5(S_{ij}S_{ij} - \Omega_{ij}\Omega_{ij})$, где S_{ij} и Ω_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций и тензора завихренности, соответственно. На рис. 3 представлена изоповерхность Q -критерия, окрашенная по значениям осевой компоненты скорости. Видно, что на некотором расстоянии от входа в трубу происходит разрушение цельной осесимметричной структуры, наблюдается образование четырех спиральных вихрей, которые перестраиваются в двухвихревую конфигурацию.

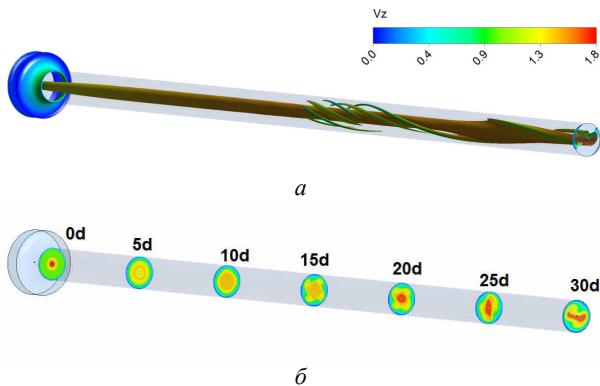


Рис. 3. Изоповерхность Q -критерия (а), окрашенная по значениям осевой компоненты скорости, и поля осевой скорости (б) в нескольких поперечных сечениях; $Re = 720$, $S = 0.5$

При обработке результатов оказалось удобным анализировать распределения компонент скорости вдоль прямых линий, параллельных оси трубы и расположенных на разных радиусах, в частности на расстояниях $0.03R$, $0.3R$, $0.6R$ от оси симметрии, где R – радиус трубы.

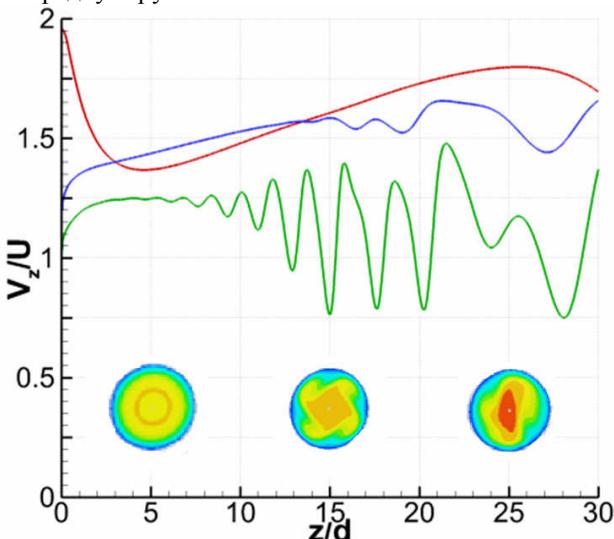


Рис. 4. Распределения осевой компоненты скорости на нескольких продольных линиях: на расстоянии $0.03R$ (красная линия), $0.3R$ (синяя линия) и $0.6R$ (зеленая линия) от оси симметрии; $Re = 720$, $S = 0.5$

На примере распределения осевой компоненты скорости на данных линиях хорошо прослеживаются ранее выделенные участки течения (см. рис. 4). В начале трубы течение осесимметрично, о чем свидетельствует монотонность кривых. Начиная приблизительно с пяти калибров от входа в трубу, происхо-

дит постепенное нарастание периодических пространственных осцилляций, что соответствует перестроению течения из осесимметричного в χ -конфигурацию, поворачивающуюся по мере движения вниз по потоку. Далее, начиная приблизительно с расстояния 20 калибров от входа, характер пространственных осцилляций изменяется, что, в сочетании с увеличением их периода, свидетельствует о перестройке течения в S -конфигурацию.

Параметрические расчеты в указанных выше диапазонах изменения Re и S показали, что, как увеличение числа Рейнольдса, так и увеличение параметра закрутки, приводят к более быстрому развитию неосесимметричных структур. Дальнейшее увеличение определяющих параметров не позволяет получить сошедшееся стационарное решение, что может свидетельствовать о возможном развитии нестационарных возмущений в реальном течении.

На основе результатов проведенных расчетов была построена предварительная карта режимов закрученного течения в исследованной конфигурации, на которой условно можно выделить три области: область всюду стационарного осесимметричного течения, область стационарного течения с неосесимметричными структурами и область нестационарного течения (см. рис. 5).

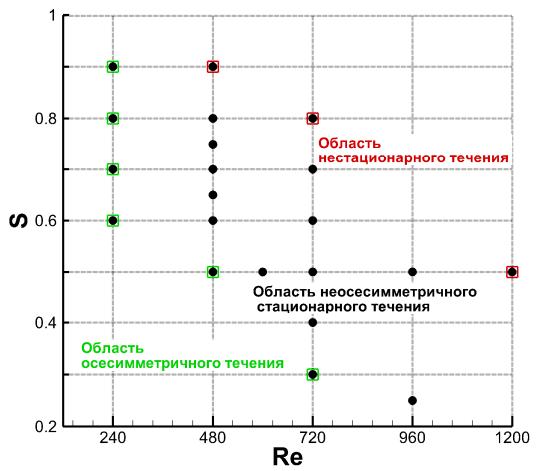


Рис. 5. Карта режимов

Список литературы:

1. Динамика вихрей / Ф.Дж. Сэффмэн; М.: Научный Мир, 2000. 376 с.
2. Введение в теорию концентрированных вихрей / С.В. Алексеенко, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов; Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.
3. R. Kumar, T. Conover. Flow visualization studies of a swirling flow in a cylinder / Experimental Thermal and Fluid Science, 1993, vol. 7. pp. 254–262.
4. J.C.R. Hunt, A.A. Wray, P. Moin. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows / Proc. Summer Program Center for Turbulence Research (NASA Ames/Stanford Univ.) 1988. pp. 193-208.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ С ПОМОЩЬЮ PIV ТЕХНИКИ И КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Гешева Е.С.¹, Шторк С.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

Исследованию вихрей посвящено большое число теоретических, в том числе, аналитических и численных, и экспериментальных исследований [1-3]. Интерес к изучению вихревых течений обусловлен, прежде всего, распространностью вихрей в природе. Вихревые структуры в природе оказывают большое влияние на жизнь человека, как, например, циклоны и смерчи, которые зачастую являются причинами бедствий и приносят огромный ущерб [4-6]. 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. Эксперименты включают измерение частотных характеристик вихревых структур при варьировании чисел Рейнольдса, а также измерения полей скоростей бесконтактным PIV методом. Экспериментальные исследования дополнены расчетами характеристик закрученного потока, выполненными с помощью коммерческого пакета Star CCM+.

Исследования вихревых структур проводились на замкнутом гидродинамическом контуре (рис. 1), обеспечивающий режимы работы в пределах числа Рейнольдса $Re=10\ 000 - 35\ 000$.

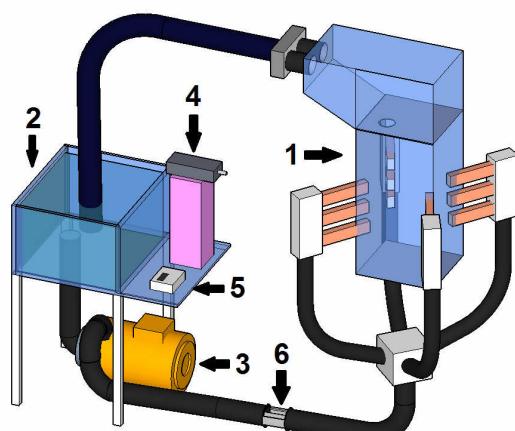


Рис. 1. Экспериментальная установка.

Жидкость из бака 2 подается в рабочую камеру 1 с помощью центробежного насоса 3 с двигателем постоянного тока. Двигатель подключен к электрической сети через регулирующий автотрансформатор и диодный выпрямитель. Расход жидкости измеряется ультразвуковым расходомером 5 на участке 6. Тангенциально направленные прямоугольные сопла с выходным сечением $14 \times 23 \text{ mm}^2$ создают в рабочей камере вихревой поток с вертикальной осью вращения.

Режим течения в камере характеризуется числом Рейнольдса Re , которое определяется по поперечному размеру m и среднерасходной скорости в вихревой камере W . Представленные в статье результаты получены при достаточно больших турбулентных числах Рейнольдса Re .

Нестационарный турбулентный поток моделируется с использованием трех основных подходов 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 тоже время занижает турбулентные пульсации в закрученном потоке. Чтобы улучшить моделирование нестационарных турбулентных закрученных течений используют вихреворазрешающие 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).

При моделировании вихревого потока в тангенциальной камере использовались все из представленных подходов. Для камеры с центральной диафрагмой была построена сетка с многогранными ячейками и призматическим слоем. Также была произведена дополнительная детализация сетки в приосевой области (область вихря), таким образом, сетка состояла из 1,6 млн. ячеек. Границные условия задавались исходя из расхода жидкости на входе и несжимаемости жидкости. В работе был использован алгоритм segregated flow для нестационарной неявной задачи.

В камере с тангенциальной закруткой потока и диафрагмированным отверстием образуется прямолинейная вихревая нить, идущая от дна камеры до выходной диафрагмы. Параметр крутки $S=4,5$ в данном случае не менялся, а диаметр выходного отверстия был равен 60 мм. Вихревое ядро совершает малые колебания вокруг оси, которые называют прецессией вихревого ядра. В целом же вихревая структура устойчива и квазистационарна.

Моделирование закрученного потока с помощью RANS подхода в нашем случае не дало адекватных результатов, что так же наблюдается в аналогичных работах по моделированию закрученных потоков [7-9]. Методы LES и DES дают весьма схожие между собой результаты, которые в свою очередь верифицируются экспериментальными данными. Из рисунка 2 видно, что расчетный профиль, полученный методом LES, лучше описывает экспериментальный профиль скорости. На небольших расстояниях от дна

камеры h (см. рис. 2а) видно, что экстремум скорости, рассчитанный методом DES существенно ниже экспериментального профиля, это говорит о том, что данный метод не позволяет рассчитывать пульсации скорости из-за осреднений, допущенных в методе. Однако с увеличением высоты, максимумы тангенциальной скорости, полученные с помощью моделирования методами LES, DES и PIV эксперимента различаются незначительно.

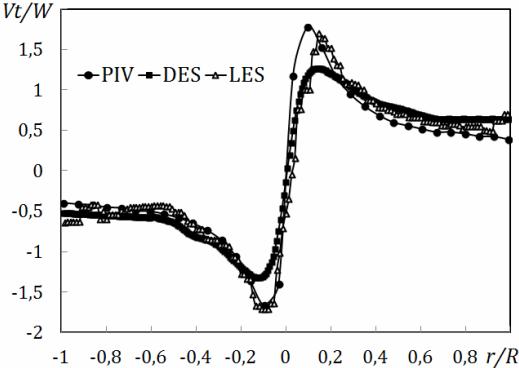


Рис. 2. Поля тангенциальной компоненты скорости, $Re=19\,200$, $h= 85$ мм.

При построении профиля аксиальной компоненты завихренности, также наблюдается низкий максимум для DES метода на небольшой высоте от дна камеры. В целом же поле завихренности сильно локализовано вблизи оси камеры и хорошо согласуется с рассчитанными профилями завихренности (см. рис. 3).

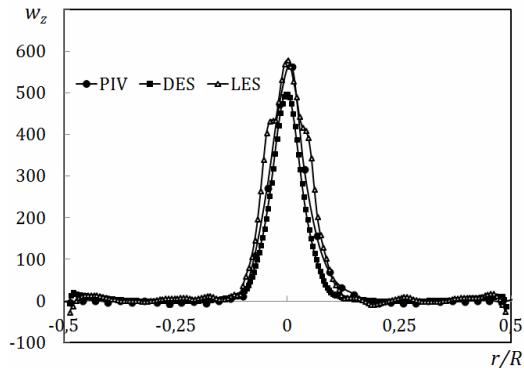


Рис. 3. Профиль аксиальной компоненты завихренности, $Re=19\,200$, $h= 385$ мм.

Как было описано ранее, вихревое ядро прецессирует вокруг своей оси, и частота прецессии линейно зависит от расхода жидкости. При этом было показано, что исследуемые режимы течения находятся в зоне автомодельности по числу Рейнольдса [10].

На рисунке 4 представлены зависимости частоты ПВЯ от расхода жидкости, полученные с помощью анализа видеозаписей, снятых на скоростную камеру, высокочувствительного гидрофона и также представлены точки, полученные с помощью моделирования в пакете Star CCM+, которые совпадают с данными полученными с помощью гидрофона и подтверждают корректность расчетных данных.

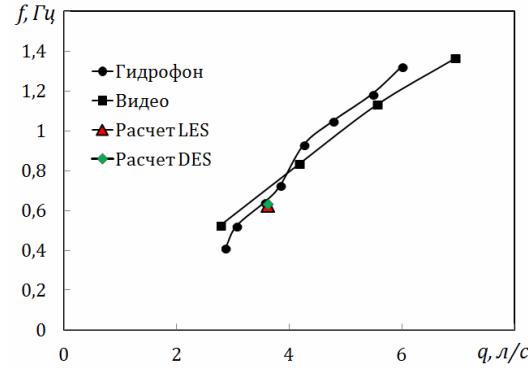


Рис. 4. Зависимость частоты прецессии от расхода жидкости.

В ходе работ были получены экспериментальные данные по полям скорости и завихренности, а также исследованы частотные характеристики вихря. Наряду с этим 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 точками.

Список литературы:

1. Escudier M.P. // Exps. in Fluids. 1984. Vol. 2. pp.189-196.
2. Gelfgat A.Y. Bar-Yoseph P.Z. Solan A. Three-dimensional instability of axisymmetric flow in rotating lid-cylinder enclosure // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 438. P. 363-377.
3. Okulov V.L., Sorensen J.N. Stability of helical tip vortices in rotor far wake // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 576. P. 1 - 25.
4. 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.
5. 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.
6. 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.
7. 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
8. 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.
9. 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
10. Gesheva E. S., Litvinov I. V., Shtork S. I., Alekseenko S. V. Analyzing the Aerodynamic Structure of Swirl Flow in Vortex burner Models // Thermal Engineering, 2014, Vol. 61, No. 9, pp. 649-657.

АНАЛИЗ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ДЫМОВОЙ ТРУБЫ ПРИ ПЕРЕВОДЕ НА СЖИГАНИЕ ПРИРОДНОГО ГАЗА

Головатый С.В., Лесных А.В., Штым К.А.

Дальневосточный федеральный университет,
690950, Россия, Владивосток, ул. Суханова, 8

Дымовые трубы работают в сложных условиях: при перепадах температуры, давления, влажности, агрессивном воздействии дымовых газов, ветровых нагрузках и нагрузках от собственной массы. В результате механических (силовых и температурных), химических и комбинированных воздействий возникают повреждения конструкций дымовых труб.

Одной из проблем перевода теплоисточников на сжигание природного газа является возможность конденсации водяных паров дымовых газов, в дымовых трубах. Конденсатообразование является одной из наиболее распространенных причин повреждений конструкций дымовых труб. Конденсатообразование на внутренней поверхности дымовых труб и его последствия (такие как намокание несущих конструкций, увеличение коэффициента теплопроводности стенок, размораживание и т.д.) приводят к следующим наиболее распространенным повреждениям конструкций:

- 1) разрушение защитного слоя железобетонных труб, обнажение и коррозия арматуры;
- 2) разрушение кирпича кирпичных труб;
- 3) интенсивная сульфатная коррозия внутренней поверхности бетона ствола железобетонных труб;
- 4) разрушение теплоизоляции;
- 5) пустошовка в кладке футеровки, снижение газоплотности и прочности футеровки;
- 6) разрушение кирпичной кладки футеровки железобетонных и кирпичных дымовых труб лещадками;
- 7) пониженная прочность монолитной футеровки железобетонных труб.

Многолетний опыт эксплуатации дымовых труб подтверждает связь выше описанных повреждений с конденсатообразованием. Так, в процессе визуального осмотра внутренней и наружной поверхностей стволов дымовых трубы различных котельных было выявлены следующие повреждения: глубокие эрозийные повреждения практически по всей высоте трубы, в зонах активной конденсации водяных паров наблюдается разрушение кирпича на глубину до 120мм. При выявленных повреждениях поверхность ствола находится в работоспособном состоянии.

Содержание водяных паров в дымовых газах будет различным для разных видов топлива. Так, наибольшее количество влаги в дымовых газах— природного газа, наименьшее количество водяных паров содержится в продуктах сгорания мазута и угля (см. таблицу 1).

Объектом исследования является кирпичная дымовая труба высотой $H=80$ м, предназначенная для удаления дымовых газов 5ти паровых котлов ДЕ-16-14.

Для данной дымовой трубы проводились измерения при следующих климатических условиях:

- температура наружного воздуха -5°C

- скорость ветра 5м/с

На момент проведения измерений в работе находились два котла ст№4 с нагрузкой 8,6 т/ч (53,7% номинальной) и ст№5 с нагрузкой 9,5т/ч (59,3% от номинальной). Температура уходящих газов составила 124°C на котле ДЕ-16-14 ст№4 и 135°C на котле ДЕ-16-14 ст№5. Температура уходящих газов на входе в дымовую трубу составила 130°C . Коэффициент избытка воздуха на входе в дымовую трубу составил $\alpha=1,31$ ($\text{O}_2=5\%$). Суммарный расход дымовых газов составил $14948\text{м}^3/\text{ч}$.

Составляющая	Величина, %
Азот, N_2	64,9
Диоксид углерода, CO_2	15,5
Кислород, O_2	5
Моноксид углерода, CO	0,001
Оксиды азота NO+NO_2	0,009
Водяные пары H_2O (т/ч)	14,5 (0,974)

Таблица 1. Состав уходящих газов при сжигании природного газа.

На основании результатов измерений было произведено моделирование различных режимов работы дымовой трубы.

Для задания граничных условий использовались измеренные данные находящихся в работе котлов ДЕ-16-14 (на момент проведения измерений в работе находилось 2 котла 53,7% и 59,3% номинальной нагрузки). Измеренные состав и температура дымовых газов, учитывались при расчете характеристик потока дымовых газов. В расчете учитывались метеорологические и климатологические условия на момент проведения измерений (температура наружного воздуха, скорость ветра).

В процессе моделирования для анализа были рассчитан режимы работы теплоисточника при нагрузках и климатических условиях на момент измерений.

Как известно температура конденсации водяных паров уходящих газов в дымовых трубах начинается при температурах внутренней поверхности $65-70^{\circ}\text{C}$.

По результатам расчета на образование конденсата при режиме работы теплоисточника на момент измерений, температура дымовых газов на внутренней поверхности трубы составляла $35-70^{\circ}\text{C}$, при данных условиях на всей поверхности трубы возможно образование конденсата водяных паров.

Для предотвращения образования конденсата водяных паров на внутренней поверхности дымовой трубы был подобран минимальный режим работы оборудования котельной, который обеспечит достаточный расход дымовых газов и температуру на внутренней поверхности дымовой трубы не ниже 70°C .

По результатам расчетов рекомендуется вести режимы работы не менее трех котлов на номинальной нагрузке.

На рисунке 1 приведена зависимость расхода уходящих газов (температура 140°C) через дымовую трубу от температуры наружного воздуха. Для исключения образования конденсата на внутренней поверхности дымовой трубы вести работу с 3-мя котлами на номинальной нагрузке при -20°C и 2-мя котлами при +5°C.

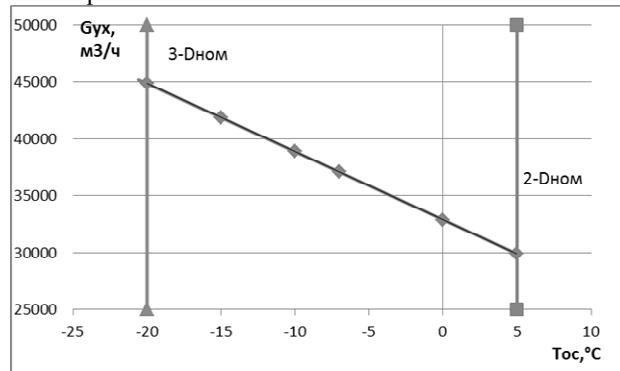


Рис. 1. Зависимость расхода уходящих газов через дымовую трубу от температуры наружного воздуха.

Список литературы:

- Использование вторичных энергетических ресурсов/ О. Л. Данилов, В. А. Мунц; УГТУ-УПИ. - Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2008. - 153 с.
- Рабочие процессы и вопросы усовершенствования конвективных поверхностей котельных агрегатов/ Н. В. Кузнецов; Госэнергоиздат, 1958. - 17 с.

МОДУЛЬ СОХРАНЕНИЯ ДАННЫХ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ЛАЗЕРНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО АНЕМОМЕТРА

Горбач Н.Л., Пономарев С.А.

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

Современные лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС) широко используются в экспериментальных исследованиях в области теплофизики, гидро- и аэродинамики. Такие измерительные системы позволяют проводить бесконтактные невозмущающие измерения с необходимыми уровнями чувствительности и точности.

В Институте теплофизики СО РАН был разработан ЛДИС, основанный на полупроводниковом видимом лазере, позволяющий производить измерение 2D и 3D векторов скорости газожидкостных потоков [1]. Измерительная система состоит из оптоэлектронного модуля, расположенного на координатно-перемещающем устройстве (КПУ), и персонального компьютера со специализированным программным комплексом. Аппаратная часть ЛДИС (оптическая схема и сигнальный процессор) развивалась и совершенствовалась, позволив получить более высокое временное разрешение и точность. Ожидаемая производительность аппаратного комплекса достигает 30000 измерений в секунду. Выросла производительность персональных компьютеров, в то время как в программном обеспечении выявились узкие места, принципиально ограничивающие производительность комплекса, связанные с особенностями внутренней архитектуры и форматом сохранения результатов измерений [2].

Цель работы заключается в разработке нового модуля сохранения данных программного комплекса ЛДИС, обеспечивающего сохранение до 30 000 измерений в секунду. Для возможности проведения комплексных измерений с использованием дополнительного измерительного оборудования (например, датчиков температуры, давления и т.д.), модуль сохранения данных должен иметь гибкую архитектуру с возможностью её расширения. Кроме того, модуль сохранения данных ЛДИС должен обеспечивать экспорт экспериментальных результатов в стандартном пользовательском формате.

В связи с высокими требованиями к скорости сохранения экспериментальных данных, было решено создать специализированное хранилище на основе бинарных файлов. Разработано файловое хранилище, предусматривающее следующую иерархическую структуру хранения данных:

1. Заголовок файла эксперимента - несет в себе информацию о количестве координат позиционирования и описание проведенного эксперимента.

2. Заголовок точек позиционирования - хранит количество измерений, параметры аппаратной части ЛДИС, координаты КПУ, время начала сбора данных в этой точке.

3. Запись вспышки - содержит информацию об измеренной скорости, значение параметра достоверности, измеренном направлении скорости, амплитуде

зарегистрированного сигнала, времени измерения, длине зарегистрированной доплеровской вспышки.

Модуль сохранения данных программного комплекса ЛДИС реализован на языке программирования C# с фреймворком .NET 4.0. Реализованный модуль в рамках архитектуры программного комплекса ЛДИС взаимодействует с модулем проведения эксперимента и выполняет сохранение и экспорт экспериментальных данных.

С целью проверки того, что система удовлетворяет критериям производительности, было проведено тестирование модуля сохранения данных ЛДИС. Для проведения тестирования производительности разработана тестовая программа, записывающая в хранилище искусственно генерированные результаты измерений. Достигнута пиковая производительность модуля сохранения данных ЛДИС до 750 000 записей в секунду при сохранении данных на жёстком диске.

Разработанная архитектура позволяет легко дополнить список полей в записи, в случае интеграции комплекса с другими измерительными системами. В программном комплексе ЛДИС реализована возможность экспорт экспериментальных данных в текстовом формате, а также в формате офисного пакета Microsoft Office Excel с сортировкой данных по компонентам и их визуализацией.

Таким образом, реализован модуль сохранения данных программного комплекса ЛДИС. Достигнута скорость сохранения экспериментальных данных до 750 000 измерений в режиме реального времени. Разработана гибкая архитектура модуля сохранения экспериментальных данных, позволяющая легко поддерживать дальнейшее развитие программной части комплекса ЛДИС. Реализован экспорт экспериментальных результатов в стандартном пользовательском формате. Разработанный модуль сохранения данных программного комплекса лазерного доплеровского анемометра обеспечивает быстродействие, которое может обеспечить сохранение результатов измерений с частотой более 700 кГц, что более чем в 20 раз превышает текущую производительность аппаратной части лазерного доплеровского анемометра.

Список литературы:

1. Меледин В.Г., Аникин Ю.А., Бакакин Г.В., Главный В.Г., Двойнишников С.В., Кабардин И.К., Кротов С.В., Куликов Д.В., Наумов И.В., Павлов В.А., Рахманов В.В., Романов Н.А., Садбаков О.Ю., Чубов А.С., Шархов А.С. Лазерная доплеровская измерительная система (ЛДИС) для 3D диагностики газожидкостных потоков ЛАД-056. Техническое описание и инструкция по эксплуатации Р5 134 00 00 00 ТО и ИЭ // Ин-т Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. - Новосибирск, 2013 г. - 58 С.
2. Пономарев С.А. Программный комплекс высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра // Материалы 52-й Международной научной студенческой конференции МНСК-2014: Инструментальные методы и техника экспериментальной физики / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2014. 53 с.

ВЛИЯНИЕ КОАЛЕСЦЕНЦИИ НА ДИАМЕТР ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В ВОСХОДЯЩЕМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ТЕЧЕНИИ В ПЛОСКОМ НАКЛОННОМ КАНАЛЕ

Гореликова А.Е.^{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 двухфазных потоков не теряет актуальности из-за широкого распространения газожидкостных течений в промышленных установках химической и микробиологической промышленности, энергетике и ряде других областей. Сложность структуры течения часто делает невозможным чисто теоретический подход к его описанию и требует использования экспериментальных данных.

В работе представлены результаты экспериментального изучения области влияния коалесценции на диаметр газовых пузырей в восходящем течении в плоском наклонном канале. Измерения проводились при наклоне канала $\theta=45^\circ$, числе Рейнольдса $Re=12400$ и значениях объемного расходного газосодержания $\beta=0,1\div20\%$.

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости двухфазный циркуляционный контур, рабочим участком которого был прямоугольный канал с поперечным сечением 10x100 мм и длинной 1,7 м. Газ вводился в поток жидкости через генератор пузырей, представляющий собой вставку в канал из оргстекла с вклеенными в нее капиллярами. В генераторе, использовавшемся в этой работе, был 41 капилляр с внутренним диаметром 0,3 мм. Так же были получены значения диаметра газовых пузырей для одиночного капилляра того же диаметра. Оптические наблюдения проходили на расстояниях $L=100\div900$ мм от места ввода газа в поток жидкости. Температура рабочей жидкости поддерживалась постоянной на уровне 25°C с помощью системы терморегулирования.

Исследования диаметра газовых пузырей проводились с помощью теневого метода. Пузырьки освещались встречным параллельным пучком света и снимались на видеокамеру со скоростью 500 кадров/с при разрешении 512x512 точек.

Были получены значения среднего диаметра газовых пузырей на различных расстояниях от места ввода дисперсной среды в поток жидкости (Рис.1), что позволило сделать качественные выводы о том, что скорость коалесценции увеличивается с ростом концентрации пузырей.

В работе рассматривалась величина заполненности пузырькового слоя - $\phi=S_b/S_{full}$ - это оценочная характеристика, которая соответствует доли площади снимка, занимаемой пузырями (Рис. 2). При увеличении объемного расходного газосодержания β процесс коалесценции усиливается, средний диаметр пузырей

увеличивается и поэтому скорость роста заполненности пузырькового слоя замедляется и начинает существенно зависеть от расстояния до места ввода дисперсной среды в поток жидкости. При этом, при газосодержании менее 1 % значения ϕ совпадают, что можно связать с низкой вероятностью коалесценции из-за малой концентрации пузырей.

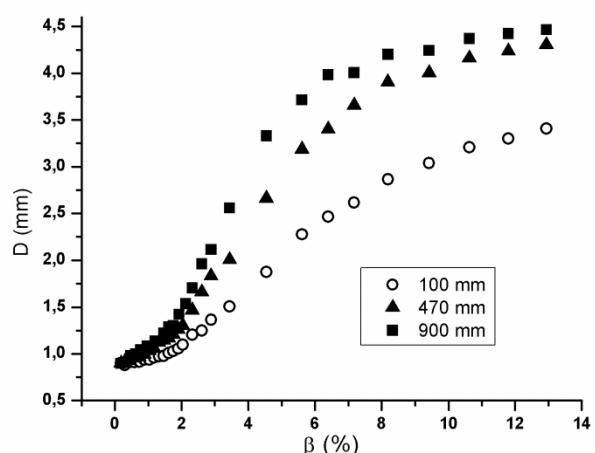


Рис. 1. Зависимость среднего диаметра газовых пузырей от объемного расходного газосодержания на различных расстояниях от места ввода дисперсной фазы ($Re=12400$, $\theta=45^\circ$, 41 капилляр).

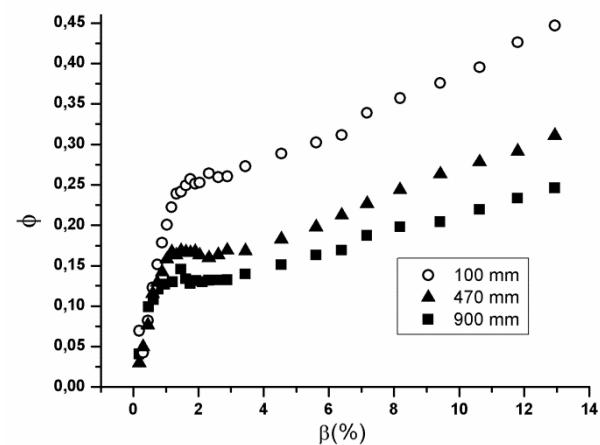


Рис.2. Зависимость заполненности пузырькового слоя от объемного расходного газосодержания на различных расстояниях от места ввода дисперсной фазы ($Re=12400$, $\theta=45^\circ$, 41 капилляр).

**ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ДЗЕТА-ПОТЕНЦИАЛА
ЧАСТИЦ В ЖИДКОСТЯХ**

Двойнишников С.В., Горбач Н.Л., Пономарев С.А

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

Анализ электро-физических и размерных характеристик частиц в коллоидных растворах, эмульсиях или суспензиях позволяет прогнозировать и лучше контролировать механизмы диспергирования, агрегации или флокуляции в жидкостных дисперсных системах. Измерение дзета-потенциала крайне востребовано в различных отраслях и приложениях современной промышленности: изготовление керамических изделий, медицина и фармацевтика, переработка минерального сырья, горно-обогатительная промышленность, электроника, очистка воды.

В институте теплофизики разработан лазерный измерительный комплекс для оптических исследований дзета-потенциала, гранулометрического, колориметрического и фракционного анализа частиц в жидкостях. Принцип работы основан на анализе скорости движения частиц в управляемом электрическом поле, измерении линейных размеров частиц и анализе яркости частиц при освещении оптическим излучением с различными длинами волн.

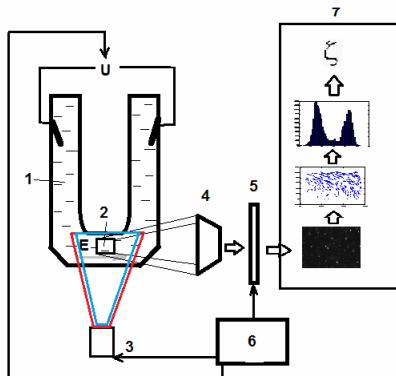


Рис. 1. Функциональная схема работы лазерного измерителя дзета-потенциала

Измерительный комплекс работает следующим образом (рис.1). Исследуемый раствор помещают в кювету 1 и наблюдают исследуемый объем 2 с помощью матричного фотоприемника 5 через микролинзу 4. Исследуемый объем 2 освещается оптическим излучением с помощью источника излучения 3. Модуль управления 6 подает разность потенциалов на электроды, расположенные в кювете, что приводит к образованию электрического поля в исследуемом объеме 2. Частицы при наличии поверхностного заряда (дзета-потенциала), находящиеся в жидкости, под действием электрического поля начинают движение. Фотоприемник 5 регистрирует изображения движущихся частиц и передает их в компьютер 7 со специализированным программным обеспечением. Программное обеспечение лазерного измерителя дзета-потенциала на основе специализированного алгоритма обработки изображений детектирует движущиеся частицы и вычисляет скорость их движения,

из которой затем вычисляется значение дзета-потенциала по формуле:

$$\zeta = \frac{v\eta}{\epsilon\epsilon_0 E},$$

где v – скорость частицы, η – вязкость, ϵ – диэлектрическая проницаемость, E – электрическое поле.

Программное обеспечение лазерного измерителя дзета-потенциала частиц в жидкости реализует протокол взаимодействия с модулем управления, управляет величиной разности потенциалов U , прикладываемых к электродам кюветы, управляет включением, длительностью светового импульса и временем между световыми импульсами, принимает изображения с фотоприемника, обрабатывает их и вычисляет значение дзета-потенциала, распределение линейных размеров частиц в жидкости и яркость частиц.

Алгоритм обработки данных лазерного измерителя дзета-потенциала работает следующим образом. Принимаемые изображения фильтруют адаптивными фильтрами, регистрируют частицы на изображениях. Формируют список частиц на изображении. Для каждой частицы вычисляют координаты центра частицы, площадь частицы и яркость. Анализируют списки частиц, соответствующие последовательно зарегистрированным изображениям. Определяют координаты наиболее близко лежащих частиц, которые были зарегистрированы на соседних изображениях. Полученные пары частиц фильтруют по пороговым критериям, задаваемым пользователем и по критериям совпадения размера частиц, критерию совпадения скорости и направления движения по соседним изображениям. Вычисляют скорость движения частиц и определяют значение дзета-потенциала.

Программное обеспечение реализовано с среде Microsoft Visual Studio 10, язык программирования C#. Взаимодействие с модулем управления выполнено на основе системы сбора данных LCARD E14-440, подключенному к компьютеру через USB-интерфейс. В качестве фотоприемника использована цифровая камера DMM 22BUC03 с каналом внешней аппаратной синхронизации, обеспечивающая прием изображений с разрешением 744x480 пикселей с частотой до 76 кадров/сек. В качестве источника освещения применены полупроводниковые лазеры с длиной волны излучения 457 и 655 нм.

Разработано программное обеспечение лазерного измерителя дзета-потенциала частиц в жидкостях. Реализован алгоритм обработки данных лазерного измерителя дзета-потенциала, обеспечивающий измерения дзета-потенциала в диапазоне ± 100 мВ. Разработанное программное обеспечение в составе лазерного дзета-анемометра ЛАД-080 успешно используется в Институте горного дела СО РАН в физико-химических исследованиях рудных пород для оптимизации промышленных методов обогащения руды.

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГРАНИЧНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА
НА ДИНАМИКУ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ГАЗОВЫЙ ПУЗЫРЕК**

Закурдаева А.В., Резанова Е.В.

Алтайский государственный университет,
654069, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 61

Исследование конвективных течений и изучение процессов теплопереноса в жидким слоях является актуальной и сложной задачей в связи с необходимостью определения не только всех искомых функций, но и положения свободных границ в каждый момент времени [1]. В данной работе численно исследуется влияние внешнего теплового режима на динамику и процессы теплопереноса в сферическом слое вязкой несжимаемой жидкости, содержащем внутри себя газовый пузырек [2-5]. Предполагается, что физические величины зависят от времени и радиальной координаты, а внутри газового пузырька плотность, давление и абсолютная температура являются функциями только времени и связаны между собой уравнением Менделеева-Клапейрона. Задача изучается с учетом зависимости от температуры коэффициентов кинематической вязкости и температуропроводности жидкости.

Пусть область $R_1(t) < r < R_2(t)$ задает сферический слой, где $r = R_1(t)$ и $r = R_2(t)$ – его внутренняя и внешняя свободные границы соответственно. В качестве математической модели используется система уравнений Навье-Стокса и уравнение переноса тепла. Представим данную систему в безразмерном виде следующим образом [2, 4]:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -Eu \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{2}{Re} \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \nu(T) \frac{\partial v}{\partial r} \right) - 2\nu(T)v \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 v \right) = 0, \quad (2)$$

$$T_t + v \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{Pe} r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (3)$$

Здесь $v(x, t)$ – радиальная скорость жидкости, $T(x, t)$ – температура, ν – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность жидкости, χ – коэффициент температуропроводности, $Pe = (\nu_* r_*) / \chi_*$ – число Пекле, $Re = (\nu_* r_*) / V_*$ – число Рейнольдса, $Eu = P_* / (\rho_* V_*^2)$ – число Эйлера. Звездочкой обозначены характерные значения физических величин, при этом характерные размер, время и скорость процесса связаны между собой соотношением: $r_* = v_* t_*$.

На внутренней свободной границе слоя выполняются кинематическое и динамическое условия, условия баланса энергии и непрерывности температуры при переходе через поверхность [4]. На внешней свободной границе искомые функции также удовлетворяют кинематическому и динамическому условиям; при этом определено условие теплообмена с внешней средой первого, второго или третьего рода.

Принимая во внимание уравнение (2), произведем замену $v = V \cdot r^{-2}$, где $V(t)$ – скорость изменения объ-

ема слоя [3]. Тогда уравнение (1) с учетом динамических условий принимает следующий вид:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{2} V^2 (R_1^2 + R_2^2) (R_1 + R_2) R_1^{-3} R_2^{-3} + \\ + Re^{-1} \left[P'_g - P'_{vn} - 2\bar{Si} \sigma(T) (R_1 + R_2) R_1^{-1} R_2^{-1} \right] R_1 R_2. \quad (4)$$

$$\cdot (R_1 - R_2)^{-1} - 4Re^{-1} V(T) V (R_1^2 + R_1 R_2 + R_2^2) R_1^{-2} R_2^{-2},$$

Здесь введены некоторые безразмерные параметры: $\bar{Si} = Si \cdot S$, $S = P_* r_* / (\rho_* V_* \nu_*)$, $Si = \sigma_* / (r_* P_*)$, $P'_g = P_g \cdot S$, $P'_{vn} = P_{vn} \cdot S$, где P_g и P_{vn} – давление в газе и внешнее, а σ – коэффициент поверхностного натяжения. Заметим, что принята линейная зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры.

Положения свободных границ R_1 и R_2 , а также скорость изменения объема оболочки V в начальный момент времени считаются известными. Таким образом, функции V и R_1 определяются при решении задачи Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений, состоящей из следствия системы уравнений Навье-Стокса (4) и кинематического условия на внутренней границе. Задача решается методом Рунге-Кутта четвертого порядка точности [6]. Положение внешней границы жидкого слоя R_2 определяется из закона сохранения объема слоя: $R_2^3(t) - R_1^3(t) = R_{20}^3 - R_{10}^3$.

Для нахождения искомой функции $T(r, t)$ на каждом шаге по времени осуществляется переход на плоскость лагранжевых координат. Производится замена $x = (r^3 - R_1^3(t)) / (R_{20}^3 - R_{10}^3)$, сводящая задачу в фиксированную область $x \in [0, 1]$ [3]. В переменных (x, t) уравнение теплопереноса представимо следующим образом:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\bar{\chi}(t, x) \frac{\partial T}{\partial x} \right],$$

$$\bar{\chi}(t, x) = \frac{9}{Pe} (R_{20}^3 - R_{10}^3)^{-2} \cdot [R_{20}^3 - R_{10}^3 + R_1^3(t)]^{4/3} \chi(T(t, x)).$$

Задача по нахождению распределения тепла в слое решается численно. Для этого строится неявная разностная схема второго порядка аппроксимации по пространственной переменной, аналогично тому, как было сделано в работах [3, 5]:

$$\frac{T_i^{s+1} - T_i^s}{\tau} = \frac{1}{h_i} \left[\bar{\chi}_{i+1} \frac{T_{i+1}^{s+1} - T_i^{s+1}}{h_{i+1}} - \bar{\chi}_i \frac{T_i^{s+1} - T_{i-1}^{s+1}}{h_i} \right]. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения

$$h_i = x_i - x_{i-1}, \quad h_i = 0.5(h_i + h_{i+1}),$$

$$\bar{\chi}_i = 0.5 [\bar{\chi}(t^{s+1}, x_{i-1}) + \bar{\chi}(t^{s+1}, x_i)], \quad t^{s+1} = t^s + \tau.$$

Таким образом, на каждом временном слое расчета функций V , R_1 проводится расчет распределения температуры в слое согласно схемы (5). Для реализа-

ции численного алгоритма применяется метод прогонки с параметром, в роли которого выступает неизвестное значение температуры на внутренней границе слоя. Произведено тестирование численного алгоритма с использованием формального точного решения уравнения теплопроводности на последовательности измельченных сеток.

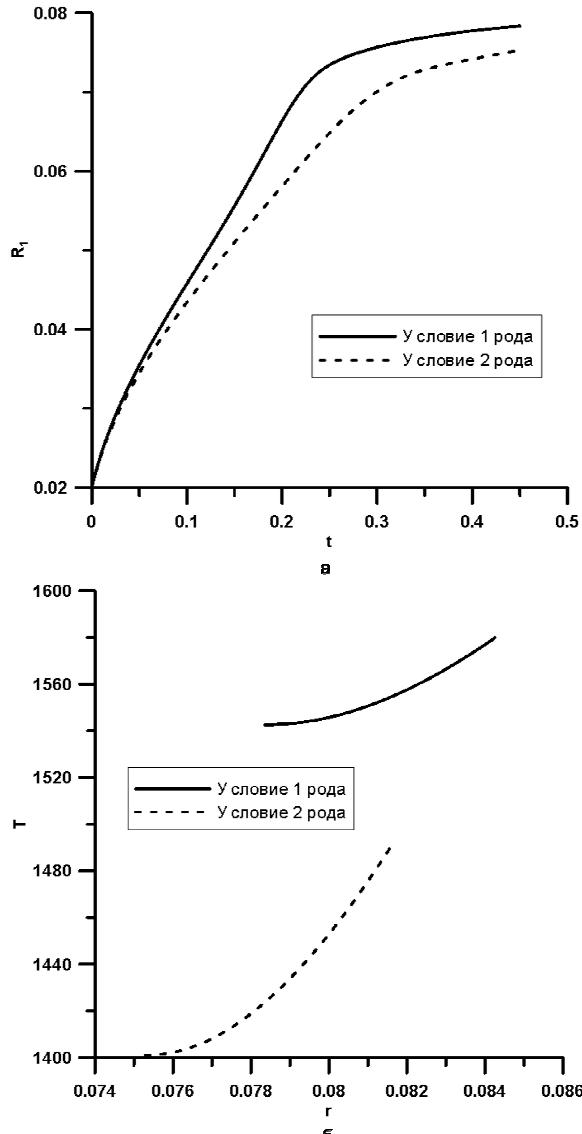


Рис. 1. Изменение внутреннего радиуса слоя с течением времени (а); распределение температуры в слое в момент времени $t=0,45$ с при задании разных типов условий на внешней границе (б).

В рамках данной модели проведены численные эксперименты по формированию слоя жидкого стекла, содержащего углекислый газ. Начальное состоя-

ние системы «газ-жидкость» характеризуется следующими размерами сферического слоя: $R_{10} = 0,02$ см, $R_{20} = 0,05$ см.; начальное распределение температуры $T = 1171$ К. Внешняя газовая среда разогревается от по следующему закону:

$$\begin{cases} T_{vn} = T_{vn1} + \frac{(T_{vn2} - T_{vn1})}{(t_2 - t_1)} (t - t_1), & t_1 \leq t < t_2; \\ T_{vn} = T_{vn2}, & t \geq t_2. \end{cases}$$

Здесь $t_1 = 0$, $t_2 = 0,5$ с, $T_{vn1} = 1400$ К, $T_{vn2} = 1600$ К.

Исследовано влияние условий первого, второго и третьего рода на динамику сферического слоя и процесс теплопереноса в нём. Некоторые результаты численных расчетов, а именно: зависимость внутреннего радиуса жидкой оболочки от времени и распределение температуры внутри сферического слоя, представлены на рисунке 1 (представлены результаты расчетов при использовании условий первого и второго рода на внешней свободной границе). Отметим, что наиболее интенсивный нагрев жидкого слоя, а также более интенсивное расширение оболочки происходят при использовании условия первого рода, когда на внешней границе задана температура $T = T_{vn}$.

Авторы выражают искреннюю благодарность научному руководителю О.Н. Гончаровой за постановку задачи и обсуждение результатов.

Список литературы:

- Современные математические модели конвекции / В.К. Андреев, Ю.А. Гапоненко, О.Н. Гончарова, В.В. Пухначев. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 368 с.
- Гончарова О.Н. Математическая модель формирования сферических оболочек в условиях кратковременной невесомости // Динамика сплошной среды. 1987. № 82. С. 66-79.
- Гончарова О.Н., Пухначев В.В. Диффузионное приближение в задаче формирования сферических микробаллонов в условиях кратковременной невесомости // Моделирование в механике. 1990. № 5. С. 83-95.
- Гончарова О.Н. Глобальная разрешимость задачи о формировании сферических микробаллонов // Динамика сплошной среды. 1993. № 106. С. 36-48.
- Резанова Е.В. Численное исследование динамики сферической газосодержащей оболочки // Известия АлтГУ. 2013. С. 42-47.
- Численные методы: в 2 кн. Кн. 2 Методы математической физики / Н.Н. Калиткин, П.В. Корякин. М.: Академия, 2013. 304 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-08-00163).

СИНТЕЗ, МОРФОЛОГИЯ И СТРУКТУРА НАНОПРОВОЛОК ОКИСИ КРЕМНИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ СТРУЙНЫМ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Замчий А.О.^{1,2}, Буйко М.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

В последние годы одномерные наноструктуры вызывают повышенный интерес благодаря своим уникальными физико-химическим свойствам, что делает их весьма привлекательными для множества приложений [1]. В частности нанопроволоки окиси кремния являются источниками стабильного, высоконинтенсивного излучения в синей области спектра [2], используются для создания газовых датчиков и датчиков влажности [3, 4], могут быть покрыты различными металлами с целью создания нанотекстурированных электродов для литий-ионных аккумуляторов [5].

Нанопроволоки кремния и его окиси могут быть синтезированы по механизму "пар – жидкость – кристалл" [6] на частицах катализатора из газовой фазы методом химического газофазного осаждения [7], в том числе усиленного плазмой [8].

В данной работе для синтеза нанопроволок окиси кремния использовался метод газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой [9]. Синтез осуществлялся из смеси моносилана с водородом, аргоном и гелием на подложках из монокристаллического кремния и стекла, покрытых частицами оловянного катализатора микронного размера, в условиях, описанных в [9, 10].

Выращенные нанопроволоки характеризовались с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM-6700F оборудованного системой для энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Структура нанопроволок определяется по спектрам комбинационного рассеяния на рамановском спектрометре Triplemate, SPEX, Princeton Instruments.

На рис. 1 представлено изображение поперечного сечения кремниевой подложки с ориентированным массивом пучков нанопроволок, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. Структуры были синтезированы при использовании водорода в качестве газа-разбавителя. Длина пучков составляет примерно 16 мкм. Ориентированный рост осуществляется в результате воздействия направленного потока плазмы, приводящего к неравномерному нагреву частицы катализатора.

Измерения, выполненные с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, показали, что нанопроволоки содержат кремний и кислород в соотношении Si:O = 1:2.4.

На рис. 2 приведен спектр комбинационного рассеяния нанопроволок, синтезированных на стеклянной подложке при использовании водорода в качестве газа-разбавителя. На спектре наблюдается максимум, соответствующий нанокристаллическому

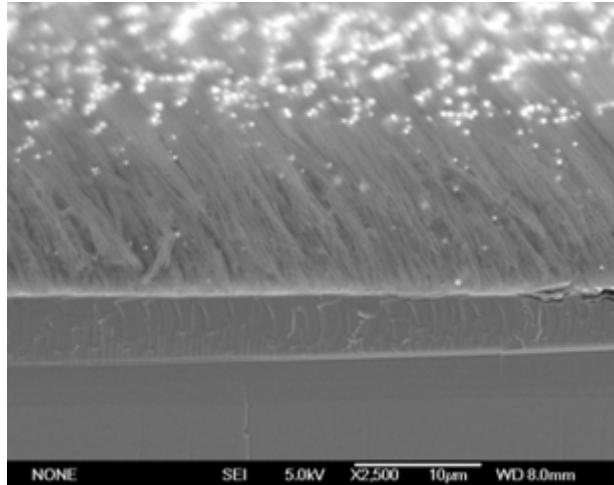


Рис. 1. СЭМ изображения поперечного сечения подложки с ориентированным массивом пучков нанопроволок окиси кремния.

кремнию. Степень кристалличности материала составила приблизительно 60%, размер кристаллитов - 3 нм. При вынесении высокопористых структур на воздух происходит их доокисление. Таким образом, можно предположить, что нанокристаллы присутствуют в пленке субоксида кремния, которая образуется на подложке во время синтеза микроканатов.

Использование аргона и гелия в качестве газов-разбавителей привело к росту наноструктур с различной морфологией.

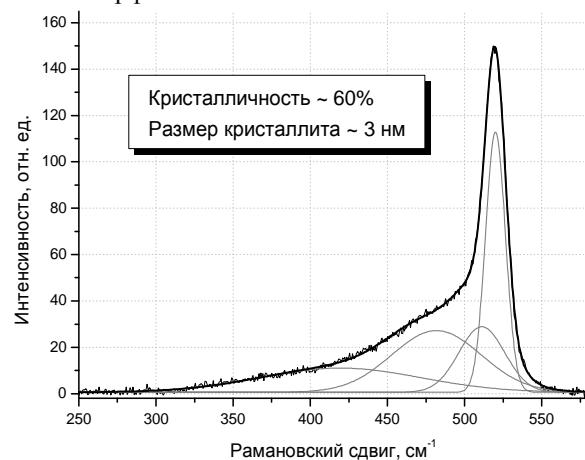


Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния нанопроволок окиси кремния, синтезированных на стеклянной подложке.

Список литературы:

1. В.Г. Дубровский, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, "Полупроводниковые нанокристаллы: синтез, свойства, применения", Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып. 12, с. 1585-1628.

2. D. P. Yu et al., "Amorphous silica nanowires: Intensive blue light emitters", *Appl. Phys. Lett.* 73, 3076 (1998).
3. Feng Ji Li et al., "Study of Silicon Dioxide Nanowires Grown via Rapid Thermal Annealing of Sputtered Amorphous Carbon Films Doped with Si", *Nanoscience and Nanotechnology Letters* Vol. 3, 240–245, 2011.
4. A. Kaushik et al., "Silica nanowires: Growth, integration, and sensing applications", *Microchim Acta*, 10.1007/s00604-014-1255-0.
5. J. H. Wang et al., "Synthesis of Cu Nanotubes with Silicon Oxide Nanowire Templates by MOCVD", *Electrochem. Solid-State Lett.* 2005 8(1): C9-C11.
6. R. S. Wagner and W. C. Ellis, "Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth", *Appl. Phys. Letters*, 1964, vol. 4, pp. 89-90
7. Carole D. et al., "Growth of silicon oxide nanowires at low temperature using tin hydroxide catalyst", *J. Crystal Growth*. 2011. V. 320. P. 55.
8. Yu L. et al., "Plasma-enhanced low temperature growth of silicon nanowires and hierarchical structures by using tin and indium catalysts", *Nanotechnology*. 2009. V. 20. P. 225604.
9. E. A. Baranov, A. O. Zamchiy, and S. Ya. Khmel, "Synthesis of Aligned Arrays of "Microropes" of Silica Nanowires by Gas-Jet Electron Beam Plasma Chemical Vapor Deposition Method", *Technical Physics Letters*, 2013, Vol. 39, No. 11, pp. 1023–1025.
10. Alexander Zamchiy, Evgeniy Baranov, and Sergey Khmel, "New approach to the growth of SiO₂ nanowires using Sn catalyst on Si substrate", *Phys. Status Solidi C* 11, No. 9, 1397–1400 (2014).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ГИДРОДИНАМИКЕ И ТЕПЛООБМЕНУ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ИНТЕНСИФИКАТОРОВ

Захаренков А.В., Агишев Б.Ю., Варава А.Н.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

В работе представлены результаты систематизированных исследований теплоотдачи и гидравлического сопротивления при течении теплоносителя в кольцевом канале с использованием эффективного метода интенсификации теплообмена на выпуклой обогреваемой поверхности. Представлены описания рабочего участка, метода интенсификации, основанного на организации взаимодействующих закрученных потоков, основные геометрические характеристики интенсификаторов, их принципиальная схема и технология монтажа. Экспериментальные данные получены в широком диапазоне технологических параметров потока теплоносителя в условиях однофазной конвекции при различной геометрии интенсификатора. Тестовые измерения, проведенные на гладком кольцевом канале показали хорошее согласие с классическими соотношениями как по теплоотдаче, так и по гидравлическому сопротивлению, тем самым подтвердив надежность полученных экспериментальных данных. Установлено значительное увеличение эффективности теплосъема на выпуклой обогреваемой поверхности достигающее 1.8 раза по сравнению с гладким кольцевым каналом. Установлена область значений геометрических характеристик интенсификатора и чисел Рейнольдса, для которых рост теплоотдачи превалирует над ростом гидравлического сопротивления. Показано, что имеет место максимум теплоотдачи и гидравлического сопротивления при вполне определенных значениях геометрических характеристик интенсификатора.

Задача улучшения теплосъема с выпуклой обогреваемой поверхности остается актуальной, особенно для атомной энергетики, базирующейся на использовании стержневых твэлов цилиндрической формы. Эта задача актуальна и для трубчатых твэлов, являющихся весьма перспективными для создания реакторов нового поколения [1].

В работе [2] предложен метод интенсификации теплообмена, основанный на организации взаимодействующих закрученных потоков в кольцевом канале. Опыты, проведенные на электрообогреваемых моделях, подтвердили работоспособность метода, повышение эффективности теплосъема и значений критических тепловых нагрузок [1]. Однако, подробных систематизированных исследований, как в области однофазной конвекции, так и в режимах кипения до настоящего времени не проводилось.

В НИУ «МЭИ» выполнено экспериментальное обоснование данного метода, получен достаточный объем данных о теплообмене. Опытные данные о теплообмене и потерях давления получены на базе нового экспериментального стенда, оснащенного современной аппаратурой и измерительными системами, включая автоматизированную систему управления (АСУ) и автоматизированную систему сбора и обработки информации (АСИ). Оборудование

стенда позволяет проводить комплекс теплогидравлических исследований на электрообогреваемых рабочих участках, моделирующих элементы и узлы реакторных установок (РУ) в широком диапазоне технологических параметров (давление до 16 МПа, температура до 350°C, массовый расход до 1.36 кг/с).

Исследуемый интенсификатор представляет собой проволочную спираль, намотанную на рабочий участок таким образом, чтобы между спиралью и внешней поверхностью трубы оставался зазор (рис.1). На внешней поверхности нагревательного элемента устанавливались продольные ребра или проставки, на которые, в свою очередь, устанавливались закручивающее устройство (проводочная навивка). Крепление всех элементов между собой осуществлялось с помощью лазерной сварки. Все элементы интенсификатора изготавливались из стали марки 08Х18Н10Т. Интенсификаторы установлены таким образом, чтобы зазор между необогреваемой вогнутой поверхностью сосуда высокого давления и проволочной навивкой во всех экспериментах составлял $0.2 \cdot 10^{-3}$ м.

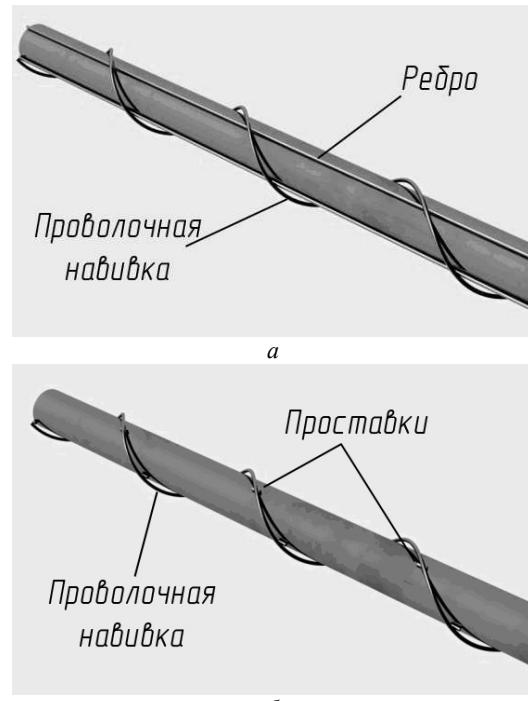


Рис. 1 - Интенсификатор типа ребра - проволочная навивка (а) и проставки – проволочная навивка (б)

Интенсификация теплообмена на выпуклой теплоотдающей поверхности достигается за счет взаимодействия:

- 1) закрученного и транзитного потоков,
- 2) закрученного потока с продольными ребрами,
- 3) транзитного потока с ребрами или проставками.

Подобного рода взаимодействия приводят к образованию многочисленных интенсивных вихрей, которые могут существенно уменьшить толщину вязкого подслоя жидкости на выпуклой поверхности, выбросу горячей жидкости в ядро потока и тем самым интенсивность теплообмена. В работе изучается эффективность подобного метода интенсификации в зависимости от геометрических характеристик конструктивных элементов и скорости течения потока теплоносителя.

Потери давления

Увеличение теплоотдачи за счет изменения структуры потока при установке интенсификаторов приводит к увеличению гидравлического сопротивления в кольцевом канале. В работе проводились измерения потерь давления при различных расходах теплоносителя. На рис. 2 представлена зависимость коэффициента гидравлического сопротивления ξ от числа Рейнольдса с использованием проставок и ребер. Здесь \dot{H} рассчитывается по формуле (1). Коэффициент гидравлического сопротивления рассчитывался по формуле Дарси.

$$\dot{H} = \frac{h}{(d_2 - d_1)/2} \quad (1)$$

где d_2 , d_1 – наружный и внутренний диаметр кольцевого канала соответственно.

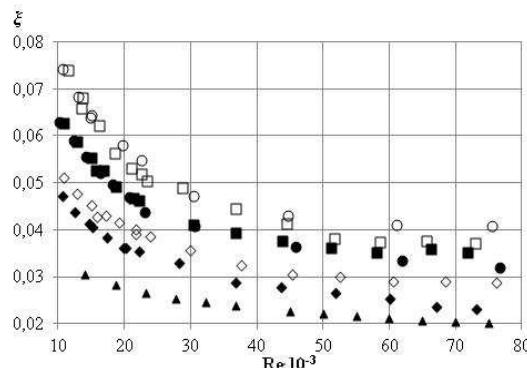


Рис. 2 – Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса: ▲ – гладкий кольцевой канал, ◆ – $\dot{H} = 0.58$ проставки, ◊ – $\dot{H} = 0.58$ ребра, ■ – $\dot{H} = 0.29$ проставки, □ – $\dot{H} = 0.29$ ребра, ■ – $\dot{H} = 0.18$ проставки, □ – $\dot{H} = 0.18$ ребра

Теплообмен

Опыты, проведенные на гладком кольцевом канале, показали хорошее согласие экспериментальных значений с рассчитанными по формуле Исаченко-Галина, что подтверждает надежность измеряемых параметров и экспериментальных данных. Влияние интенсификатора на эффективность теплообмена исследовалось для различных типов интенсификаторов. Некоторые экспериментальные данные представлены на рис. 3:

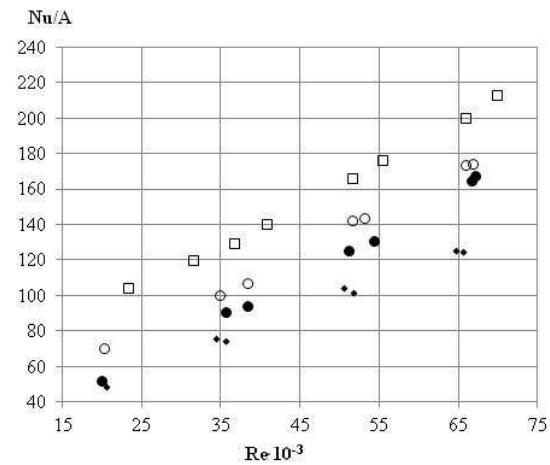


Рис. 3 – Зависимость теплоотдачи от числа Рейнольдса: ◆ – гладкий кольцевой канал, ● – $\dot{H} = 0.58$ проставки, ◊ – $\dot{H} = 0.58$ ребра, □ – $\dot{H} = 0.35$ ребра

Зависимость для ребер представлена на рис. 4. Здесь Nu_0 – число Нуссельта, рассчитываемое для гладкого кольцевого канала.

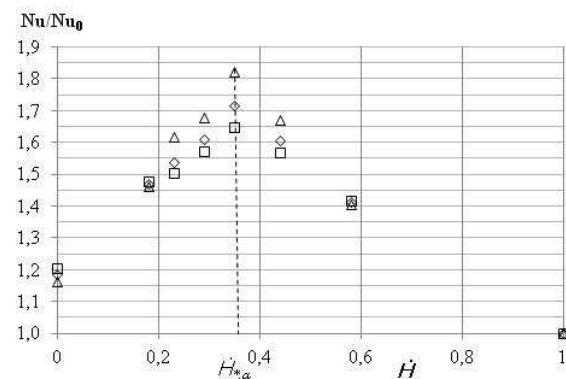


Рис. 4 – Зависимость теплоотдачи от параметра \dot{H} для ребер: ▲ – $Re = 30000$, ◊ – $Re = 45000$, □ – $Re = 60000$

Наибольший эффект интенсификации теплообмена на выпуклой поверхности достигается при значении безразмерного параметра $\dot{H}^*, a = 0.35$. Были проведены опыты по определению численного значения коэффициента теплоотдачи для данного значения безразмерного высоты ребра при других шагах закрутки закручивающего элемента. Опыты проводились при 5 значениях шага закрутки: $t = 30 \cdot 10^{-3}$ м, $t = 40 \cdot 10^{-3}$ м, $t = 50 \cdot 10^{-3}$ м, $t = 60 \cdot 10^{-3}$ м, $t = 100 \cdot 10^{-3}$ м.

Список литературы:

- Перспективы использования кольцевых твэлов в атомной энергетике// В.Н. Блинков, Э.А. Болтенко, И.В. Елкин, О.И. Мелихов, С.Л. Соловьев// Теплоэнергетика. 2010. №3. С.28-33.
- Патент России 2220464 МКИЗГ 21C3/00, 3/30, 3/32. Тепловыделяющая сборка/ В.Н. Блинков, Э.А. Болтенко // Заявка № 2002104121 от 20.02.2002. Открытия. Изобретения. 2003. №36.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗРУШАЮЩИХСЯ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРАЛОВ

Зима В.П., Степанова Е.В.

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

Гиперзвуковые летательные аппараты (ГЛА) способные двигаться в атмосфере с гиперзвуковыми скоростями длительное время без потери летно-технических характеристик могут явиться основой нового технологического уклада в области Ракетно-Космической и Авиационной техники [1]. Поскольку наиболее интенсивному нагреву подвергается головная часть аппарата, а температура некоторых участков корпуса может достигать 3000 К, поэтому вопросы тепловой защиты остаются актуальными [2,3].

В настоящее время на практике применяют различные способы активной и пассивной тепловой защиты [4]. На рисунке 1 представлены диапазоны применимости некоторых систем поглощения и отражения тепла [5].

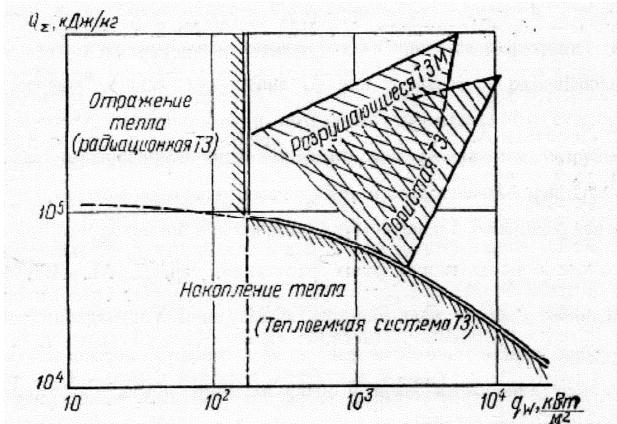


Рисунок 1. Области применимости различных способов тепловой защиты (T3) в зависимости от удельного (максимального) q_{max} и суммарного (интегрального) Q_{Σ} тепловых потоков.

Значительные преимущества перед другими системами охлаждения имеют так называемые разрушающиеся теплозащитные покрытия [6]. Возможность выбора большого числа исходных компонентов, которые могут в них использоваться (в частности, полимерных), практически не налагают ни на максимальный тепловой поток q_{max} , ни на суммарное (интегральное) подведенное тепло Q_{Σ} .

Системы с накоплением теплоты имеют ограничения, как по суммарному количеству подведенной теплоты, так и по максимальному удельному тепловому потоку из-за ограниченности коэффициента теплопроводности. Системы радиационного охлаждения ограничены по максимальному удельному тепловому потоку, но практически могут работать при произвольном суммарном теплоотводе.

В отличие от системы пористого или завесного охлаждения, разрушающиеся теплозащитные покрытия обладают высокой степенью надежности, само-регулированием расхода потребной массы охладителя в зависимости от интенсивности теплообмена, не требуют вспомогательных систем (насосов, трубопроводов, клапанов, распределителей и т. д.). Разру-

шающиеся покрытия широко используются для защиты спускаемых космических аппаратов, зондов, камер сгорания ракетных двигателей, их сопел и во многих других случаях [7].

Видно, что разрушающиеся покрытия не имеют конкуренции именно в области высоких тепловых нагрузок.

В работе приведены результаты экспериментального исследования взаимодействия высокотемпературного газового потока с защитными покрытиями изготовленных из композиционных материалов.

Эксперименты проводились на экспериментальной установке, которая является частью испытательного комплекса (рисунок.2) [8].

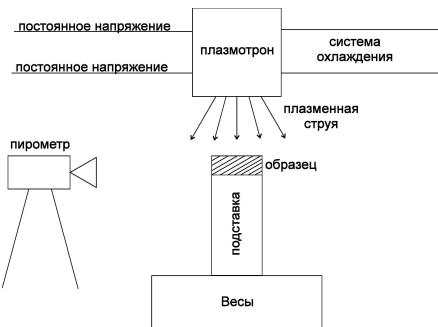


Рисунок 2. Схема экспериментальной установки.

Моделирование высокотемпературного газового потока осуществлялось струей плазмы с температурой порядка 5000К со скоростью истечения до 60 м/с. Струя формировалась с помощью плазмотрона ЭДП 104 А/50. Кроме того проводилось непрерывное взвешивание образцов с помощью электронных весов.

Испытывались два типа теплозащитных материалов углепластики и стеклопластики. Образцы имели форму цилиндра высотой $h = 10 \cdot 10^{-3}$ м, диаметром $d = 10 \cdot 10^{-3}$ м. Начальная масса цилиндрических образцов соответственно составила $m_0^1 \cong 0.98 \cdot 10^{-3}$ кг и $m_0^2 \cong 1.42 \cdot 10^{-3}$ кг. Шероховатость поверхности R_z имела значения $1 \cdot 10^{-4}$ м; $3 \cdot 10^{-4}$ м; $5 \cdot 10^{-4}$ м.

На рисунках 3 и 4 представлены результаты экспериментов в виде графиков изменения температуры поверхности от времени, а так же график убыли массы.

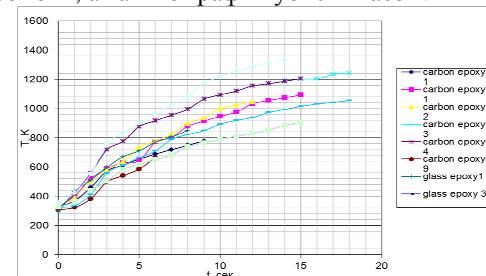


Рисунок 3. Термограммы изменения температуры поверхности от времени для материалов типа «стеклопластик и углепластик».

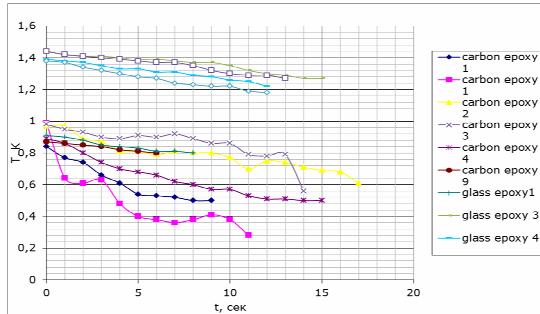


Рисунок 4. Графики изменения массы от времени для материалов типа «стеклопластик и углепластик».

Исходя из анализа графиков, можно сделать вывод о перспективности дальнейшего исследования материала типа «стеклопластик».

Эффективность тепловой защиты при использовании таких материалов возможна за счет увеличения шероховатости поверхности, контактирующей с высокотемпературным набегающим потоком. Это приводит к увеличению поверхность контакта, соответственно повышается выход летучих газообразных продуктов разложения компонентов материала [9].

На рисунке 4 представлен фрагмент оболочки головной части ЛА с тепловой защитой, поверхность которой выполнена шероховатой.

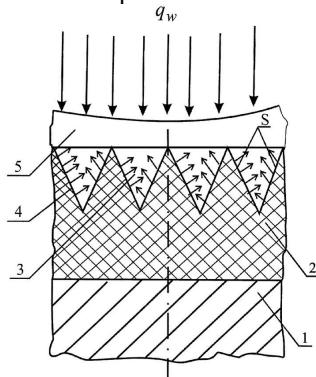


Рисунок 4. Фрагмент головной части ЛА.

Цифрами на рисунке 4 обозначены: 1 - оболочка ЛА; 2 - композиционный защитный материал; 3 - участок с шероховатостью R_z , 4 - зона распада, кокса и деструкции; 5 - пограничный слой; S - поверхность контакта с газовым потоком q_w .

Эксперименты проводились на испытательном комплексе [8]. Результаты экспериментов приведены на рисунке. 5 и рисунке 6 в виде зависимостей температуры поверхности контакта при взаимодействии со струей плазмы от времени.

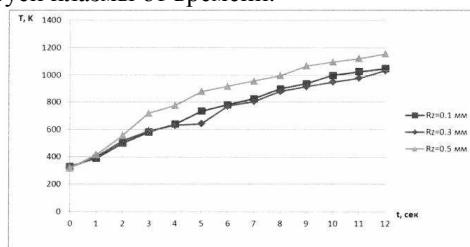


Рисунок 5. Термограммы изменения температуры поверхности от времени для материала типа «углепластик»

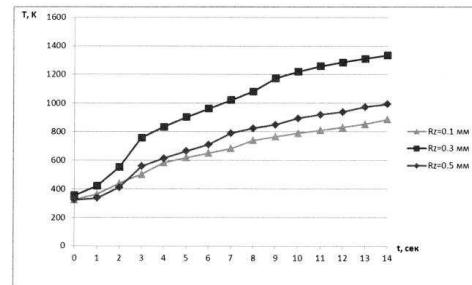


Рисунок 6. Термограммы изменения температуры поверхности от времени для материала типа «стеклопластик»

Из рисунков видно, что наличие шероховатости снижает температуру поверхности контакта.

Полученные результаты могут быть использованы для создания современных способов и устройств тепловой защиты элементов конструкций ЛА.

Список литературы:

- Колычев А. В. Активная термоэмиссионная тепловая защита элементов конструкции гиперзвукового летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве и границы ее применимости// электронный журнал «Труды МАИ», Выпуск №68, www.mai.ru/science/trudy
- Никитин П.В. Тепловая защита: Учебник. – М.: изд-во МАИ, 2006. – 2006, 512 с.
- Нейланд В.Я., Тумин А.М., «Аэродинамика воздушно-космических самолетов. Конспект лекций». – г. Жуковский: ФАЛТ МФТИ, 1991, 201 с.
- А.М. Гришин, А.Н. Голованов, В.И. Зинченко, К.Н. Ефимов, А.С. Якимов, Математическое и физическое моделирование тепловой защиты – Томск, Изд-во Томского ун-та, 2011г, 352 с.
- Д. С. Михатулин, Ю. В. Полежаев, Д. Л. Ревизников. Тепломассообмен. Термохимическое и термоэрозионное разрушение тепловой защиты. - Москва : Янус-К, 2011. – 516 с.
- Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М., Машиностроение, 1975, с. 224.
- Полежаев Ю. В. О взаимном влиянии процессов испарения, горения, коксования при разрушении в высокотемпературном газовом потоке. В сб. «Теплофизика высоких температур». 1965, № 5, с. 731 – 739.
- Пат. 104713 Российская Федерация, МПК G01M. Испытательный комплекс для изучения теплообмена между поверхностью и высокотемпературным газовым потоком [Текст]/Голованов А.Н.(RU), Зима В.П.(RU), Рулёва Е.В.(RU), заявитель и патентообладатель Государственное учреждение Томский государственный университет (ТГУ) (RU), - №2010150047/28; заявл. 06.12.2010; опубл. 20.05.2011, бул. №14. – 6 с.: ил. 9.
- Пат. 2481239 Российская Федерация, МПК B64C, B64G, F42B. Способ тепловой защиты головной части летательного аппарата [Текст]/Голованов А.Н.(RU), Зима В.П.(RU), Степанова Е.В.(RU), заявитель и патентообладатель Государственное учреждение Томский государственный университет (ТГУ) (RU), - №2012102950; заявл. 27.01.2012; опубл. 10.05.2013, бул. №13. – 7 с.: ил. 3

СТРУКТУРА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ОБТЕКАНИИ СОТОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Золотухин А.В.

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

Проведены экспериментальные исследования турбулентной структуры течения при продольном обтекании сотовой поверхности с гексагональной формой ячеек размером 5 мм, глубиной 21 мм и толщиной стенок 0,2 мм. Измерения выполнены с помощью PIV системы для развитого течения в канале сечением 21*150 мм и длиной 1000 мм. Проведена стrobоскопическая визуализация течения и измерены компоненты скорости и турбулентности в канале при наличии и отсутствии сот. В окрестности сот формируется слой с высоким градиентом скорости и турбулентных пульсаций. При этом эффекты скольжения скорости на сотовой поверхности для условий проведенных экспериментов отсутствуют.

Рассматриваемые сотовые поверхности, используемые в частности для целей теплозащиты элементов космических аппаратов, имеют ряд сходственных черт с вихрегенераторами. Об этом свидетельствуют результаты первых экспериментальных исследований продольного обтекания поверхностей с сотовыми покрытиями [1-3]. Главной особенностью аэродинамической картины взаимодействия течения над сотами является эффект проскальзывания потока на стенке, величина которого может достигать до 30% от скорости в ядре потока. Это обстоятельство, а также данные по снижению трения с помощью акустического демпфирования [4], дают основание для использования подобных систем вихрегенераторов в качестве эффективных методов управления процессами турбулентного переноса. Отсутствие детальной опытной информации о структуре поля течения не позволяет создать целостную картину данного сложного явления и требует более глубокого его изучения.

Рабочий канал экспериментального стенда имел прямоугольное сечение 21×150 мм, длину 1м и был выполнен из прозрачного органического стекла толщиной 8мм. Поперечные размеры входного канала подбирались из условий обеспечения двумерного течения в центральном продольном сечении канала. На расстоянии 580 мм от входа в канал заподлицо монтировалась пластина размерами 40*200 мм с шестиугольными ячейками. Соты были снаружи заглушены и их высота равна 21мм. Они были изготовлены из текстолита с толщиной перегородок сот 0,2 мм.

Экспериментальный стенд содержит все элементы аэродинамической трубы для создания качественного потока: форкамеру, сопло и рабочий канал.

Измерения выполнены с помощью системы PIV, состоящей из импульсного Nd:YAG лазера мощностью 90 мДж и длиной волны 532,05 нм (зелёный) с длительностью вспышки 5 нс и цифровой камеры с матрицей 1 Мпикс. Лазерный нож создавался в мидельном сечении канала с помощью специальной оптической насадки и имел толщину 3 мм. Цифровая камера позволяла делать с частотой 3 Гц парные кад-

ры с минимальным интервалом между кадрами 20 мс. В качестве трассеров использовались частицы водяного тумана размером около 1 мкм.

Измерительная область, получаемая камерой с помощью объектива "Индустар" и удлинительных колец составляла 17×20 мм. Эта область разбивалась на более мелкие расчётные зоны, в которых рассчитывались векторы скорости. В расчётах использовался кросс-корреляционный Фурье метод с итерационным алгоритмом. Размер конечной расчётной области составлял 32×32 пикс при масштабном коэффициенте 15 мкм/пикс. После расчёта векторного поля проводилась фильтрация векторов по отношению сигнал/шум и медианным фильтром. После отсева векторов проводилась операция интерполяции векторного поля, после чего рассчитывались осреднённые и статистические характеристики. Длина выборки в экспериментах составляла 4000 векторных полей.

Сложный сценарий развития течения обусловлен взаимодействием пограничного слоя с сотовыми ячейками. Действительно, обтекание углублений различной формы (цилиндрической каверны [5], лунки [6], поперечной траншеи-канавки [7] и др.) на поверхности приводит к образованию за ними периодического вихревого слоя. Однако обнаружить наличие подобных структур в настоящей работе не удалось, возможно, из-за относительно малых размеров ячеек и высоких значений характерных частот гидродинамического процесса $f = 3 \div 5$ кГц.

Развитие профилей продольной скорости в пограничном слое на сотовой поверхности демонстрируется на рис. 1; данные здесь получены для сечения, отстоящего на $x/h = 6,5$ от начала сотовой секции.

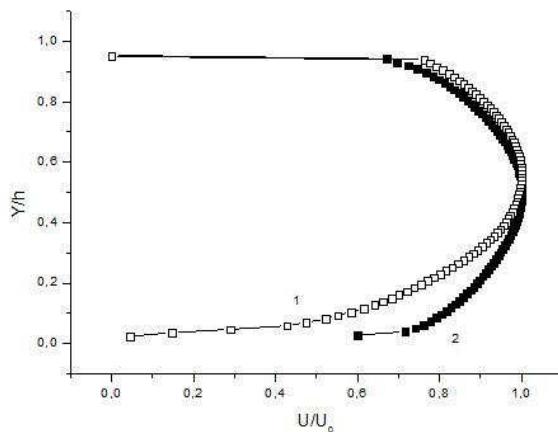


Рис. 1. Распределение скорости на сотовой(1) и гладкой(2) поверхности.

На ячеистой поверхности пограничный слой оттесняется от стенки и затем, по мере его дальнейшего продвижения деформированная область распространяется на все большую часть пограничного слоя. В

итоге профиль становится менее заполненным и приближается к ламинарной зависимости.

Список литературы:

1. Клинов А.А., Трдатъян С.А. Использование сотовой поверхности для управления пограничным слоем // ТВТ. 2003. Т. 41, №6, С. 901-906.
2. Trdatyan S.A., Klimov A.A. Friction and heat transfer on a honeycomb surface in laminar and turbulent flows/ Proc. 12-th Int. Heat Transfer Conf. Grenoble. 2002. p. 221.
3. Трдатъян С.А., Клинов А.А. Пограничный слой на сотовой поверхности при натекании на нее ламинарного потока// Труды РНКТ-3. 2002. Изд-во МЭИ. М.:т.2. С. 281-284.
4. Ковальнов Н.Н. Модель турбулентного переноса в пограничном слое на перфорированной поверхности с глухими демпфирующими полостями // Проблемы энергетики, 2003, № 5-6. С. 41-47.
5. Hiwada M., Kawamura T., Mabuchi J., Kumada M. Some characteristics of flow pattern and heat transfer past a circular cylindrical cavity// Bull. JSME. 1983. V.26. (220). P. 1774.
6. Терехов В.И., Калинина С.В., Мшвидобадзе Ю.М. Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // Сиб. физ.-тех. журнал. 1992. № 1. С. 77-85.
7. [Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Шапорин А. В.](#) Теплоотдача в трехмерном отрывном течении прямоугольной каверны // [Промышленная теплотехника](#). 1999. Т. 21, № 2-3. С. 22-25.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской научного фонда грант № 14-19-00402

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОРОЖДЕНИЯ ГЁРТЛЕРОВСКИХ МОД
МЕХАНИЗМОМ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ВИХРЕВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ.**

Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/11

Настоящие эксперименты направлены на изучение самой первой стадии ламинарно-турбулентного перехода – стадии восприимчивости, характерной для случая пограничного слоя, нарастающего на вогнутой поверхности. Его изучение представляет особый интерес вследствие возможной неустойчивости такого течения к трехмерным возмущениям, представляющим собой систему противовращающихся продольных потоков вихрей, связанной с действием центробежных сил. Такая неустойчивость характерна для широкого класса сдвиговых течений с искривленными линиями тока и известна в литературе, как неустойчивость Гёртлера [1, 2].

Неустойчивость Гёртлера до настоящего времени остается недостаточно изученной вследствие большой сложности постановки и проведения соответствующих экспериментов. Тем не менее, в изучении этой проблемы в самое последнее время наметились существенные сдвиги. В результате разработки и успешного применения нового (для исследования неустойчивости Гёртлера) нестационарного экспериментального подхода, был получен ряд важных результатов. Впервые изучена линейная стадия развития нестационарной (в общем случае) неустойчивости Гёртлера и проведена верификация различных теорий линейной неустойчивости [3], а также исследована слабонелинейная стадия развития неустойчивости и определены амплитудные пороги ее нелинейности [4].

Задача о преобразовании различных внешних возмущений в моды гёртлеровской неустойчивости (задача восприимчивости) до недавнего времени решалась лишь теоретически. Только в самое последнее время было выполнено несколько экспериментальных работ по исследованию задачи восприимчивости пограничного слоя на вогнутой стенке: к неоднородностям поверхности (типа неровностей или вибраций) [5], а также к вихрям набегающего потока [6, 7].

В экспериментах [6, 7] обнаружено, что распространяющиеся вблизи границы пограничного слоя продольные, трехмерные вихри набегающего потока приводят к эффективному, распределенному порождению гёртлеровских вихрей. Было показано, что сложная, математически некорректная задача, связанная с получением экспериментальных коэффициентов распределенной восприимчивости, может быть успешно регуляризована и решена.

Несмотря на продемонстрированный принципиальный успех экспериментов [6, 7], полученные данные, представляют собой первый, фрагментарный и грубый (хотя и очень важный) результат. Настоящие исследования представляют собой более подробное систематическое изучение обнаруженного физического явления в широком диапазоне параметров задачи.

Эксперименты, были проведены в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при скорости основного потока на границе пограничного слоя $U_e = 9,18$ м/с в безградиентном пограничном слое высокоточной экспериментальной модели с вогнутой поверхностью (радиус кривизны $R = 8,37$ м). Измерения выполнены термоанемометром в условиях возбуждения полностью контролируемых нестационарных возмущений. Область основных измерений соответствует диапазону чисел Гёртлера $G^* = (U_e \delta_1 / v) \sqrt{\delta_1 / R} = 9 \div 20$. (Здесь δ_1 – толщина вытеснения пограничного слоя, v – кинематическая вязкость воздуха).

Контролируемые нестационарные продольные потоки вихри генерировались в набегающем потоке источником возмущений – вибрирующей на заданной частоте проволочкой (диаметр $D = 50$ мкм) с нанесенной на нее локальной микронеоднородностью особой формы (толщиной около 100 мкм и длиной 4,5 мм). Проволочка была натянута параллельно передней кромке экспериментальной модели на некотором расстоянии вверх по потоку от её передней кромки, таким образом, чтобы порождаемые ей вихревые возмущения распространялись вблизи внешней границы пограничного слоя, нарастающего на поверхности модели. Исследования показали, что указанные возмущения основного потока приводили к весьма эффективному, распределенному порождению в пограничном слое на вогнутой стенке именно гёртлеровских вихрей (в данном случае – нестационарных) широкого поперечно-волнового спектра.

Эксперименты были проведены для трех частот вихревых возмущений $f = 8, 13$ и 17 Гц (безразмерный частотный параметр $F = 2\pi fv/U_e \cdot 106 = 9,07; 14,75$ и $19,29$). Эти частоты соответствуют трем качественно различным режимам развития гёртлеровских мод в линейной задаче устойчивости [3]. Исследования выполнены в широком диапазоне безразмерных поперечных масштабов $\Lambda = (U_e \lambda z / v) \cdot (\lambda z / R)^{1/2} = 149 \div 774$. (Здесь $\lambda z = 8 \div 24$ мм – размерная поперечная длина волны гёртлеровских вихрей.)

Проведенные эксперименты показывают, что исследованный механизм распределенной восприимчивости пограничного слоя на вогнутой поверхности способен не только приводить к эффективному порождению мод неустойчивости Гёртлера, но и существенно влиять на их развитие и, в частности, приводить к нарастанию возмущений, по отношению к которым пограничный слой является линейно устойчивым. При этом механизмы линейной неустойчивости и распределенной восприимчивости пограничного слоя могут конкурировать между собой. В результате на низких частотах (около 8 Гц) развитие возмущений преимущественно определяется законами устойчивости, однако по мере ослабления гёртлеров-

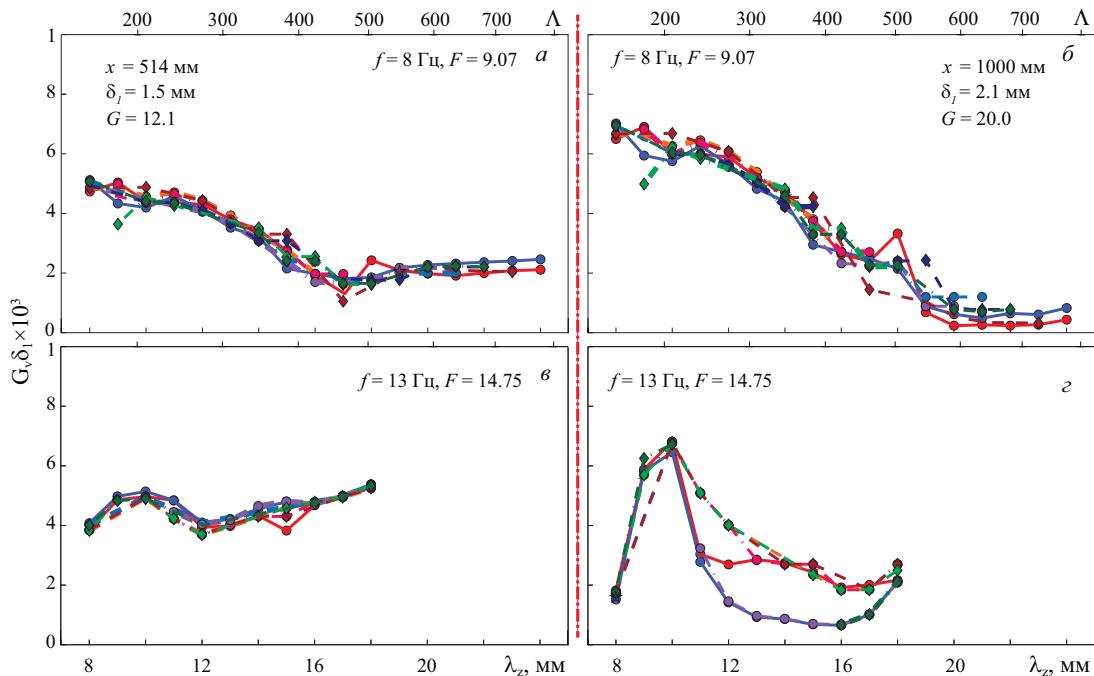


Рис. 1 Амплитуды коэффициентов распределенной вихревой восприимчивости пограничного слоя на вогнутой поверхности к продольным вихрям набегающего потока в зависимости от поперечной длины волны и частоты порождаемых гёртлеровских мод. Различными кривыми обозначены результаты, полученные при помощи применения различных методов анализа экспериментальных данных путём решения соответствующей математически-некорректной задачи.

ской неустойчивости с ростом частоты вклад механизма восприимчивости на развитие гёртлеровских мод становится более существенным и на высоких частотах (около 17 Гц) полностью определяет развитие этих возмущений.

Количественные характеристики исследуемого механизма порождения гёртлеровских мод – коэффициенты распределенной восприимчивости, получены в широком диапазоне параметров задачи. На рис. 1 приведены амплитуды коэффициентов в начале (слева) и конце (справа) области измерений, полученных для вихрей с частотой 8 (а, б) и 13 Гц (г, д) в зависимости от поперечной длины волны возмущений (сверху приведен безразмерный поперечный масштаб). Амплитуды коэффициентов имеют максимум в области $L = 150 \div 350$, соответствующей наибольшему быстрорастущим под действием механизма линейной гёртлеровской неустойчивости вихрям. Таким образом, гёртлеровские механизмы линейной неустойчивости и распределённой вихревой восприимчивости могут, как конкурировать друг с другом, так и усиливать друг друга. Обнаружено, что амплитуды коэффициентов восприимчивости убывают с продольной координатой, причем скорость указанного убывания нарастает с частотой. При этом действие исследуемого механизма распределенной восприимчивости ослабевает с ростом частоты, однако при частотах меньше примерно 13 Гц это ослабление относительно невелико.

В диапазоне безразмерных поперечных масштабов возмущений $L = 150 \div 350$ (наиболее опасных с точки зрения механизма линейной неустойчивости) амплитуды коэффициентов распределённой вихревой

восприимчивости снижаются с частотой и с продольной координатой значительно медленнее, чем для вихрей других масштабов. Это означает, что исследованный механизм может продолжать оказывать влияние на переход к турбулентности в пограничных слоях над искривленными поверхностями даже на сравнительно высоких частотах и больших расстояниях от передней кромки.

Список литературы:

1. Goertler H. Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven wanden gegenüber gewissen dreidimensionalen Störungen // ZAMM. – 1941. V. 21. – P. 250-252. (См. также NACA TM 1375, 954.)
2. Floryan J.M. On the Goertler instability of boundary layers // Prog. Aerospace Sci. – 1991. – V. 28. – P. 235-271.
3. Boiko A.V., Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Mischenko D.A. Steady and unsteady Goertler boundary-layer instability on concave wall // Eur. J. Mech., B/Fluids. – 2010. – V. 29, N 2. – P. 61-83.
4. Бойко А.В., Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А. Исследование слабонелинейного развития нестационарных вихрей Гёртлера // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 4. С. 487-514.
5. Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Mischenko D.A. Boundary-layer receptivity to surface non-uniformities leading to generation of Görtler vortices // Journal of Physics: Conference Series. – 2011. – Vol. 318, doi:10.1088/1742-6596/318/3/032029, 10 p.
6. Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Mischenko D.A. On excitation of Görtler vortices due to scattering of free-stream vortices on surface non-uniformities // Journal of Physics: Conference Series. – 2011. – Vol. 318, doi:10.1088/1742-6596/318/3/032029, 10 p.
7. Ivanov A.V., Kachanov Y.S., Mischenko D.A. Experimental study of distributed receptivity coefficients at excitation of Görtler modes by free-stream vortices// 14th European Turbulence Conference – ETC 14: Proceedings. ENS Lyon, France, 2013. P. 1–2

Работа поддержана РФФИ (грант № 12-01-31211).

О СИЛАХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА СФЕРУ В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ СО СТЕПЕННЫМ РЕОЛОГИЧЕСКИМ ЗАКОНОМ

Игнатенко Я.С.^{1,2}, Бочаров О.Б.²

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

²Новосибирский технологический центр компании Бейкер Хьюз,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Кутателадзе, 4а

Введение

Задача описания движения тел и частиц в жидкости имеет долгую и богатую историю. Большая часть работ касается движения в ньютоновских жидкостях. Однако, технологические требования и возросшие вычислительные возможности индуцировали изучение сред с более сложной реологией. Задачи такого рода находят применение в нефтедобывающей, пищевой, фармакологической и других отраслях промышленности.

Нестационарное движение сферы в несжимаемой вязкой ньютоновской жидкости изучали Бассэ (1888) [1], Буссинеск (1903) [2] и Озен (1927) [3]. Ими была решена система уравнений Стокса для ползущих течений, в пренебрежении конвективными членами и получено выражение для силы, действующей на сферу в виде суммы силы трения Стокса, силы присоединенной массы и силы Бассэ:

$$F = 6\pi\mu\nu r_p + \frac{1}{2}m_f \frac{dv}{dt} + 6r_p(\pi\mu\rho_f)^{1/2} \int_0^t \frac{dv/dt}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \equiv$$

$$\equiv F_s + F_{am} + F_B$$

здесь $v(t)$ – скорость жидкости на бесконечности, r_p – радиус сферы, μ – вязкость жидкости, m_f – масса жидкости вытесненной сферой.

Появление нелокальной во времени (наследственной) составляющей F_B приводит к большим сложностям при моделировании течений суспензий и эмульсий. Изучению этой части силы для Ньютоновских жидкостей посвящено много работ. В частности, показано, что в отличие от стоксового приближения, асимптотика ядра по времени в общем случае может быть как степенной t^{-2}, t^{-1} , так и экспоненциальной Kim(1998)[4]. Вопрос о подходящей аппроксимации силы типа Бассэ решается до сих пор Wakaba (2005)[5]; 2011, vanHinsberg (2011)[6].

В литературе достаточно много работ с результатами моделирования обтекания сферы стационарным потоком неニュтоновской жидкости Goyal (2012) [7], но касательно нестационарного обтекания работ крайне мало.

В данной работе с помощью численного моделирования анализируются возможности параметризации силы действующей на сферу, движущуюся с ускорением в неニュтоновской жидкости. Используется реологическое уравнение, описывающее степенную зависимость вязких напряжений от скорости деформации.

Постановка задачи

Система уравнений, описывающая движение вязкой несжимаемой жидкости может быть записана в следующей форме:

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \rho = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j},$$

$$\nabla \mathbf{u} = 0,$$

где $\tau_{ij} = \mu \dot{\gamma}_{ij} \equiv \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ – тензор вязких напряжений.

Для модели неニュтоновской жидкости вязкость задаётся выражением – $\mu = k |\dot{\gamma}|^{n-1}$, где k – неニュтоновская «вязкость», $|\dot{\gamma}| = \sqrt{2\dot{\gamma}_{ij}\dot{\gamma}_{ij}}$ – скорость сдвига, $n \in (0,1]$, $\rho = \text{const}$ – плотность жидкости.

Скорость набегающего потока задаётся в виде $\mathbf{U} = U(t)\mathbf{e}^{(1)}$, где $\mathbf{e}^{(1)}$ единичный вектор, направленный вдоль оси симметрии и параллельный набегающему потоку. Будем рассматривать задачу в системе отсчёта связанной со сферой, т.е. центр сферы покается, а жидкость ускоряется. Скорость набегающего потока U задаём линейно зависящей от времени:

$$U(t) = \begin{cases} U_{st}, & t < 0, \\ U_{st} + at, & 0 \leq t \leq t_{end}, \\ U_{st} + at_{end}, & t \geq t_{end}, \end{cases}$$

где U_{st} – начальная скорость, t_{end} – время прекращения действия ускорения. На входе задаётся скорость $U(t)$, на выходе задаётся условие свободного выхода. Переход к безразмерным переменным в данной системе приводит к трём безразмерным параметрам: $\text{Re}_{start} = \frac{\rho U_{st}^{2-n} d^n}{k}$ – начальное число Рейнольдса, число Галилея, характеризующее ускорение потока, $Ga = \frac{a\rho^2 d^{2n-1}}{k^2 U_0^{2n-2}}$, здесь d – диаметр сферы, $t^* = ta/U_0$

– безразмерное время, U_0 – скорость, соответствует максимальному значению числа Рейнольдса $\text{Re}=200$, рассматриваемому в задаче. Безразмерная сила, действующая на сферу, представляется через коэффициент сопротивления:

$$C_d = \frac{F}{0.5\pi\rho r^2 U_0^2},$$

здесь F полная сила, действующая на сферу, обтекаемую ускоряющимся потоком жидкости. Полная сила (C_d) может быть записана в виде суммы силы трения (C_f) и силы, порождаемой распределением давления по поверхности сферы (C_p). Следуя обозна-

чениям сил, можно ввести соответствующие коэффициенты:

$$C_s = \frac{F_s}{0.5\pi r^2 U_0^2}, \quad C_{am} = \frac{F_{am}}{0.5\pi r^2 U_0^2}, \quad C_B = \frac{F_B}{0.5\pi r^2 U_0^2}$$

Результаты моделирования

Моделирование производилось с помощью пакета Ansys Fluent 14.5.7. Поскольку набегающий поток однороден, задача обладает осевой симметрией, поэтому задача решалась в двумерной области, представляющей из себя полуокружность радиусом 30 диаметров сферы.

Применимость алгоритма и вычислительной сетки были проверены с помощью приближенных аналитических решений и экспериментальных результатов [8-9].

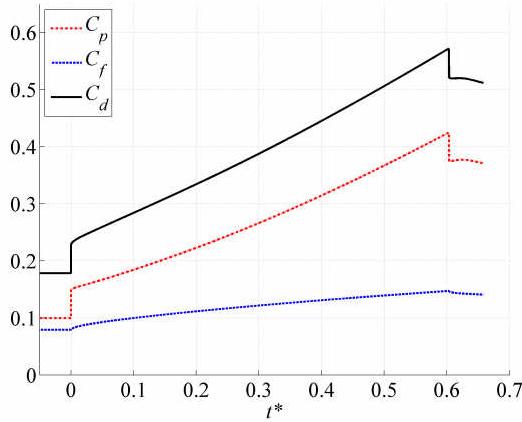


Рис. 1. Зависимость силы, действующей на сферу, от времени. $n=0.5$, $Re_{start}=50$, $Ga=10^3$

В момент начала и окончания ускоренного движения жидкости сила, действующая на сферу, испытывает скачок, рис.1, в независимости от параметров жидкости. Из численных экспериментов следует, что этот скачок с высокой точностью равен $0.5m_f a$, то есть может быть представлен формулой, описывающей в гидродинамике идеальной жидкости эффект «присоединённой» массы.

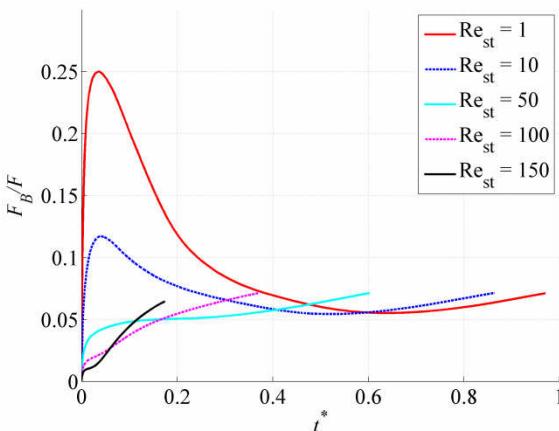


Рис. 2. Вклад наследственной силы от времени. $n=0.5$, $Ga=10^3$

Определим силу типа Бассэ равенством: $FB=F-FS-Fam$.

Из рисунка 2 видно, что весомый вклад наследственная сила имеет лишь на небольшом начальном промежутке времени, после чего её вклад становится незначительным. С увеличением начального числа Рейнольдса вклад наследственной силы также убывает. Как показывает рис.3, при уменьшении показателя степени n вклад наследственной силы в силу сопротивления уменьшается.

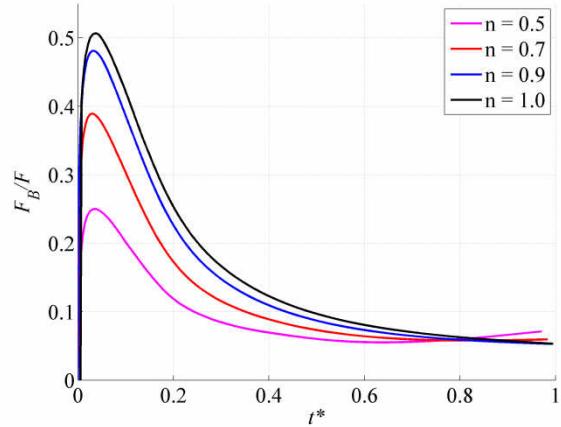


Рис. 3. Вклад наследственной силы от времени $n=0.5$
 $Ga=10^3$, $Re_{st}=1$

Список литературы:

1. A Treatise on Hydrodynamics Vol. 2 / Basset A. B.: Cambridge university press, 1888. P. 592
2. Theorie Analytique de la Chaleur Vol 2./ Boussinesq J.: L'EcolePolytechnique, Paris, 1903. P. 224
3. Hydrodynamik / Oseen C. W.: Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1927.
4. Kim I., Elghobashi S., Sirignano W. A. On the equation for spherical-particle motion:effect of Reynolds and acceleration numbers // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 367. P. 221–253.
5. Wakaba L., Balachandar S. History force on a sphere in a shear linear flow // International Journal of Multiphase Flow. 2005. Vol. 31. P. 996-1014
6. van Hinsberg M.A.T., ten Thije Boonkkamp J.H.M., Clercx H.J.H. An effect, second order method for the approximation of Basset history force // Jurnal of Computation Physics. 2011 Vol. 230. P. 1465-1478
7. Goyal N., Derkse J.J., Direct simulation of spherical sedimentation in viscoelastic fluid // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2012 Vol. 183. P. 1-13.
8. Ceylan, K., S. Herdem and T. Abbasov A Theoretical Model for Estimation of Drag Force in the Flow of non-Newtonian Fluids Around Spherical Solid Particles // Powder Technology. 1999. Vol. 102. P. 286–292.
9. Renaud M., Mauret E. and Chhabra R. P. Power-Law Fluid Flow Over a Sphere: Average Shear Rate and Drag Coefficient // The Canadian Journal of Chemical Engineering. Vol. 82. P. 1066-1070

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ
В КОНВЕКТИВНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ
С ПОМОЩЬЮ ГАУССОВОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДИФФУЗИИ**

Илюшин Б.Б., Митин И.В.

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

Анализ распространения пассивной примеси в атмосфере необходим для ряда прикладных задач связанных с защитой окружающей среды и здоровья человека, с задачами физики атмосферы и океана. В данной работе рассматривается диффузия пассивной примеси в конвективном пограничном слое атмосферы, выпущенного из непрерывного точечного источника расположенным на высоте h над поверхностью земли. Из-за несимметричных граничных условий (нагревания снизу и устойчивая стратификация сверху) в конвективном пограничном слое атмосферы образуются крупномасштабные вихревые структуры, которые играют основную роль при диффузии в вертикальном направлении. Слабая зависимость крупномасштабных вихревых структур и вихрей инерционного интервала ("фоновая" турбулентность) позволяют рассматривать перенос примеси под их влиянием как независимые процессы. Моделирование диффузии выполняется с помощью лагранжевого метода, где примесь представляется в виде совокупности точечных частиц. Движение каждой частицы осуществляется полным полем скоростей, которое включает в себя среднее поле скоростей, а также поля крупномасштабных вихревых структур и "фоновой" турбулентности:

$$l(\vec{r}, t + \Delta t) = l(\vec{r}, t) + \vec{V}(\vec{r}, t) \cdot \Delta t$$

где $\vec{V}(\vec{r}, t) = \vec{U} + \vec{u} + \hat{\vec{u}}$. И наконец, из данных расчета лагранжевого метода вычисляется распределение средней концентрации пассивной примеси вдоль потока.

Основной идеей при построении полного поля скоростей в данной работе заключается в отделении и представлении поля крупномасштабных вихревых структур и поля "фоновой" турбулентности. Так как они независимы, то функция плотности вероятности (ФПВ) вертикальной скорости турбулентных пульсаций будет иметь вид:

$$P(\hat{w}, \tilde{w}) = P_b(\hat{w})P_c(\tilde{w}) = \underbrace{\frac{1}{2\pi\sigma_b^2} \exp\left\{-\frac{\hat{w}^2}{2\sigma_b^2}\right\}}_{\text{ФПВ фоновой турбулентности}} \times \\ = \underbrace{\left[\frac{a^+}{\sigma_c^+} \exp\left\{-\frac{(m^+ - \hat{w})^2}{2(\sigma_c^+)^2}\right\} \right]}_{\text{Восходящий поток}} + \underbrace{\left[\frac{a^-}{\sigma_c^-} \exp\left\{-\frac{(m^- - \hat{w})^2}{2(\sigma_c^-)^2}\right\} \right]}_{\text{Низходящий поток}} \\ \underbrace{\text{ФПВ когерентных структур}}$$

Согласно теории ФПВ может быть восстановлена по известным моментам. В данной работе ФПВ вертикальной скорости была восстановлена по первым трем моментам с дополнительными условиями на дисперсии восходящих и нисходящих потоков вихревых структур и на дисперсию "фоновой" турбулентности. Для дальнейшего использования уравнения на четвертые моменты был выполнен анализ области решения системы.

Во время выполнения расчетов были выбраны две характерные высоты расположения непрерывного точечного источника: в середине планетарного пограничного слоя атмосферы и непосредственно вблизи подстилающей поверхности. Результаты расчетов сравниваются с результатами лабораторных измерений [1-3]. Характер распределения восстановленной ФПВ в данной работе согласуется с данными наблюдений в планетарном пограничном слое атмосферы и с данными вычислительными по модели Дирдорффа: выраженная асимметрия скоростных, но менее вероятных восходящих потоков и медленных, но более вероятных нисходящих потоков. Полученные результаты моделирования хорошо согласуются с результатами лабораторного измерений как для источника расположенного в середине планетарного пограничного слоя атмосферы, так и для источника расположенного вблизи подстилающей поверхности. Также результаты сравниваются с расчетами выполненными по другим известным гауссовым моделям распространения примеси. [4,5].

Список литературы:

1. Deardorff, J.W., Willis, G.E., 1985. "Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer." *Boundary Layer Meteorology* 32, 205–236
2. Willis, G.E., Deardorff, J.W., 1978. "A laboratory study of dispersion from an elevated source within a modelled convective planetary boundary layer". *Atmospheric Environment* 12, 1305–1311.
3. Willis, G.E., Deardorff, J.W., 1981. "A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convective mixed layer." *Atmospheric Environment* 15, 109–117.
4. Baerentsen J.H. and Berkowicz R.: 1984, "Monte-Carlo simulation of plume diffusion in the convective boundary layer", *Atmos. Environ.*, 18, 701-712
5. Shuming Du, John D. Wilson and Eugene Yee "A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer" *Journal: Atmospheric Environment*, 1994, Volume 28, Number 6, Page 1211-1217.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НА ТЕПЛООБМЕН ОДНОЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ СПРЕЯ

Карпов П.Н.

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

В работе представлены экспериментальные данные об изменении во времени коэффициента теплоотдачи от плоского вертикального теплообменника к импульльному газокапельному потоку при изменении длительности одиночных импульсов. Данные были получены датчиком локального теплового потока градиентного типа [1], установленного на рабочую поверхность. Обсуждается характер распределения коэффициента теплоотдачи и возможные механизмы взаимодействия капель спрея с поверхностью.

Многие промышленные приложения требуют возможность удаления высоких тепловых потоков. Эти задачи актуальны в охлаждении все более быстрорастущих электронных компонентов и мощных лазеров. Такие потребности не будут достигнуты при ограниченных возможностях обычных методов охлаждения, таких как вынужденная конвекция.

Охлаждение импульсным спреем характеризуется высоким отбором тепла при низких массовых расходах охлаждающей жидкости. На данный момент накоплено много информации, посвященной в том числе и импульсным спреям [2,3,4], но в силу сложности и многофакторности процесса, в настоящее время не представляется возможным создание универсального метода расчета, позволяющего описать процессы тепло- и массообмена протекающие во время импульсного охлаждения.

Настоящая работа посвящена изучению нестационарного теплообмена от одиночного импульса спрея при его различной длительности. Эти данные позволяют составить элементарную картину теплового взаимодействия с тем, чтобы в дальнейшем ее перенести на чередующиеся импульсы периодического спрея.

Экспериментальная установка состоит из оригинального цифрового калориметра с теплообменником и импульсного программируемого источника спрея.

Теплообменник, выполненный из высокотеплопроводной меди, имеет размеры рабочей поверхности 140x140mm и толщину 25 mm. Рабочая пластина нагревается водой. В опытах было реализовано граничное условие $T_w = 70^\circ\text{C} = \text{const}$, справедливость которого подтвердили измерения температуры теплообменной поверхности в различных ее точках с помощью термопар. Теплообменник может быть установлен на разных расстояниях от истока газокапельного потока и под разными углами относительно направления распространения аэрозоли. Управляемый источник газокапельной струи конструктивно выполнен в виде двухкамерного блока: для воздуха и воды. На плоской части источника расположены 16 жидкостных форсунок в виде матрицы 4x4. На этой же поверхности для создания газокапельного воздушного потока установлены 25 газовых сопл с диаметром выходного отверстия 3.5 mm. Жидкостная форсунка представляет собой распылитель из четы-

рех сопел диаметром 125 μm , включаемых одним электромагнитным клапаном. Расход жидкости определяется давлением на входе блока электромагнитных клапанов

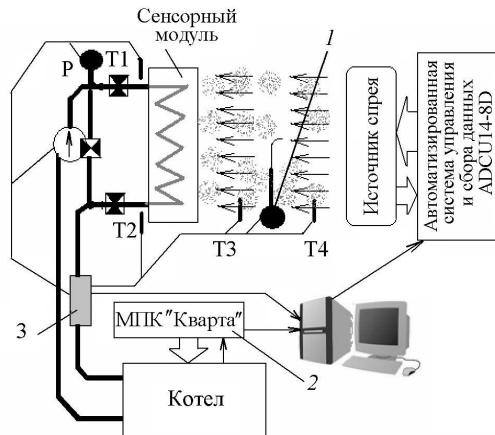


Рис. 1. Принципиальная схема опытного теплообменника:
T1–T4 термометры; P — манометр; 1 — емкостный измеритель концентрации; 2 — микропроцессорный контроллер (МПК) — управление котлом; 3 — измеритель расхода

($PL = (0.5–3) 10^{-1}$ МПа, при этом скорость жидкости в потоке регулируется 0.5–30 m/s). Изменение длительности ($T_i = 0.002–0.01$ s) и частоты открытия клапана ($Fi = 1–50$ Hz) позволяет формировать газокапельный поток с заданной массой жидкой фазы. Программное включение клапанов позволяет формировать поток спрея различной интенсивности во времени и по координате на поверхности теплообменника. Расход газовой составляющей не изменяется во времени для конкретного режима и определяется давлением на входе воздушного блока. За счет изменения рабочего давления $Pg = (0–6) 10^{-1}$ МПа скорость воздушного газокапельного потока может быть установлена 0–20 m/s.

В серии экспериментов теплообменник и источник аэрозоли были установлены вертикально к горизонтальной оси на расстоянии 230 mm друг от друга. При таком расположении в сечении установки поверхности теплообменника источник импульсного газокапельного потока формирует двухфазный поток площадью 300x300 mm.

Результаты экспериментов позволяют сделать выводы о неравномерном распределении ансамбля капель на поверхности теплообменника. Для коротких импульсов ($T_i = 2...4$ ms) наблюдается равномерное распределение "прилетевшей" жидкости на поверхность (Рис. 2.). Этому свидетельствует ярко выраженный пик, связанный с попаданием капель на датчик. Пик сменяется равномерным снижением теплообмена, что объясняется испарением воды с поверхности. Можно заметить небольшие возмущения, свя-

занные с возвратом мелких капель, после первичного попадания на теплоноситель.

С увеличением длительности импульса ($T_i=8\ldots20$ ms) время бомбардировки ансамблем капель рабочей поверхности растет. Это связано с неравномерным распределением капель в потоке. Первыми достигают поверхности крупные капли. Вслед за ними стенку бомбардируют капли меньшего размера. Возможной причиной образования второго максимума является возврат на теплообменную поверхность вторичных капель.

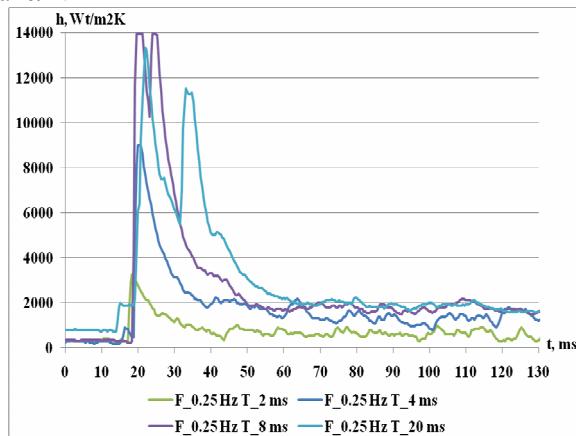


Рис. 2. Изменение коэффициента теплоотдачи по времени при различной длительности импульса.

Список литературы:

- Сапожников, С.З., В.Ю. Митяков В.Ю., Митяков А.В. Градиентные датчики теплового потока в теплотехническом эксперименте / СПб.: СПбГПУ, 2007. 202 с.
- Z. Zhang, P.-X. Jiang, Y.-T. Hu, J. Li «Experimental investigation of continual and intermittent-spray cooling», Experimental Heat Transfer, 26:453–469, 2013
- J.L. Xie, Y.B. Tan, T.N. Wong, F. Duan, K.C. Toh, K.F. Choo, P.K. Chan, Y.S. Chua «Multi-nozzle array spray cooling for large area high power devices in a closed loop system», International Journal of Heat and Mass Transfer 78 (2014) 1177–1186
- А. Д. Назаров, А. Ф. Серов, В. И. Терехов «Структура импульсной распыленной струи при изменении ее частотных характеристик», Термофизика высоких температур. 2011, том 49, № 1, с. 1–7

**АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ВИЗУАЛИЗАЦИИ
И КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ
ПРИ ОБТЕКАНИИ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ**

Картуесова А. Ю.

Научный руководитель: д.т.н., проф. О.О. Мильман

ЗАО «НПВП «Турбокон»,

248010, Россия, Калуга, Комсомольская роща, 43

Для понимания физических процессов, происходящих при обтекании тел потоком жидкости или газа, необходимо, в первую очередь, наблюдать в целом всю картину течения. Особенно это важно для течений в условиях возникновения отрыва и при разработке способов управления отрывом потока – это вопросы, поиск решения которых продолжается до настоящего времени и как одним из видов изучения течений является визуализация.

Методов визуализации течений существует довольно много.[2,3]

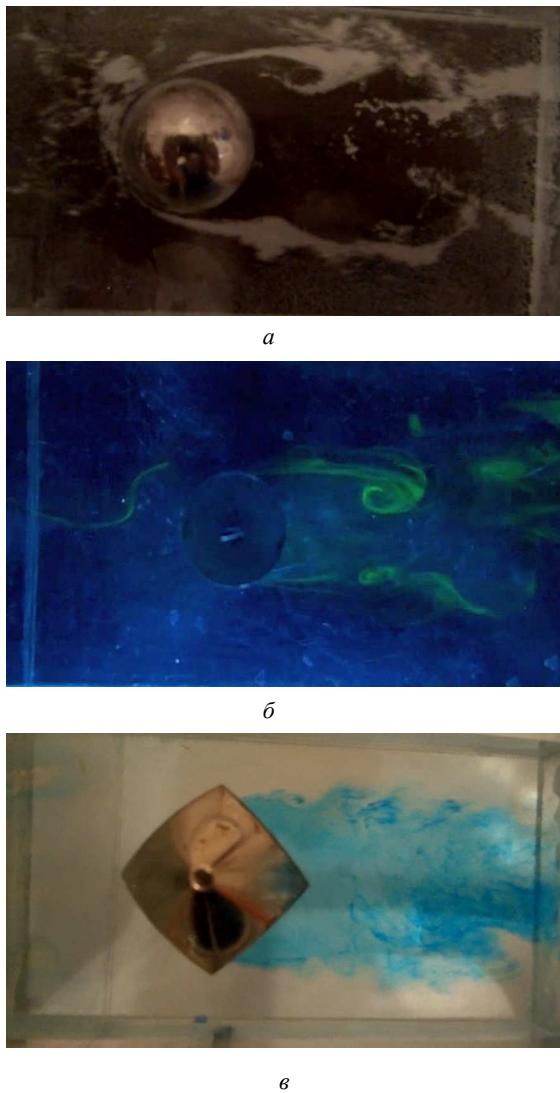


Рис.1. Примеры визуализации течений жидкости (воды) при обтекании плохообтекаемых тел: а) шара при $Re=1406$ (визуализация алюм. порошком); б) цилиндра при $Re = 518$ (визуализация с помощью флуоресцирующей жидкости); в) куба при $Re=2074$ при угле атаки 45° (визуализация чернилами).

При проведении исследования течения вязкой жидкости на примере воды использовались следующие два способа: визуализация с помощью краски (чернила и флуоресцирующая жидкость) вводимой в поток и визуализация с помощью алюминиевого порошка (рисунок 1). В качестве исследуемых тел плохообтекаемой формы рассматривались круговой цилиндр, шар и куб.

Данные методы позволяют рассмотреть процессы взаимодействия жидкости и тел в полном объеме – на поверхности потока и внутри.

Из полученных фото и видео материалов были сделаны выводы о некоторых характерных особенностях пограничного слоя и образования вихревых зон.

С увеличением значения числа Рейнольдса толщина пограничного слоя у кругового цилиндра и шара увеличивается, внутри пограничного слоя возникает вихревое движение. При дальнейшем увеличении скорости обтекания в кормовой точке начинается отрыв пограничного слоя. Увеличение скорости сопровождается перемещением точки отрыва пограничного слоя вверх по потоку.

Образования пограничного слоя при обтекании куба имеет ряд отличительных свойств, поэтому процесс течения рассматривался для двух углов атаки: 0° и 45° .

Основные особенности при обтекании куба следующие:

1) при угле атаки $\phi = 0^\circ$ отрывное течение симметрично относительно продольной оси потока,

2) при угле атаки $\phi = 45^\circ$ течение имеет клинообразную форму,

3) при углах атаки от $\phi = 0^\circ$ до 45° , отрывная зона асимметрична,

В ходе проведенного исследования можно сделать ряд выводов:

1. С помощью рассмотренных методов визуализации возможно исследование процессов течения, как на поверхности потока, так и внутри.

2. Образование отрывной зоны имеет ряд общих и специфичных особенностей при обтекании плохообтекаемых тел, связанных непосредственно с формами самого тела.

3. Полученный материал можно считать как вклад в изучение особенностей процесса обтекания жидкостью плохообтекаемых тел.

4. Метод визуализации с помощью краски вводимой в поток имеет большее преимущество, так как он позволяет визуализировать процессы течения внутри жидкости, наиболее полно показывает характер циркуляции вихрей, зоны уплотнения и разряжения в них. Это может быть использовано для объяснения распределения давления и характера теплообмена.

Рассмотрение более подробно причин и механизма отрыва пограничного слоя возможно при детальном изучении.

Проведен анализ результатов, полученных при моделировании процесса обтекания в Solid Works Flow Simulation для шара, куба и цилиндра.

Полученные в ходе работы материалы довольно хорошо согласуются с данными других исследований.[3,4,5]

Список литературы

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 848 с.
2. Мошаров В. Е., Радченко В.Н. Методы визуализации течений газа на поверхности // 10-я между-нар. научно-техн. конф. ОМИП — 2009.
3. Ван-Дайк М. - Альбом течений жидкости и газа. М., Мир, 1986. 184 с.
4. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.:Наука,1979. 416 с.
5. Терехов В.И., Гныря А.И., Коробков С.В. Вихревая картина турбулентного обтекания и теплообмен одиночного куба на плоской поверхности при различных углах атаки //Теплофизика и аэромеханика, 2010. Т. 17, № 4. 521-533 с.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ФРОНТА НИЗОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА НА МОДЕЛИ ДЕРЕВЯННЫХ КОНСТРУКЦИЙ МЕТОДОМ ИК-ДИАГНОСТИКИ

Касымов Д.П.¹, Коробейничев О.П.²,

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

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

Лесные пожары, являясь значимым фактором, определяющим глобальные изменения в экологических системах, в большинстве происходят по вине человека. Несмотря на все принимаемые меры, природные пожары наносят огромный ущерб природе, здоровью людей, инфраструктуре и экономике. Таким образом, представляется интерес экспериментальных исследований по изучению влияния природных пожаров на города и поселки с целью уточнения существующих мер противопожарной безопасности.

В данной статье рассматривается вопрос перехода пожара на деревянные конструкции в лабораторных условиях. Задача состояла в разработке методики лабораторного изучения поля температуры на поверхности деревянных образцов при воздействии модельного низового лесного пожара методом ИК-диагностики.

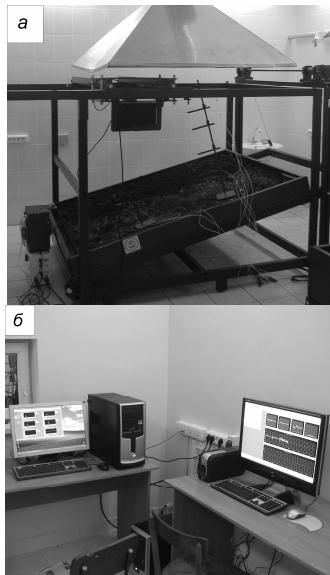


Рис. 1. Установка для физического моделирования низовых лесных и степных пожаров (а); система сбора и регистрации данных (б) [1].

Для решения поставленной задачи использовался испытательный комплекс по исследованию лесных, степных и торфяных пожаров (рис. 1), представляющий собой короб-полигон, наполненный землей и имеющий следующие размеры: длина – 2 м, ширина – 1,5 м, высота – 0,13 м. Глубина стола равна 0,13 м, что позволяет имитировать различные толщины слоя лесного либо степного горючего материала. Влияние внешней среды на процесс горения исследуемых типов пожара практически исключено за счет того, что массовая скорость генерации газообразных и дисперсных продуктов сгорания значительно меньше

скорости отвода через системы вентиляции. Также использовался тепловизор JADE J530SB с матрицей 320*240 пикселей, диапазон измеряемых температур -15...+1500 °C, автоматизированная система сбора и регистрации данных, анализатор влажности и электронные весы.

На рисунке 2 приведена схема проведения эксперимента:

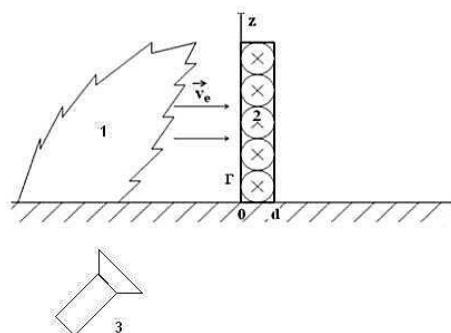


Рис. 2. Схема проведения экспериментов.
1 – фронт лесного пожара; 2 – деревянная стенка; тепловизор JADE J530SB.

Слой СГМ (степных горючих материалов) прилегал непосредственно к модельной деревянной стенке, имеющей следующие размеры: 0,25x0,2x0,015 м (высота, ширина и толщина соответственно). В данной работе использовались деревянные образцы из бересклета. Поджог СГМ осуществлялся с помощью спирали накаливания. Масса СГМ бралась постоянной и составляла 50 гр. Тепловизионная съемка производилась с расстояния 2 м и была направлена на установление распределения температуры на поверхности деревянных образцов при воздействии пожара. При измерениях использовали калибровки завода-изготовителя для выбранного типа объектива и фильтра. При съемке с этой дистанции с фокусным расстоянием объектива F=50 мм матрица тепловизора имела разрешение 320x240 пикселей. При такой геометрии эксперимента и выбранных оптических характеристиках тепловизора (спектральный интервал 2,64-3,25 мкм) пространственное разрешение было значительно меньше 1 мм, а программное обеспечение по работе с тепловизором позволяет с точностью до 1 мм определять размеры исследуемого объекта.

Суммарные относительные погрешности определения параметров не превышали:

$$\delta t/t \cdot 100\% \leq 1,5\%;$$

$$\delta T/T \cdot 100\% \leq 4,3\%.$$

На рисунке 3 представлена термограмма воздействия низового лесного пожара на деревянную стенку из оцилиндрованного березового бруса:

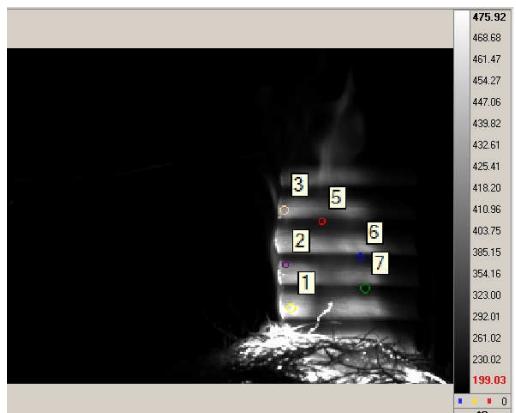


Рис. 3. Термограмма развития горения на поверхности деревянной стенки в момент времени, когда слой СГМ прогорел и наблюдалось устойчивое горение деревянного образца

Для измерения температуры на поверхности деревянного образца выбиралось несколько областей на стенке (области 1-6 на рис. 3), после чего используя программное обеспечение Altair для тепловизора, подобранный опытным путем коэффициент излучения $\varepsilon = 0.97$, были получены средняя, минимальная и максимальная температура в выбранных областях:

$$T_{mean} = 650^0 K;$$

$$T_{max} = 724^0 K;$$

$$T_{min} = 529^0 K.$$



Рис. 4. Кадр тепловизионной съемки воздействия лесного пожара на плоскую деревянную стенку (спектральный интервал 2,64 – 3,25 мкм).

На рисунке 4 представлена термограмма, снятая на тепловизор JADE J530SB в ходе лабораторных экспериментов по воздействию низового лесного пожара на модель плоской деревянной стенки. Схема проведения эксперимента оставалась такой-же как и для образцов из оцилиндрованного бруса.

Применение методов ИК-диагностики при исследовании процессов зажигания и горения таких материалов как древесина, позволяет более точно оценить характеристики как пламени от горения лесных горючих материалов, так и температурное поле на поверхности деревянных образцов при воздействии фронта низового лесного пожара.

Выводы:

1. Предложена методика лабораторного изучения поля температуры на поверхности деревянных образцов при воздействии модельного низового лесного пожара методом ИК-диагностики.

2. С помощью тепловизионной съемки в выбранных областях в спектральном диапазоне 2,64-3,25 мкм определена температура на поверхности деревянных образцов в результате воздействия фронта низового лесного пожара.

Список литературы:

1. Патент на изобретение № 237/220. Испытательный комплекс для моделирования лесных, степных и торфяных пожаров / Гришин А. М., Зима В. П., Кузнецов В.Т., Фильков А. И. З-ка № 2008/17660 от 04.05 2008, опубл. 27.10.2009. Бюл. № 30.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской фонда фундаментальных исследований (проект № 14-01-00211_a, № 14-33-50153_мол_нр).

ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТОНКОЙ СТЕНКЕ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Кислицын С.А.¹, Митин К.А.^{1,2}

¹Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

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

Развитие авиационной и ракетной техники выдвигает повышенные требования к качеству проведения расчетов термических напряжений в элементах конструкций летательных аппаратов. Значительные термические напряжения возникают в неизотермических тонкостенных элементах конструкций летательных аппаратов. Например, в топливных баках, заполненных полностью или частично [1, 2]. В неизотермических условиях распределения температуры внутри стенок баков зависят от сопряженного конвективного теплообмена.

В неравномерно нагретых объемах жидкости, находящихся в поле тяжести, развиваются свободно-конвективные течения, сопровождающиеся расслоением жидкости по температуре вне зависимости от конфигурации полости и расположения разогретых и охлажденных стенок или их фрагментов [3-5]. Развитие гравитационно-капиллярной конвекции со сложной пространственной структурой может повлиять на локальные процессы теплоотдачи и на распределение температуры в тонкой стенке [5]. Настоящая работа является развитием исследований эволюции структуры течений и теплообмена во времени в слоях жидкости различной ориентации [3-5]. Для понимания относительно роли сил плавучести и термокапиллярного эффекта в слоях со свободной границей жидкости и с продольным градиентом температуры в [4] выполнено численное моделирование установившихся режимов конвекции термогравитационной, термокапиллярной и гравитационно-капиллярной природы. Однако полученные в [4-5] результаты не позволили получить подробную информацию о зависимости нестационарных полей температуры и градиентов температуры в тонкой стенке в системе «газ – тонкая стенка – жидкость» после внезапного повышения температуры одной из вертикальных стенок прямоугольной полости до заданного уровня. В качестве первого шага проведены численные исследования нестационарного сопряженного теплообмена в режиме термогравитационной конвекции без учета термокапиллярного эффекта на свободной поверхности жидкости.

Задача решалась в нестационарной двумерной сопряженной постановке в декартовых координатах. Схема расчетной области представлена на рис. 1. Геометрия расчетной области подобна рабочему участку экспериментального стенда [5]. Граница Γ_1 в начальный момент времени мгновенно разогревается и в дальнейшем поддерживается в изотермическом состоянии, граница Γ_7 изотермически холодная. На всех границах в системе заданы условия непротекания. На границах Γ_1 , Γ_4 , Γ_3 , и Γ_5 задано условие прилипания, на границах Γ_2 , Γ_6 , Γ_7 , и Γ_8 условие проскальзывания (отсутствие вязкого трения). Горизон-

тальные границы Γ_2 , Γ_4 , Γ_6 и Γ_8 считаются адиабатическими.

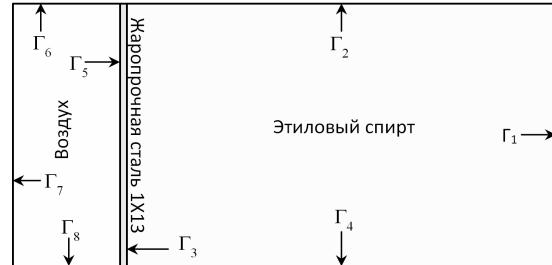


Рис. 1. Схема расчетной области

Задача решалась в безразмерном виде, в качестве масштаба геометрических размеров выбрана высота слоя – H . Для скорости и времени использованы масштабы v_f/H и H^2/v_f соответственно, где v_f – кинематическая вязкость жидкости. Масштаб температуры – $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$, где T_{\max} и T_{\min} – температуры на горячей и холодной стене, соответственно.

Кондуктивный теплообмен в тонкой стенке описывается уравнением теплопроводности, которое в безразмерном виде приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\alpha_s}{\alpha_f} \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = 0, \text{ где } \alpha_s \text{ – коэффициент}$$

температуропроводности материала тонкой стенки (сталь), α_f – коэффициент температуропроводности жидкости, x и y – горизонтальная и вертикальная пространственные координаты.

Конвективный теплообмен в жидкости описывается безразмерной системой уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, записанной в терминах температура, вихрь и функция тока:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_z \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + V_x \frac{\partial \omega}{\partial x} + V_z \frac{\partial \omega}{\partial y} &= \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) + Gr \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= -\omega, V_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, V_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \end{aligned}$$

Конвективный теплообмен в газе описывается безразмерной системой уравнений Навье-Стокса:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_z \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\alpha_g}{\alpha_f} \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + V_x \frac{\partial \omega}{\partial x} + V_z \frac{\partial \omega}{\partial y} &= \frac{v_g}{v_f} \Delta \omega + \frac{\beta_g}{\beta_f} Gr \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= -\omega, V_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, V_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{aligned}$$

Здесь $Gr = g \cdot \beta_f \cdot H^3 (T_{\max} - T_{\min}) \cdot v_f^{-2}$ – число Грасгофа, число Прандтля $Pr_f = v_f/\alpha_f = 16$, g – ускорение

ние свободного падения, β_f – коэффициент объемного расширения жидкости, β_g – коэффициент объемного расширения газа, v_g – кинематическая вязкость газа, α_f – коэффициент температуропроводности жидкости, α_g – коэффициент температуропроводности газа, T – безразмерная температура, ω – безразмерный вихрь, ψ – безразмерная функция тока, V_x и V_y горизонтальная и вертикальная компоненты вектора скорости.

Для расчетов чисел Грасгофа, Прандтля и других параметров были использованы фиксированные значения теплофизических свойств 96% этилового спирта и воздуха при 293 К: коэффициент объемного расширения спирта $\beta_f = 1.3 \cdot 10^{-3}$ 1/K; коэффициент объемного расширения воздуха $\beta_g = 2.9 \cdot 10^{-3}$ 1/K; коэффициент кинематической вязкости спирта $v_f = 1.483 \cdot 10^{-6}$ м²/с; коэффициент кинематической вязкости воздуха $v_g = 14.94 \cdot 10^{-6}$ м²/с; коэффициент температуропроводности стали $\alpha_s = 8.38 \cdot 10^{-6}$ м²/с; коэффициент температуропроводности спирта $\alpha_f = 21.094 \cdot 10^{-6}$ м²/с; коэффициент температуропроводности воздуха $\alpha_g = 92.21 \cdot 10^{-9}$ м²/с. Для определения значений числа Грасгофа и относительных размеров слоя жидкости использован масштаб – высота слоя жидкости $H = 180$ мм. Толщина тонкой стенки принята равной 0.9 мм.

Сформулированная нестационарная задача решалась методом конечных элементов [6]. Использовалась неравномерная прямоугольная конечноэлементная сетка с билинейными базисными функциями. При вычислении значений вихря на границах с заданным на них условием прилипание использовано условие Вудса. Размерность сетки составляла 210x101 узлов.

По аналогии с экспериментальной работой [5] в исходный момент времени полость с жидкостью находилась в изотермическом состоянии, жидкость покоялась. В момент $t = 0$ правая на рис.1 стенка была мгновенно нагрета до заданной температуры. После включения нагрева существует инкубационный период прогрева прилегающего к стенке вертикального слоя жидкости в режиме теплопроводности. В процессе развития нестационарного конвективного течения противоположная вертикальная тонкая стенка нагревается неравномерно. На рис.2 показано поле температуры во всей области и в тонкой стенке в установленном режиме.

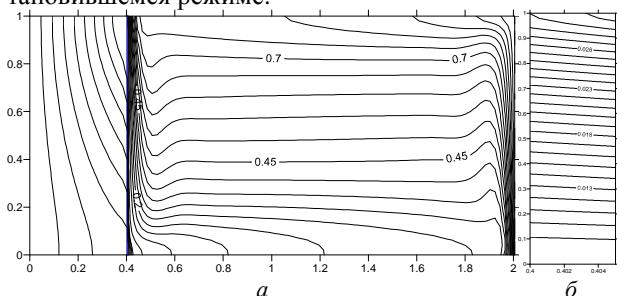


Рис. 2. Изотермы во всей области (а) и в тонкой стенке (б) в момент времени $t = 4.083$ при $Gr = 10^5$. Для (а) добавлено 8 изотерм в диапазоне от 0.003125 до 0.025.

На рис. 3 приведено распределения температуры на поверхности тонкой стенке со стороны жидкости и профили горизонтальной компоненты скорости в центральном сечении в различные моменты времени.

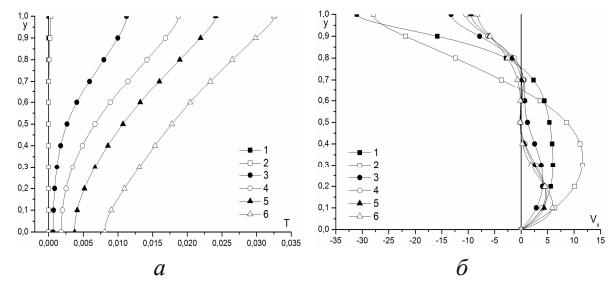


Рис. 3. Профили температуры (а) в сечении $x = 0.405$ и горизонтальной компоненты скорости в сечении $x = 1.205$ при $Gr = 105$ в моменты времени: 1 – $t = 0.029$; 2 – 0.057; 3 – 0.169; 4 – 0.329; 5 – 0.559; 6 – 4.084.

Течение жидкости имеет максимальную скорость и температуру в тонком поверхностном слое у верхней границы (рис. 3б). В начальные моменты времени течение вдоль свободной границы слоя жидкости имеет нестационарный струйный характер. Головная часть струи нагретой жидкости ударяет в тонкую стенку. В результате происходит локальный нагрев стенки, и возникают большие градиенты температуры (рис. 3а). Тепловой удар после достижения тепловой волной тонкой стенки слаживается за счет ее тепловой инерции и растекания тепла в плоскости стенки. В результате непрерывного подогрева и слабой теплоотдачи с внешней поверхности тонкой стенки растет объем нагретой жидкости в верхней части полости, а так же ее средняя температура. Устанавливается пространственная форма приповерхностного течения, которая на качественном уровне остается практически неизменной в течение всего времени нагрева. Увеличиваются лишь размеры нагретого слоя по вертикали, и монотонно снижается скорость течения. С течением времени в системе возникает установившееся циркуляционное течение, профиль температуры на горячей стенке приближается к почти линейному распределению.

Список литературы:

1. Зарубин В.С. Температурные поля в конструкции летательных аппаратов. Методы расчета. М.: Машиностроение, 1966. 216 с.
2. Белов В.К., Белов В.В. Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термосиловом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2011. 491 с.
3. 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.
4. Бердников В.С., Гапонов В.А., Коврижных Л.С. Тепловая гравитационно-капиллярная конвекция в полости с продольным градиентом температуры // Инженерно-физический журнал, 2001, Т. 74, № 4, С. 116-121.
5. Бердников В.С., Гапонов В.А., Гришков В.А., Лиханский П.М. Марков В.А. Влияние нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределение температуры в тонкой вертикальной стенке // Теплофизика и аэромеханика. Новосибирск: ИТ СО РАН, 2010. Т. 17, №2 С. 197-208.
6. 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.

Выражаем благодарность научному руководителю Бердникову В.С. за постановку задачи и обсуждение результатов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 09-08-00487а).

ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ТОКОНЕСУЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Клементьева И.Б.¹, Пинчук М.Э.², Тепляков И.О.¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН,
111116, Москва, Красноказарменная, 17А

²Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,
191186, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18

Аннотация

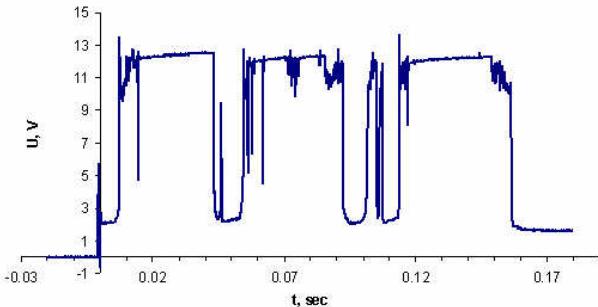
Работа посвящена исследованию деформации свободной поверхности, что является результатом взаимодействия электрического тока, проходящего через жидкий металл, с собственным магнитным полем, и исследованию формирования сильноточных разрядов, развивающихся над деформирующейся свободной поверхностью жидкого металла.

Введение

Значимость исследований состоит как в решении фундаментальных задач магнитной гидродинамики, так и прикладных, связанных с улучшением характеристик технических устройств для повышения энергоэффективности в энергетике и промышленности. С помощью методов магнитной гидродинамики можно успешно управлять электровихревыми течениями, которые оказывают существенное влияние на процессы тепло- и массообмена во многих электрометаллургических процессах. Другое применение полученных результатов - в ядерной и термоядерной энергетике. Исследование влияния электрических и магнитных полей на гидродинамику и теплообмен в токонесущих жидкостях с сильноточными разрядами над их поверхностью также представляет фундаментальный интерес.

Экспериментальная установка

Базовой моделью рабочей зоны является цилиндрический контейнер, заполненный расплавленным свинцом (Pb) или полусферический контейнер, заполненный эвтектическим сплавом индий-галий-олово (In-Ga-Sn), через которые пропускается электрический ток величиной до 1кА. Контейнер может быть окружен системой проводников, создающей внешнее магнитное поле заданной конфигурации. Визуализация объектов и процессов осуществляется с помощью высокоскоростного цифрового фоторегистратора Citius C10. Высокочастотные зонды тока и напряжения используются для измерения электриче-



Оциллограмма напряжения на контакте электрода с жидким металлом Pb, отражающая процессы в системе.

ских характеристик разряда. Эксперименты проводятся в воздухе и аргоне при давлении 1 атм.

Результаты

В работе визуализированы форма волн и свободной поверхности; установлен механизм формирования разряда над поверхностью жидкого металла, определены его характеристики и параметры зажигания.

Список литературы:

1. I.B. Klementyeva, M.E. Pinchuk, Formation of electrical discharges under free surface of current carrying fluids // Physics of extreme states of matter, Moscow, 2014, pp. 192 – 193. Суржиков С.Т. Перенос излучением в неоднородном слое// ТВТ. 1997. Т. 35. № 3. С. 1-2.
2. Ю.П. Ивочкин, И.О. Тепляков, А.А. Гусева, Е.Ю. Лозина, И.Б. Клементьева, Ю.Н. Токарев, Исследование деформации свободной поверхности и ее влияние на интенсивность электровихревого течения жидкого металла // Тепловые процессы в технике, Москва: Издательство "Наука и Технологии", 2012, Т. 4, № 11, с. 487 – 496, ISSN 2074-2649.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 14-08-31078 и N 13-08-90444.

Е-mail для связи с авторами:
ira.klementyeva@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОФОРЕЗА НАНОЧАСТИЦ НА ТЕПЛОПЕРЕДАЧУ В НАНОЖИДКОСТЯХ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ НАГРЕВАНИИ И ОХЛАЖДЕНИИ

Козлова С. В., Рыжков И. И.

Институт вычислительного моделирования СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 44

В настоящее время активно изучаются новые типы теплоносителей, основанные на жидкостях (вода, этиленгликоль, машинное масло, жидкие смеси). Среди них можно выделить наножидкости — теплоносители, состоящие из базовой жидкости и твердых наночастиц [1]. Добавление наночастиц к жидкости позволяет повысить эффективность теплопередачи. Однако в двухкомпонентных средах под действием разности температур возникает явление термофореза — перераспределения концентрации наночастиц, при котором наночастицы устремляются в более холодную область. В наши дни данный эффект активно исследуется [2–4], однако его влияние на теплообмен в наножидкостях еще не вполне изучено.

Данная работа содержит результаты численного моделирования вынужденной конвекции наножидкости вода/Al₂O₃ в цилиндрической трубе с постоянным тепловым потоком на стенке. Исследование проводилось для нагрева и охлаждения на базе моделей с учетом и без учета термофореза.

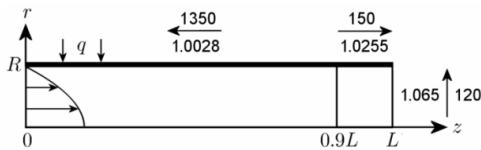


Рис. 1. Схема трубы и расчетной сетки.
R=0.001 м, L=1 м.

Вычисления выполнены для объемных концентраций наночастиц оксида алюминия 0, 1, 3% в зависимости от числа Пекле $Pe = 800 \dots 9000$. Такой диапазон отвечает диапазону числа Рейнольдса Re , для которого реализуется ламинарное течение. Скорость на входе определялась по заданному значению Re . Параметры трубы и расчетной сетки показаны на рис. 1. Тепловой поток на стенке при нагревании $q = 10000 \text{ Вт/м}^2$ температура наножидкости на входе $T_0 = 20^\circ\text{C}$. При охлаждении: $q = -10000 \text{ Вт/м}^2$, $T_0 = 80^\circ\text{C}$. Физические свойства базовой жидкости приближены полиномами, зависящими от температуры, с помощью экспериментальных данных [5]. Плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности и вязкость наножидкости представлены корреляциями из [3]. Наножидкость описана уравнениями импульса, энергии, переноса наночастиц и неразрывности. Коэффициенты диффузии и термодиффузии определяются формулами из [4]:

$$D = \frac{k_B T}{3\pi\mu_f d_p}, \quad D_T = \alpha \frac{\beta_T}{\mu_f} \frac{\kappa_f}{2\kappa_f + \kappa_p}$$

Здесь d_p — диаметр наночастиц алюминия,

$k_B = 1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ — постоянная Больцмана,

β_T — коэффициент объемного расширения растворителя, μ и κ — вязкость и теплопроводность, индекс f — соответствует свойствам базовой жидкости, α — свойствам наночастиц, коэффициент пропорциональности α определяет интенсивность термофореза. В данной работе были выполнены расчеты для $\alpha = 10^{-9}$, $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-9}$ и $\alpha = 0.75 \cdot 10^{-9}$. Вычисления проведены в программе ANSYS FLUENT 14.5.

В результате исследования изучено влияние перераспределения концентрации наночастиц (рис. 2) под действием градиента температуры на эффективность теплопередачи. Термофорез наночастиц приводит к уменьшению (увеличению) концентрации, и, следовательно, вязкости среды у стенки трубы при нагревании (охлаждении). Благодаря этому скорость течения немного возрастает (убывает) у стенки и снижается (повышается) на оси при нагревании (охлаждении) в связи с постоянным массовым потоком через поперечное сечение.

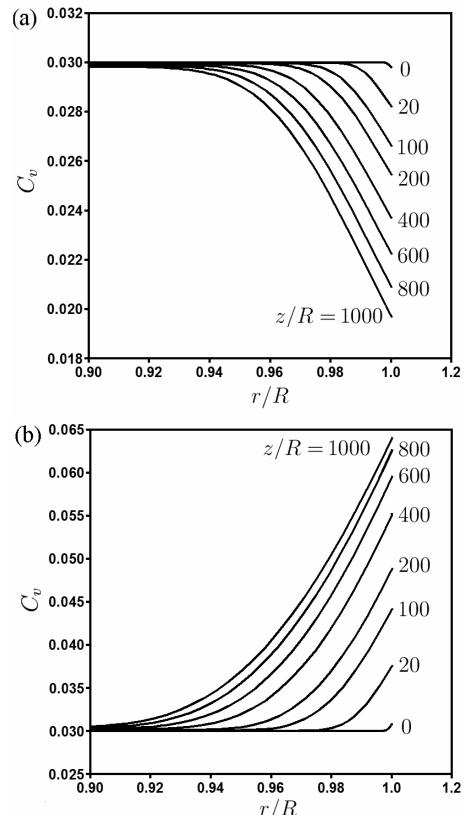


Рис. 2. Профили концентрации наночастиц в поперечных сечениях при нагреве (a) и охлаждении (b) с учетом термофореза при $C_{v0} = 0.03$, $Pe = 2500$.

Для оценки влияния описанных процессов на теплоперенос определены зависимости локального коэффициента теплоотдачи и числа Нуссельта от

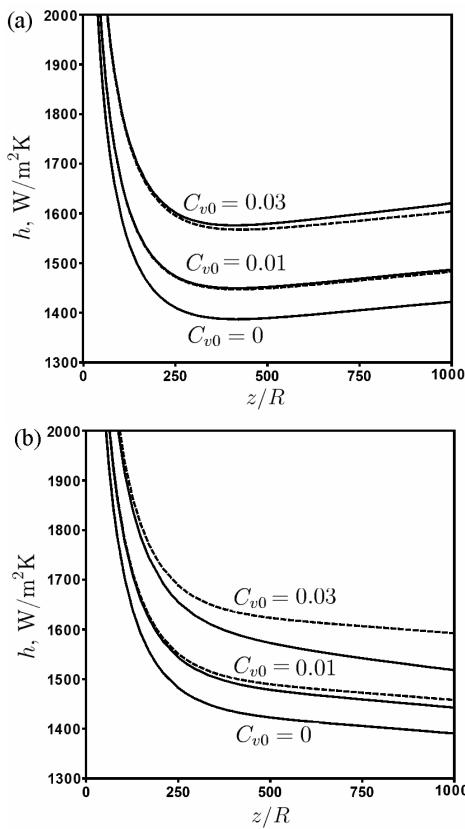


Рис. 3. Локальный коэффициент теплоотдачи при нагреве (а) и охлаждении (б) для моделей с учетом термофореза (сплошные линии) и без учета термофореза (штриховые линии), $Re = 2500$.

концентрации наночастиц в моделях с учетом и без учета термофореза. Как видно из рис. 3 для локального коэффициента теплоотдачи h , по мере удаления от входа в трубу различие между значениями h для моделей с учетом и без учета термофореза возрастает. Это различие также растет с увеличением концентрации наночастиц, причем снижение коэффициента при охлаждении больше, чем увеличение при нагревании. В случае охлаждения при снижении скорости течения у стенки трубы конвективный теплоперенос менее интенсивен, поэтому коэффициент теплоотдачи снижается. При нагреве скорость течения у стенки повышается, благодаря чему повышается эффективность теплопереноса в осевом направлении, поэтому h возрастает. Те же закономерности выполняются и для числа Нуссельта.

В данном исследовании также определены перепад давления вдоль канала и касательное напряжение на стенке трубы. Выявлено, что термофорез наночастиц приводит к снижению (повышению) перепада давления в наножидкости при нагреве (охлаждении) до 4 % (13 %) при малых значениях числа Пекле и концентрации наночастиц 3 % по сравнению с моделью без учета термофореза. При этой же концентрации снижение (повышение) вязкости наножидкости вследствие падения (увеличения) концентрации наночастиц вблизи стенки в случае нагрева (охлаждения) приводит к снижению (повышению) касательного напряжения до 5% (12 %).

Для оценки эффективности наножидкости вода/ Al_2O_3 по сравнению с базовой жидкостью была

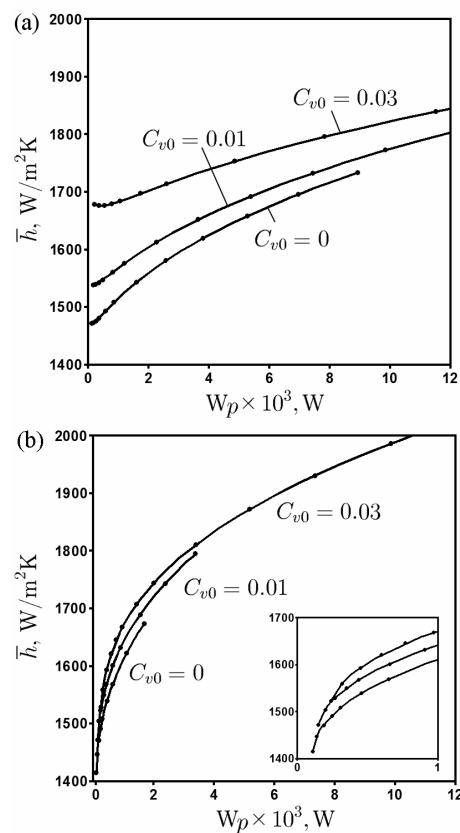


Рис. 4. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от мощности для двухкомпонентной модели при нагреве (а) и охлаждении (б), $Re = 2500$.

построена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от мощности, необходимой для прокачки жидкости (см. рис. 4). Как видно из рисунка, рост коэффициента теплоотдачи с увеличением концентрации наночастиц наблюдается во всем диапазоне мощности в обоих тепловых режимах, причем при нагреве оно более значительно. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что использование наножидкости вода/ Al_2O_3 при охлаждении менее эффективно, чем при нагревании. Однако проявление термофореза наночастиц существенно лишь в тонком граничном слое у стенки трубы и в целом на интенсивности теплопередачи оказывается незначительно.

Список литературы

1. Das S. K., Choi S.U.S., Yu W., Pradeep T. *Nanofluids: Science and Technology*, John Wiley & Sons, Inc., 2008, pp 397.
2. M.M. Heyhat, F. Kowsary, Effect of particle migration on flow and convective heat transfer of nanofluids flowing through a circular pipe, *ASME J. Heat Transfer*, 2010, Vol. 132, 062401.
3. Williams W.C., Buongiorno J., Hu L.W. Experimental investigation of turbulent convective heat transfer and pressure loss of alumina/water and zirconia/water nanoparticles colloids (nanofluids) in horizontal tubes. *ASME J. Heat Transfer*, 2008. Vol. 130, 042412.
4. I.I. Ryzhkov, A.V. Minakov, The effect of nanoparticle diffusion and thermophoresis on convective heat transfer of nanofluid in a circular tube, *Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, accepted, in press.
5. Nist Chemistry Webbook, [URL: http://webbook.nist.gov/chemistry/](http://webbook.nist.gov/chemistry/).

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ ИТТРИЯ И ГАДОЛИНИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Козловский Ю.М.

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

Дилатометрическим методом на установке DIL-402C (NETZSCH) в интервале температур 100–590 К исследовано тепловое расширение иттрия чистотой 99,83 % и гадолиния чистотой 99,85 % в твердом состоянии. Все эксперименты проведены в инертной статической атмосфере гелия особой чистоты (99,995 об. %), дополнительно очищенной системой отчистки газов ЭПИШУР-А 11 СЛ. Скорость нагрева-охлаждения печи составляла 2 К/мин, а для гадолиния была проведена дополнительная серия экспериментов со скоростью 0,5 К/мин. Для измерений использовался кварцевый держатель и толкатель. Нулевой ход дилатометра определялся по стандартному образцу плавленого кварца в условиях, идентичных условиям основных экспериментов. Апробация установки была проведена на образце высокочистого алюминия (99,999 %). Эти эксперименты показали, что отклонение измеренных значений термического коэффициента линейного расширения (ТКЛР) от справочных данных [1] не превышает 1 %.

Тепловое расширение иттрия исследовалось в трех циклах нагрева-охлаждения образца. На рис. 1 приведены объединенные данные по всем циклам.

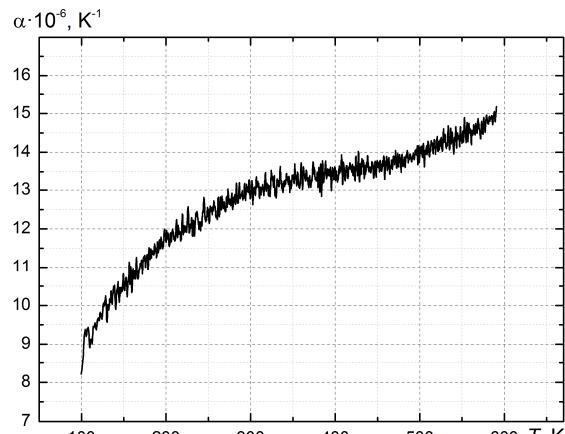


Рис. 1. Коэффициент теплового расширения иттрия

Исследование гадолиния было проведено в четырех последовательных экспериментах: два со скоростью 2 К/мин и два со скоростью 0,5 К/мин, что позволило получить более 30000 экспериментальных точек. Это, в свою очередь, предоставило возможность подробно изучить изменение ТКЛР в окрестности точки Кюри. На рис. 2 приведены результаты измерений коэффициента теплового расширения гадолиния в рамках одного цикла нагрева-охлаждения, полученные при скорости 2 К/мин. На графике на-

блидаются две аномалии. Первая вызвана спин-переориентационным магнитным переходом [2] в области 225 К. Вторая, с ярко-выраженным минимумом в области 293 К, связана с превращением гадолиния из ферромагнитного состояния в парамагнитное.

Обработка данных по ТКЛР гадолиния проводилась с использованием скейлинговых зависимостей [3], которая показала, что экспериментальные данные в окрестности точки Кюри не аппроксимируются одним уравнением.

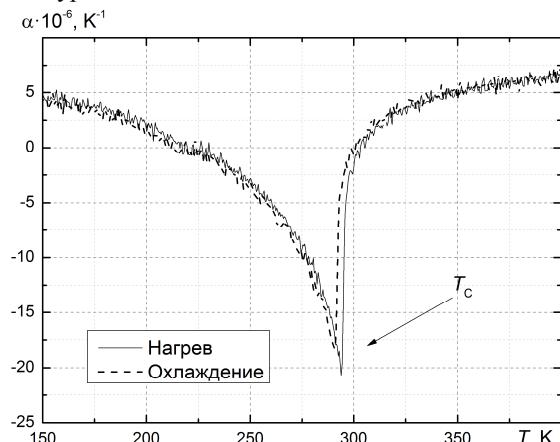


Рис. 2. Коэффициент теплового расширения гадолиния в окрестности точки Кюри

После обработки данных для обоих материалов были получены аппроксимационные зависимости относительного удлинения и ТКЛР, разработаны справочные таблицы. Также для гадолиния были определены критические индексы и критические амплитуды ТКЛР.

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, № 3. – P. 853-864.
2. Savage S.J., Palmer S.B. The magnetoelastic anomaly in gadolinium // Phys. Lett. – 1977. – Vol. 60A, № 4. – P. 358-360.
3. Dolejsi D.A., Swenson C.A. Experimental thermal expansivities for single crystal gadolinium near the Curie temperature // Phys. Rev. B: Condens. Matter. – 1981. – Vol. 24, № 11. – P. 6326-633

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-08-00137.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ НА ЧЕЛОВЕКА

Коробкина Д.В.

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

Введение. Для оценки последствий воздействия теплового излучения в чрезвычайных ситуациях (в том числе, лесных пожаров [1]) могут применяться как отечественные, так и зарубежные методы, которые представляют количественные зависимости между термодинамическими и медицинскими критериями теплового поражения [2]. В настоящее время отсутствуют программные компоненты, реализующие развитые математические модели реальных теплофизических процессов, происходящих в кожных покровах и тканях человека. Настоящий проект открывает перспективы создания нового поколения медицинских информационных систем [3] для нужд МЧС и скорой медицинской помощи при минимизации и ликвидации социального ущерба от лесных пожаров.

Структура кожного покрова. Основным способом передачи тепла от высокотемпературного источника к объекту является тепловое излучение. От интенсивности теплового излучения зависит степень повреждения кожного покрова. Кожа является самым большим органом тела. Кожа состоит из трех слоев: эпидермиса, дермы и подкожной клетчатки (гиподермис), как показано на рис. 1.

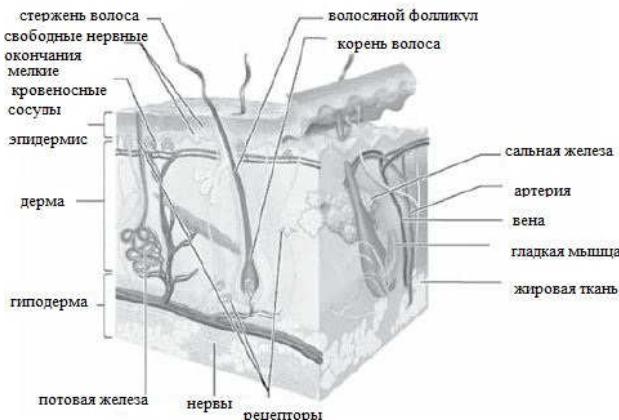


Рис.1. Структура кожного покрова человека [4].

Кожа является важнейшим органом, выполняющим ряд уникальных функций в организме человека и по ее состоянию можно судить о состоянии здоровья в целом.

Математическая постановка. В целях моделирования, кожу человека можно рассматривать как слоистую структуру согласно рис. 2.

Для исследования воздействия фронта пожара и его поражающих факторов на кожу человека используем подход математического моделирования. Рассмотрим одномерную трехслойную модель кожи, в которой тепло передается посредством теплопроводности. Геометрия области решения задачи представлена на рис.2.

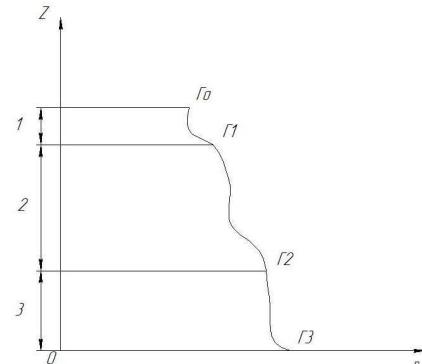


Рис.2. Геометрия области решения задачи [5]:
1 — эпидермис; 2 — дерма; 3 — гиподерма.

Математическое моделирование сведено к решению системы нестационарных уравнений теплопроводности [6] для системы «эпидермис – дерма – гиподерма» с соответствующими граничными условиями.

Температурное поле в каждом слое описывается дифференциальным уравнением теплопроводности:

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2},$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2},$$

$$c_3 \rho_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2}.$$

1,2,3- эпидермис, дерма, гиподерма;

c_i - удельная теплоемкость, $\text{кДж} / (\text{кг} \cdot \text{К})$;

ρ_i - плотность, $\text{кг} / \text{м}^3$;

λ_i - коэффициент теплопроводности, $\text{Вт} / \text{м} \cdot \text{К}$;

T_i - температура, $^{\circ}\text{C}$;

Начальные и граничные условия:

$$t = 0, \quad T_i = T_0;$$

На границе Г0 применяем граничные условия 2-го рода, т.к. учитываем влияние теплового потока от фронта пожара:

$$\Gamma 0: \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = q_{\pi},$$

где $q_{\pi} = f(x)$,

x - расстояние от кромки пожара, м;

q_{π} - тепловой поток от фронта пожара, $\text{Вт} / \text{м}^2$;

На границах Г1 и Г2 используем граничные условия 4-го рода:

$$\Gamma 1: \quad T_1(t, z, r) = T_2(t, z, r),$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z},$$

$$\Gamma 2: T_2(t, z, r) = T_3(t, z, r),$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z},$$

На границе Г3 зададимся 3 различными условиями:

$$1) \quad \text{Задаем } T_3 = T_{3i};$$

$$2) \quad \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} = q_{BH}$$

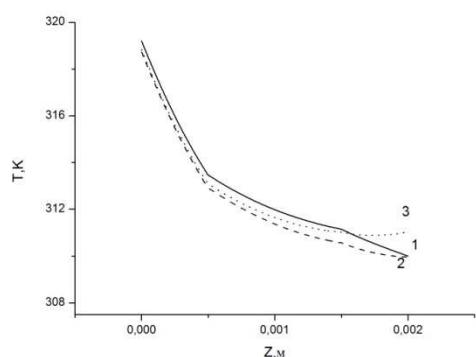
$$3) \quad \alpha(T_e - T_3) = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z}$$

$T_{3i} = T_e$ - температура внутренней части гиподермы, $^{\circ}\text{C}$;

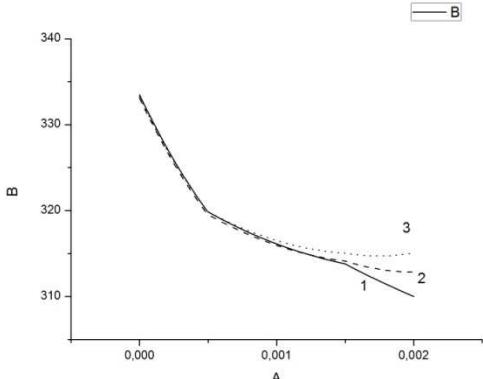
q_{BH} - тепловой поток внутренней части организма (внутреннее тепловыделение), Bm / m^2

$$\alpha - \text{коэффициент теплопередачи, } \text{Bm} / \text{m} \cdot \text{K}.$$

Результаты. Сравнительные результаты представлены на рис.3. для 3 различных условий: 1- для условия $T_3 = T_{3i}$; 2 - для условия $\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} = q_{BH}$; 3 - для условия $\alpha(T_e - T_3) = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z}$ через 10 сек при постоянной глубине исследования.



a



б

Рис.3. Изменение температуры в слое кожи через 10 сек при значении теплового потока от фронта пожара a)

$$q_n = 3000 \text{ Bm} / \text{m}^2, \text{ б) } q_n = 7000 \text{ Bm} / \text{m}^2.$$

Заключение. Анализ результатов позволяет сделать вывод о том, что при решении таких задач выбор вида граничных условий на внутренней границе расчетной области не принципиален в случае малых значений тепловых потоков от фронта лесного пожара [7]. То есть это оправдано при относительно больших расстояниях от фронта пожара до человека. В случае интенсивных тепловых потоков необходимо исследовать этот вопрос дополнительно.

Благодарности. Автор выражает благодарность за консультации научному руководителю, к.ф.-м.н., доценту кафедры теоретической и промышленной теплотехники Энергетического института Томского политехнического университета Барановскому Николаю Викторовичу.

Список литературы:

1. Кузнецов Г.В., Барановский Н.В. Прогноз возникновения лесных пожаров и их экологические последствия. — Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2009. — 301 с.
2. Еналеев Р.Ш., Теляков Э.Ш., Закиров А.М., Чистов Ю.С., Закиров Г.М. Прогнозирование санитарных потерь от воздействия теплового излучения в чрезвычайных ситуациях // Безопасность жизнедеятельности. — 2011. — Т.121, №1. — С. 36-41.
3. Гусев А.В. Рынок медицинских информационных систем: обзор, изменения, тренды // Врач и информационные технологии. 2012. № 3. С. 6 – 15.
4. Whitton, J.T., Everall, J.D. The thickness of the epidermis // Br. J. Dermatol. 1973. Vol. 89, P. 467-476.
5. Hummel A., Lyons K. Skin Burn Translation Model for Evaluating Hand Protection in Flash Fire Exposures // Fire Technology. 2014. Vol. 50. P. 1285 – 1299.
6. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. С. 33 – 36.
7. Гришин А.М. Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992. 408 С.

Все вопросы по e-mail: korobkina.darya@mail.ru

ПОЛУЧЕНИЕ ГРАФЕНА МЕТОДОМ ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ НА МЕДИ

Костогруд И.А.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время известно несколько форм углерода: алмаз, графит, фуллерен, нанотрубки, графен. Графен – монослой графита был открыт сравнительно недавно нобелевскими лауреатами А. К. Геймом и К. С. Новоселовым [1]. Пристальное внимание к себе графен привлек из-за своих уникальных свойств, таких как высокая электро- и теплопроводность, прозрачность и механическая прочность. Это делает его интересным материалом для применения в опто- и наноэлектронике, фотонике, и для создания композитных материалов, проводящих красок и покрытий [2]. Графен в нормальных условиях химически стабилен. При функционализации графена атомами других элементов, таких как азот, фтор, водород и др., можно получить новые материалы, которые интересны в областях катализа и водородной энергетики [3].

В работе проведено экспериментальное исследование параметров определяющих кинетику синтеза графена, полученного методом газофазного осаждения. Синтез графена осуществлен в термическом реакторе, изображенном на рис.1, при атмосферном давлении на медных подложках. В качестве газа прекурсора использовался метан, в качестве подложек использовалась медная фольга AlfaAesar толщиной 25 мкм. Эксперименты проведены при различных температурах (970 – 1010 °C), составах газовой смеси (Ar+H₂+CH₄), временах экспозиции (0,33 – 30 мин.), различных скоростях охлаждения образцов. Анализ синтезированных пленок проводился методами оптической микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния, сканирующей электронной микроскопии. Поверхность чистой меди при отжиге на воздухе интенсивно окисляется, вследствие чего изменяется цвет поверхности. Медные подложки с графеновым покрытием отжигались на воздухе при различных температурах. Показано, что медная подложка, покрытая графеном, не окисляется. Данным мето-

дом можно определять сплошность графеновых покрытий, используя оптический микроскоп.

В экспериментальных исследованиях структуры поверхности меди, при предварительном отжиге в атмосфере H₂, показано увеличение зерна до 200 мкм. Получены образцы однослойного и многослойного графена. Показано, что определяющими параметрами синтеза являются динамика охлаждения образцов и качество поверхности медных подложек.

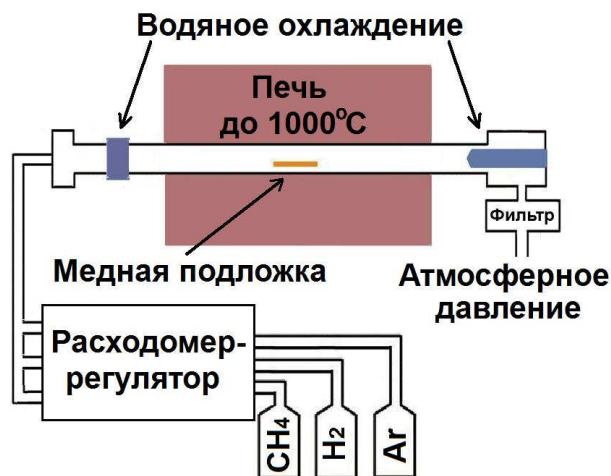


Рис. 1. Схематичное изображение установки для CVD синтеза.

Список литературы:

- Губин С.П., Ткачев С.В. Графен и родственные наноформы углерода. – М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2012. – 104 с.
- Novoselov K.S., Fal'ko V.I., Colombo L., Gellert P.R., Schwab M.G., Kim K. A roadmap for grapheme // Nature. - 2012. - Vol.490. – P.192-200.
- B. F. Machado, Ph. Serp. Graphene-based materials for catalysis. Catal. Sci. Technol., 2012, 2, 54–75.

**ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
КАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПЛАСТИНЫ С ЗАКРУГЛЕННОЙ НОСОВОЙ
ЧАСТЬЮ И ГИДРОПРОФИЛЯ NACA0015**

Кравцова А.Ю.^{1,2}, Первунин К.С.^{1,2}, Тимошевский М.В.^{1,2} Чуркин С.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

Как известно, работа современного гидротехнического и гидроэнергетического оборудования зачастую сопровождается таким явлением, как кавитация. Кавитация, в свою очередь, является одной из основных причин снижения КПД и сокращения срока эксплуатации движителей и энергетических установок. Кроме того, взаимодействие кавитационной каверны со стенками подводящих труб может значительно изменять характеристики потока, порождая пульсации расхода и давления, которые, в случае совпадения частот с резонансными, способны привести к крупной аварии. Современные математические модели не достаточно точно описывают развитые неустойчивые кавитационные течения. В связи с этим получение комплексных экспериментальных данных в упрощенных конфигурациях течений крайне важно как для понимания физических механизмов протекающих процессов, так и для развития математических моделей.

Эксперименты проводились на кавитационном гидродинамическом стенде Института Теплофизики СО РАН им С.С. Кутателадзе. С помощью высокоскоростной визуализации и анемометрии по изображениям частиц (метод Particle Image Velocimetry – PIV) были исследованы кавитирующие течения вблизи плоской пластины с закругленной носовой частью и гидрокрыла NACA0015 при углах атаки α от 0 до 9°. В ходе экспериментов варьировалось число кавитации в диапазоне от 0,6 до 4 путем изменения динамического давления. Было обнаружено, что при малых углах атаки кавитация на пластине возникает в форме массива стриков (см. рис.1-а.1,а.2), тогда как на гидрокрыле – в виде отдельных пузырей (см. рис.1-б.1). При переходе к развитым режимам обтекания на гидропрофиле образца NACA0015, значительно увеличивается максимальный размер кавитационных пузырей. Одиночные пузыри начинают коалицировать, формируя кавитационную каверну. Можно наблюдать, что парогазовая смесь, отрывающаяся от каверны образует регулярную ячеистую структуру (см. рис.1-б.2). При увеличении угла атаки до 9° структура кавитационной каверны на гидрокрыле изменяется на стриковую, как в случае с пластиной. Структура каверны на пластине не претерпевает существенных изменений при увеличении угла атаки. Кроме того было обнаружено, что продольный размер кавитационных облаков для пластины практически не зависит от числа кавитации, в отличие от кавитационных облаков, возникающих при обтекании модельного гидропрофиля образца NACA0015.

Используя мгновенные изображения кавитационных каверн, были получены зависимости максимальной длины каверны от числа кавитации

$$\sigma = \frac{P_\infty - P_s}{2 \cdot (\rho \cdot U_0^2)}, \text{ где } P_\infty \text{ – давление на входе в рабочий}$$

участок, $P_s = 0,045$ атм. – давление насыщенных паров для заданных условий, U_0 – среднерасходная скорость течения в рабочем канале, ρ – плотность воды. Экспериментальные данные могут быть аппроксимированы в виде $L_c/C = A \cdot \sigma^{-3} + B$ для пластины и $L_c/C = A \cdot \sigma^{-1} + B$ для гидрокрыла, где A и B – константы, зависящие от угла атаки тела обтекания (см. рис.2). Представленные выше результаты расходятся со степенной зависимостью $L_c/C \propto \sigma^{-2}$ полученной аналитически для плоской пластины в случае суперкавитации [1]. Сделанные в данной работе выводы могут быть полезны для верификации математических моделей.

В работе показано, что метод PIV позволяет измерять скорость в кавитирующих течениях, в том числе в пределах паровой фазы (см. рис.3). На развитых кавитационных режимах для обоих тел обтекания наблюдается значительное уменьшение относительных максимальных значений скорости над передней частью поверхности вследствие интенсивного перемешивания как внутри облаков, так и самими облаками, а также более раннего отрыва потока, связанного с появлением кавитации. Гидродинамический отрыв потока, обусловленный действием неблагоприятного градиента давления, и отрыв облачной каверны, возникающий вследствие ударного воздействия возвратного течения под каверной на межфазную границу, связаны между собой: отрыв усиливает кавитацию и приводит к более раннему формированию облаков, что оказывает ответное действие на основной поток. Постепенный рост парогазовой каверны способствует более раннему отрыву потока посредством смещения точки отрыва вверх по потоку и генерации более интенсивной рециркуляции. На развитых кавитационных режимах за областью замыкания каверны наблюдается формирование широкого турбулентного следа, а также происходит интенсификация турбулентных флуктуаций скорости вследствие сильного сдвига по краям облаков и формирования крупномасштабных вихревых структур вокруг паровой каверны. Таким образом, переход к развитым кавитационным режимам обтекания приводит к глобальному изменению турбулентной структуры течения по сравнению со случаем однофазного потока.

Список литературы:

1. Brennen Ch.E. Cavitation and Bubble Dynamics// Oxford University Press, 1995, 410p

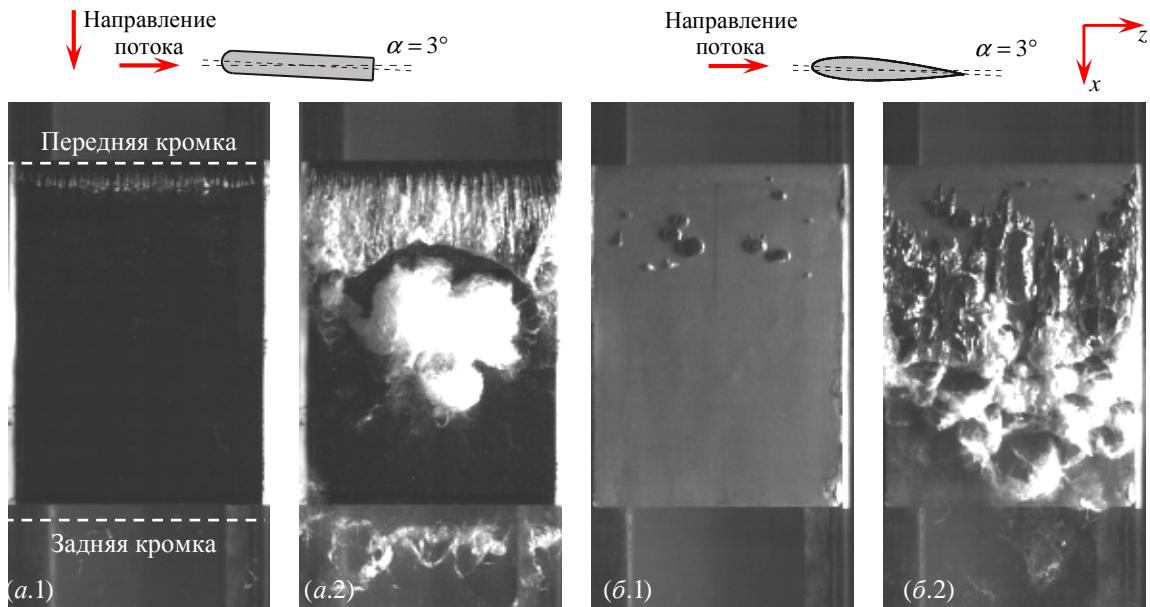


Рис.1. Мгновенные изображения кавитационных каверн (вид сверху) при обтекании плоской пластины(а) при (а.1) $\sigma = 2,25$, $L_c/C = 0,07$ (стриковая кавитация), (а.2) $\sigma = 1,39$, $L_c/C = 0,50$, $St = 0,43$ (облачная кавитация) и модельного гидрокрыла серии NACA0015(б) при (б.1) $\sigma = 1,14$ (пузырьковая кавитация); (б.2) $\sigma = 0,93$, $L_c/C = 0,66$ (переходный режим), $\alpha=3^\circ$.

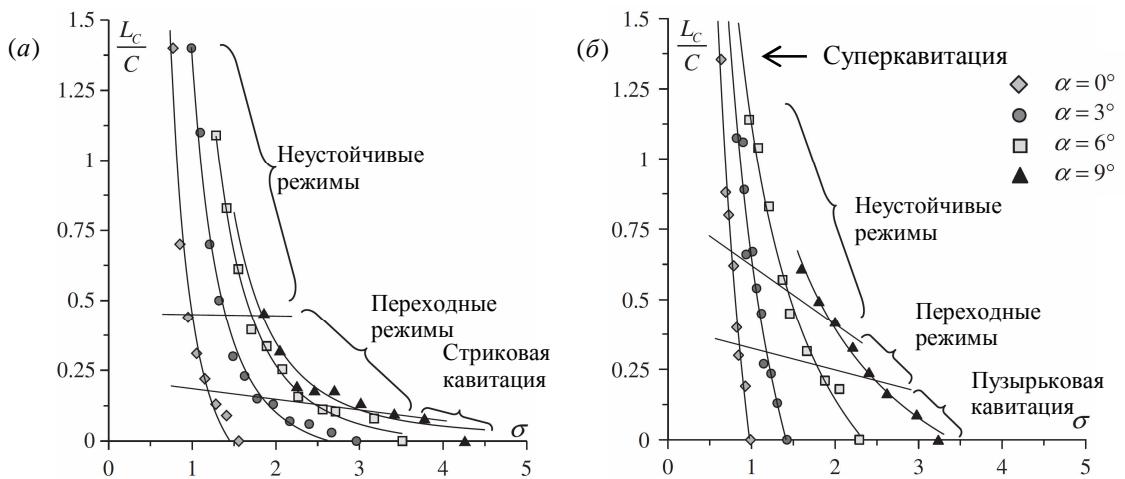


Рис.2. Зависимость длины кавитационной каверны нормированной на длину хорды тела обтекания L_c/C от числа кавитации σ для плоской пластины (а) и модельного гидрокрыла серии NACA0015(б)

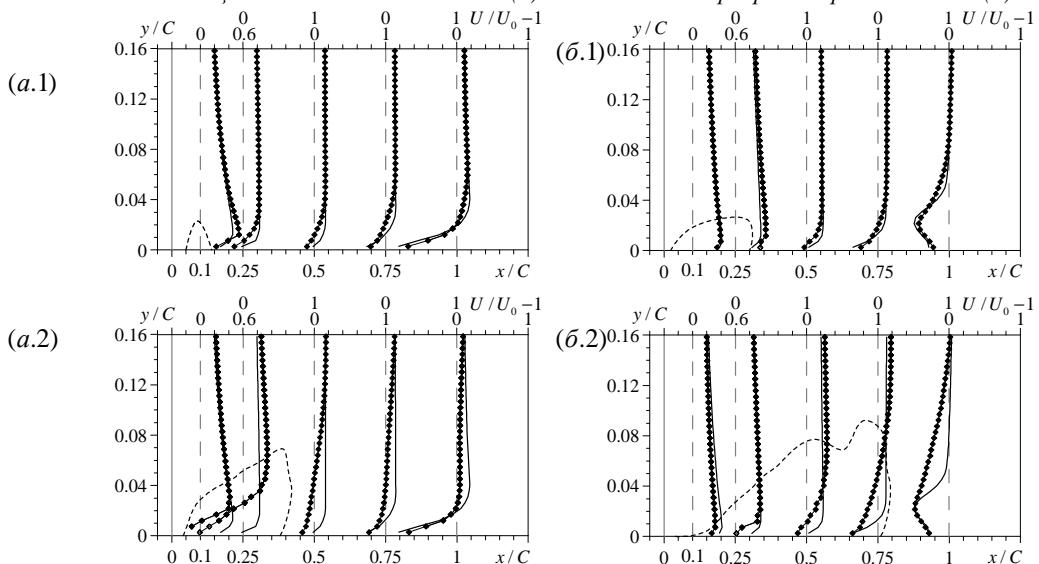


Рис.3. Эволюция продольной компоненты средней скорости вниз по течению в сравнении со среднерасходной скоростью U_0 при обтекании (а) пластины, когда (а.1) $\sigma = 2,25$, $L_c/C = 0,07$ (стриковая кавитация): (а.2) $\sigma = 1,39$, $L_c/C = 0,50$, $St = 0,43$ (облачная кавитация); (б) гидрокрыла NACA0015, когда (б.1) $\sigma = 1,14$ (пузырьковая кавитация); (б.2) $\sigma = 0,93$, $L_c/C = 0,66$ (переходный режим), $\alpha=3^\circ$.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА ВОЛНИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ УСТРАНЕНИЯ ОТРЫВА ПОТОКА НА КРЫЛЕ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА.

Крюков А.В.¹, Коновалов И.С.²

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

²Новосибирский государственный технический университет,
630073, Россия, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В настоящее время достаточно динамично развивается область эксплуатации летательных аппаратов с полетными числами Рейнольдса меньше 1 000 000. К ним можно отнести как великое множество беспилотных и дистанционно пилотируемых летательных аппаратов, так и целый сектор пилотируемой авиационной техники включающий в себя: сверхлегкие самолеты, учебные и спортивные планера, дельтапланы и парапланы.

Еще на заре авиации в начале прошлого века скорость полета летательных аппаратов была не велика и соответственно полетные числа Рейнольдса были порядка 100 000. Аэродинамика летательных аппаратов еще только проходила становление. Однако рост скоростей полета, стимулируемый гражданскими и военными потребностями, на много превосходил создание и освоение методов аэрофизического эксперимента. Со временем интерес к исследованию малоскоростного полета угас. Исследовательская работа в данном направлении более не шла широким фронтом, скорее это были единичные работы не меняющие общую картину. В результате огромная область аэродинамики летательных аппаратов долгое время незаслуженно оставалась фактически неизученной вплоть до последнего времени.

На данный момент с ростом интереса к малоразмерным беспилотным, дистанционно пилотируемым, а также малоскоростным пилотируемым аппаратам повсеместно возобновились исследовательские работы в области низких чисел Рейнольдса. Основная часть из них - летательные аппараты с классической "самолетной" схемой создания подъемной силы (фиксированное крыло и реактивная или винтомоторная силовая установка). Тяговооруженность таких аппаратов, как правило, существенно меньше единицы. Это позволяет значительно увеличить полезную нагрузку либо дальность полета по отношению к аппаратам других типов, и делает их использование оптимальным для широкого спектра задач рис.1.



Рис.1 Летательные аппараты самолетной схемы БПЛА
Raven USA, самолет системы STOL.

Существует ряд сложностей связанных с проектированием и эксплуатацией таких летательных аппаратов. Одна из них - это специфические аэродинамические процессы проходящие на поверхности

крыла. Характерной особенностью в обтекании крыльев аппаратов с низким полетным числом Рейнольдса, является наличие протяжённой зоны ламинарного течения, после которой на участке с неблагоприятным градиентом давления образуется локальная отрывная область (отрывной пузырь рис.2), где в большинстве случаев происходит переход к турбулентному течению.

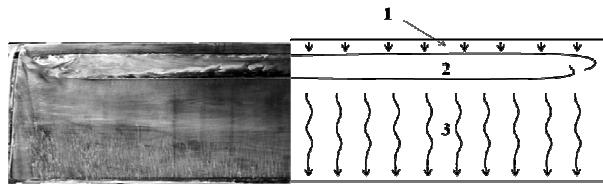


Рис.2 Течение на подветренной стороне гладкого крыла
 $Re=150\ 000$ профиль Z-15-25, угол атаки $\alpha=9^\circ$,
степень турбулентности потока $\varepsilon=0.04\%:$
1- зона ламинарного течения 2 - зона отрывного пузыря,
3- присоединенное турбулентное течение.

Отрывной пузырь способствует отрыву и срыву потока, а также образованию гистерезиса аэродинамических характеристик, что негативно влияет на аэродинамические характеристики ЛА. В развитии явлений отрыва и срыва потока большую роль играет процесс ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП), поэтому важной задачей является поиск средств диагностики и путей управления ЛТП. Существующее многообразие способов управления ЛТП в общем случае можно разделить на пассивные и активные. Каждая из категорий обладает своими преимуществами и недостатками. Пассивные не нуждаются в дополнительном подводе энергии, однако они, как правило, оптимизированы для определенного режима и не способны изменяться во времени. Активные же позволяют изменять параметры воздействия в процессе обтекания, однако зачастую затраты энергии на управление превосходят выигрыш, полученный от управления переходом. Поэтому не существует универсального способа управления и его выбор зависит от поставленной задачи. Для малоразмерных летательных аппаратов оптимальным видится применение пассивных способов управления ЛТП. Одним из перспективных направлений среди них является применение волнистости, расположенной на несущей поверхности продольно по потоку. В работах отечественных и зарубежных авторов (Занин и др., Miklosovic и др.) было показано, что для чисел Рейнольдса порядка 100 000, в ряде случаев, волнистость, расположенная на несущей поверхности крыла, значительно увеличивает критические углы атаки, а также устраняет гистерезис аэродинамических характеристик.

В ранних работах по исследованию гладкого и волнистого крыла [1,2] было показано: что для чисел Рейнольдса порядка 100 000 волнистое крыло, имеющее продольную по полету волнистость, обладает более высоким критическим углом атаки и существенно меньшей петлей гистерезиса аэродинамических характеристик чем у гладкого крыла, а срыв потока на волнистом крыле проходит по более плавному сценарию. Это обусловлено в основном тем, что отрывной пузырь на волнистом крыле дробится на систему более мелких, локализованных во впадинах рис.3.

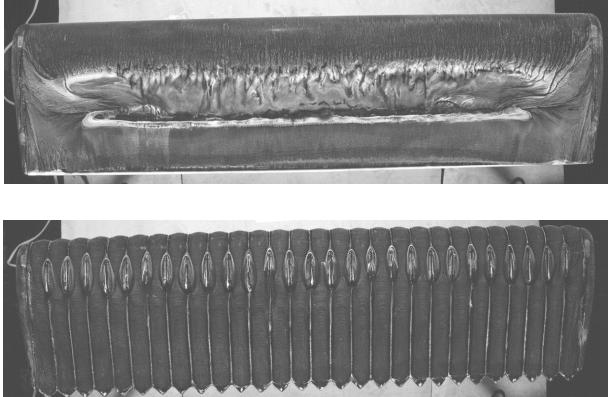


Рис. 3 Локализация отрывного пузыря на гладком и волнистом крыле при одних и тех же режимах:
Профиль Z-15-25, $\varepsilon=0.04\%$, $u=10 \text{ м/с}$, $\alpha=0^\circ$.

В данной работе исследовалось влияние второстепенной волнистости, установленной дополнительной во впадине основной, на возникновение и развитие отрыва потока. Экспериментальным путем, в ряде случаев удалось, получить конфигурации ком-

бинированной волнистости при которой локализованный ранее основной волнистостью отрывной пузырь устраняется с помощью второстепенной Рис. 4.

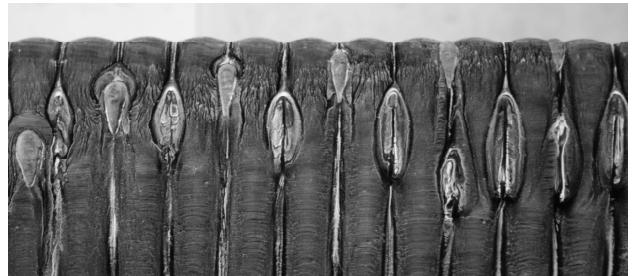


Рис.4 Сажесмасляная визуализация на волнистом крыле .
 $Re=150\,000$, $\varepsilon=0.04\%$, угол атаки $\alpha=0^\circ$.

Полученные результаты позволяют однозначно утверждать, что при определенных режимах обтекания использование комбинированной волнистости позволяет полностью устранить отрывной пузырь на несущей поверхности малоразмерного летательного аппарата.

Список литературы:

1. Zverkov I.D., Zanin B.U., Kozlov V.V. Disturbances Growth in Boundary layers on classical and wavy surface wing // AIAA Journal. 2008. Vol. 46. No. 12. pp. 3149-3158.
2. Зверков И.Д., Козлов В.В., Крюков А.В.. Исследование отрыва пограничного слоя на классическом и волнистом крыльях с помощью тепловизора // Вестник НГУ. Серия : Физика. 2010. Т. 5 вып 2 с. 20-28.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ:
14-08-00369, 13-07-00616, 13-08-00395

ПЛЕНОЧНОЕ КИПЕНИЕ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ШАРА

Кубриков К.Г.¹, Пузина Ю.Ю.²¹ Объединенный Институт Высоких Температур РАН, д.13, стр.2
125412, Россия, Москва, Ижорская, 1² Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

Общеизвестный метод исследования пленочного кипения различных жидкостей предполагает нагрев жидкости до состояния насыщения, переход от свободной конвекции к пузырьковому режиму кипения, а затем при повышении теплового потока с нагревателя переход к пленочному режиму кипения по достижении тепловой нагрузкой величины, соответствующей I-му кризису кипения. Однако в ряде теплофизических процессов (закалка, захолаживание, паровой взрыв) встречаются ситуации, когда сильно нагретое тело (выше температуры предельного перегрева или даже выше критической температуры охладителя) попадает в холодную жидкость. В этом случае на поверхности горячего объекта образуется паровая пленка конечной толщины. Межфазная поверхность при полном погружении горячего тела становится замкнутой и изолированной от окружающей среды. Тепловой поток, обусловленный соответствующей разностью температур, от нагревателя поступает к межфазной поверхности со стороны пара. Холодная (недогретая) жидкость вблизи границы раздела фаз нагревается, чтобы обеспечить возможность существования пара при определенном давлении. Таким образом, тепловой поток от нагревателя должен обеспечивать этот нагрев. Давление пара должно соответствовать внешнему давлению с учетом гидростатической разности и поверхностного натяжения.

В экспериментах по взаимодействию сильно нагретого тела и холодной жидкости редко встречаются исследования устойчивых паровых образований. Это связано с высокой интенсивностью процессов переноса, в частности высокой скоростью и неравномерностью охлаждения горячего объекта, высокой скоростью погружения и др. Тем не менее, в экспериментах авторов [1] по исследованию пленочного кипения недогретой воды удается получить устойчивую паровую пленку на шаре, сохраняющуюся в течение десятков секунд. Диаметр нагревателя, выполненного из нержавеющей стали, составляет 6 – 10 мм, температура предварительного нагрева шара 600–1600°C, температура воды в кювете 20–60°C (рис.1). Такой характер протекания процессов тепломассопереноса свидетельствует о том, что тепловой поток распространяется по недогретой воде, как по среде с высокой эффективностью переноса тепла.

Известно, что интенсивность теплопереноса в сверхтекучем гелии является уникальной. В экспериментах [2] показана возможность существования гладкой устойчивой паровой пленки на поверхности шарового нагревателя (диаметром 6 мм и 4 мм), погруженного в сверхтекучий гелий. При этом паровая пленка не испытывает возмущений (отрыва паровых пузырей не происходит). Следовательно, весь тепловой поток на межфазной поверхности уходит в жид-

кость, и испарение отсутствует. Это подтверждается также данными [3] для цилиндрической геометрии. Изменение температуры по слою жидкости настолько незначительно (тысячные доли градуса), что для упрощения расчетов им можно пренебречь. Такое допущение оправдано тем, что изменение давления пара, связанное с изменением температуры межфазной поверхности, незначительно по сравнению с гидростатической разностью давлений (при изменении температуры на 0.001К изменение давления насыщения составляет 9 Па, что соответствует эквивалентному погружению на 0,5 см). То есть, температура межфазной поверхности остается постоянной, а толщина паровой пленки зависит от глубины погружения нагревателя. Обоснование вышеописанного подхода получено еще в [4], а в [1] на основе модели [4] представлена зависимость толщины стационарной паровой пленки от глубины погружения нагревателя для исходных данных экспериментов [2]. Между расчетной и экспериментальной кривой наблюдается согласие.

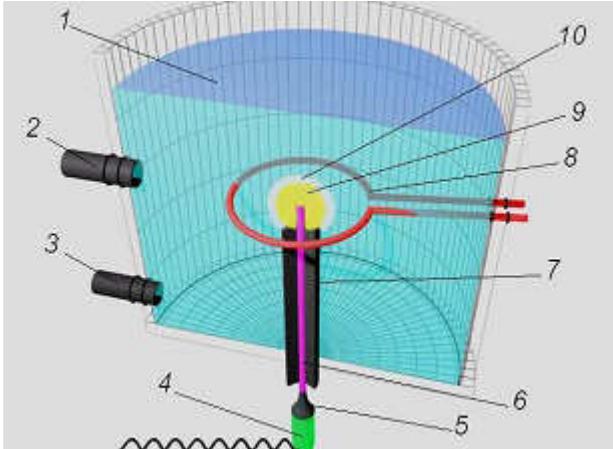


Рис. 1. Экспериментальная ячейка. 1 – кювета с водой; 2 – канал для продувки аргон; 3 – канал для подачи и сброса воды; 4 – пьезоэлектрический датчик давления с выходом на усилитель и АЦП; 5 – согласующий узел; 6 – волновод; 7 – керамическая подставка; 8 – индуктор; 9 – капля металла; 10 – паровая пленка.

Иная ситуация складывается для воды, в которой изменение температуры на десятые доли градуса при атмосферном давлении приводит к изменению давления насыщения ~3·102 Па, что соответствует эквивалентному погружению на 3 см. То есть незначительное изменение температуры межфазной поверхности может оказывать влияние на процессы тепломассопереноса. Решение системы уравнений относительно температуры межфазной поверхности и радиуса паровой пленки при пленочном кипении на поверхности шара, погруженного в недогретую воду [1], показывает, что температура межфазной поверх-

ности зависит от глубины погружения нагревателя, тогда как толщина (радиус) паровой пленки определяется температурами нагревателя и холодной воды (недогревом).

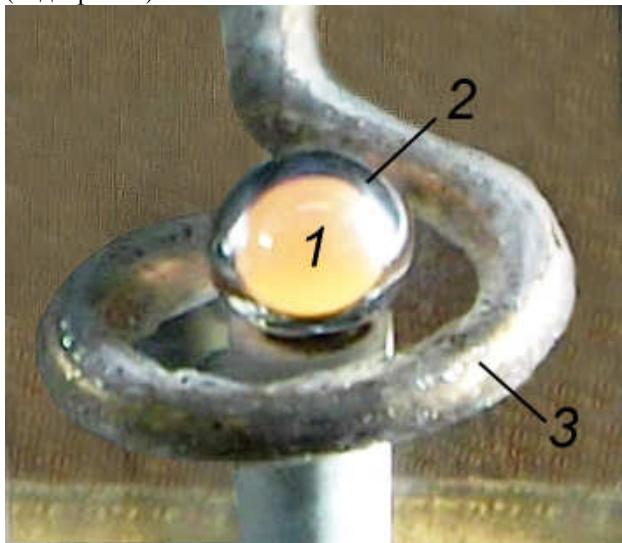


Рис. 2. Паровая пленка на поверхности шарика. 1 - шарик от подшипника, окруженный паровой оболочкой; 2 - паровая пленка; 3 - нагреватель - индуктор.

В экспериментах [1] паровая пленка при пленочном кипении недогретой воды остается гладкой, невозмущенной в течение нескольких десятков секунд (рис.2) подобно тому, как это наблюдалось в экспериментах [2] для сверхтекущего гелия. Такой характер процессов тепломассопереноса свидетельствует о том, что с одной стороны, эффективность теплопереноса в недогретой воде настолько высока, что весь тепловой поток, поступающий от нагревателя к межфазной поверхности, уходит в жидкость. С другой стороны, доля теплового потока на испарение настолько мала, что фактически испарение с границы раздела фаз практически отсутствует, а, следовательно, при расчетах им можно пренебречь. Подобного рода процесс рассматривается в [5], где на основе прямого численного решения кинетического уравнения

Больцмана доказывается, что нестационарная стадия переноса массы через границу раздела фаз заканчивается за время кинетической релаксации, а далее наступает стационарное состояние при нулевом потоке массы через поверхность раздела фаз.

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- впервые получена гладкая устойчивая паровая пленка на поверхности шара, погруженного в недогретую воду;
- паровая пленка сохраняет свою форму и размеры на протяжении нескольких десятков (сотен) секунд;
- поскольку нагрев шара осуществляется бесконтактным методом, отсутствуют помехи, концевые эффекты и др.
- в недогретой воде осуществляется режим высоконтенсивного переноса тепла;
- перенос массы через межфазную поверхность пар – жидкость отсутствует.

Список литературы:

1. Пузина Ю.Ю., Ковалев С.А., Кубриков К.Г. Стационарное состояние паровой пленки при взаимодействии горячего шара с недогретой жидкостью // Вестник МЭИ, 2013. №4. С.41-46.
2. Крюков А.П., Медников А.Ф. Экспериментальное исследование кипения Не-II на шаре» // Прикладная механика и техническая физика – Н., 2006. № 6, Т. 47, С. 78-84.
3. Спиридовонов А.Г. Экспериментальное исследование теплоотдачи к сверхтекущему гелию. // Диссертация кандидата технических наук. – М.: МЭИ, 1981. – 168с.
4. Kryukov A. P. and S. W. Van Sciver Calculation of the recovery heat flux film boiling in superfluid helium. // Cryogenics, 1981. V.21, N.9. P. 525–528.
5. Крюков А.П., Ястребов А.К. Анализ процессов переноса в паровой пленке при взаимодействии сильно нагретого тела с холодной жидкостью // ТВТ. – 2003. – Т. 41, №5. – С. 771–778.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №12-08-00657).

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА
В ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ С ВИХРЕВОЙ ГОРЕЛКОЙ**

Кузнецов В.А., Чернецкий М.Ю.

Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

Согласно «Энергетической стратегии России на период до 2030 года», утвержденной распоряжением Правительства РФ № 1234-р от 28.08.2003 г., твердое органическое топливо будет являться основным источником для производства энергии (на крупных энергоблоках) на длительную перспективу, поэтому проблема повышения эффективности его использования и экономного расходования является актуальной. Рост угольной энергетики будет покрываться в основном за счет ввода энергоблоков с традиционным факельным сжиганием угля.

Проведение опытных сжиганий не может выявить в полной мере существующие зависимости процесса горения от качества топлива и физико-химических закономерностей процессов горения пылеугольных частиц. Вследствие этого, большую роль в разработке и совершенствовании технологий сжигания угольного топлива отводится численному моделированию.

Математическое моделирование топочных устройств является на сегодняшний день одним из важнейших способов получения наиболее представительной информации об аэродинамике, локальном и суммарном теплообмене. Несмотря на большие успехи, достигнутые в развитии численного эксперимента, большое разнообразие, до конца не изученная структура угля и сложные химические процессы, происходящие при горении угольного топлива, не позволяют создать универсальных моделей. Поэтому остается актуальной задача поиска математических моделей с использованием существующих экспериментальных данных по углам и создания на их основе комплексной модели для расчета топочной камеры, что позволит более точно описать процессы горения пылеугольного топлива в топочно-горелочных устройствах.

Математическое моделирование горения пылеугольного топлива в топочной камере с вихревой горелкой проводилось с использованием CFD-пакета FLUENT вер. 14 [2]. Был выбран объект расчетного исследования – топочная камера с вихревой горелкой [1]. Форма и размеры топочной камеры показаны на рисунке 1.

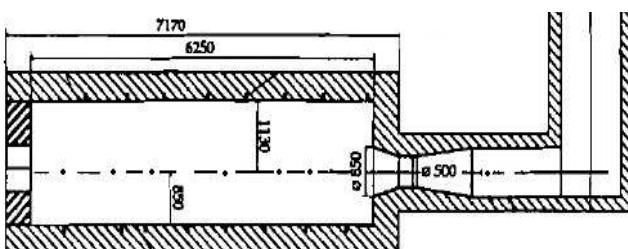


Рис. 1 – Топочная камера

Для расчетов была выбрана математическая модель, которая включала в себя: описание движения несущей фазы на основе RANS подхода с двухпараметрической моделью турбулентности $k-e$, перенос

излучения на основе дискретно-ординатного метода, движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение в газовой фазе на основе гибридной модели, горение угольной частицы включало в себя выход остаточной влаги, выход летучих и горение коксового остатка.

На рисунке 2 показана расчётная область задачи.

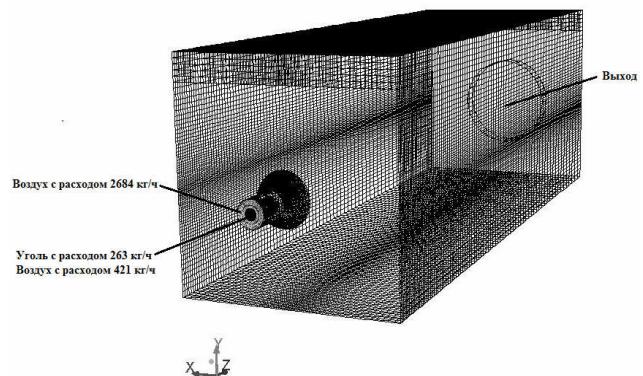


Рис. 2 – Геометрия задачи

В качестве граничных условий во входном внутреннем кольцевом сечении задавался расход угля 0,0731 кг/с и поток воздуха с аксиальной скоростью 23,02 м/с. Во внешнем кольцевом сечении задавался воздух с параметрами: аксиальная скорость 43,83 м/с, тангенциальная скорость 49,42 м/с.

Ниже представлены результаты расчёта. Сравнение разных моделей турбулентности показаны на рисунках 3-5. На рисунке 6 показано распределение температуры. Видно, что профиль температуры, посчитанный с применением модели $k-e$, максимально приближен к экспериментальному распределению температуры. А с использованием $k-w$ *sst* и *Reynolds Stress* получается, что температура завышается в областях, где этого не должно быть. Модель турбулентности $k-e$ предпочтительнее для данной задачи, при данной детализации сетки (1 500 000 ячеек).

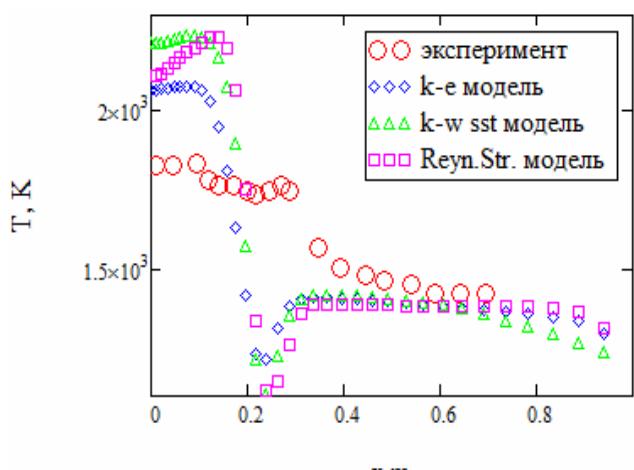


Рис. 3 – Профиль температуры ($z = 0.25$)

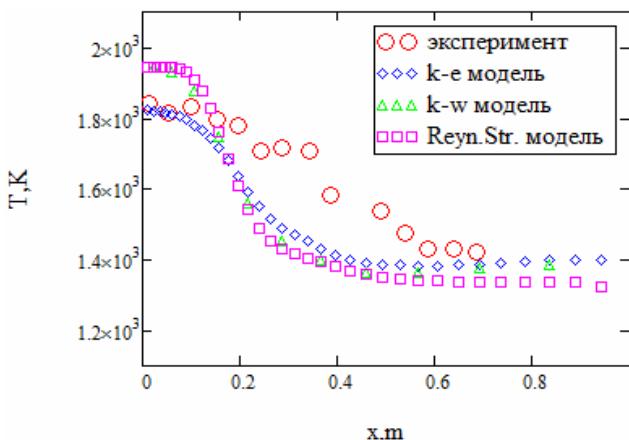


Рис. 4 – Профиль температуры ($z = 0.85$)

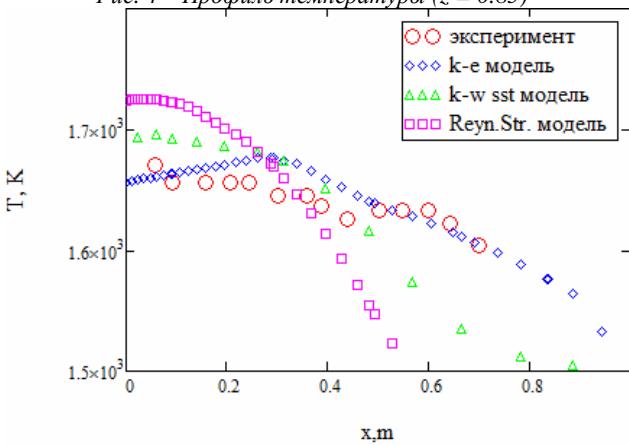


Рис. 5 – Профиль температуры ($z = 1.95$)

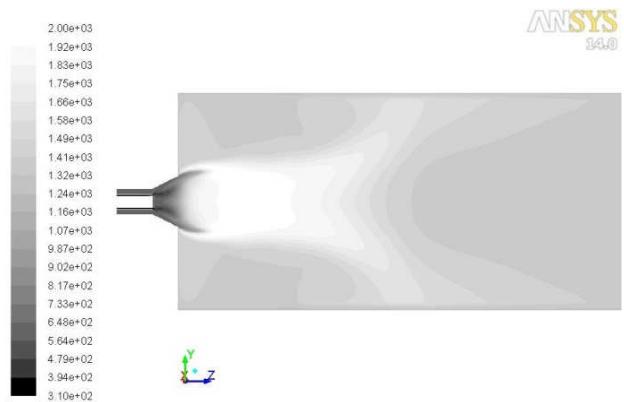


Рис. 6 – Поле температуры

Результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными показали, что выбранная математическая модель и численные методы ее решения позволяют правильно описать процесс горения пылево-угольного топлива в топочной камере с вихревой горелкой и дает возможность выполнять численные исследования процесса горения твердого топлива при факельном сжигании с точностью достаточной для инженерных задач.

Список литературы:

1. André A. F. Peters & Roman Weber (1997): Mathematical Modeling of a 2.4 MW Swirling Pulverized Coal Flame, Combustion Science and Technology, 122:1-6, 131-182.
2. Митрофанов, И.К. FLUENT и GAMBIT - Программы для решения задач механики жидкости и газа, тепло и массопереноса /И.К.Митрофанов. 2009 –Режим доступа http://www.teplota.org.ua/2009-08-25-fluent_gambit_ru.html (Дата обращения 29.01.2012)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ ВО ФРЕОНЕ R21

Кузнецов Д.В.

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

Введение. В настоящее время существует достаточно большое количество моделей, описывающих распространение самоподдерживающегося фронта испарения. Во всех моделях межфазная граница рассматривается гладкой, невозмущенной, тогда как на практике, во многих экспериментах, отмечалось возникновение мелкомасштабных возмущений на межфазной поверхности. Попытки установления причинно-следственной связи между интенсивностью, линейными масштабами возмущений на межфазной границе и скоростью распространения фронта испарения были лишь единичными. Целью данной работы является экспериментальное изучение динамики распространения самоподдерживающегося фронта испарения и динамики формирования мелкомасштабных возмущений межфазной поверхности в условиях нормальной и уменьшенной гравитации, а также анализ полученных результатов с позиций развития неустойчивости Ландау.

Методика экспериментального исследования. Эксперименты проводились на фреоне-R21 (CHCl₂F). Жидкость в данных опытах находилась на линии равновесия с паром при приведенном давлении $P/P_{cr} = 0.037$ (0.193 МПа).

В качестве рабочего участка использовалась трубка из нержавеющей стали внешним диаметром 3 мм. Визуальные наблюдения динамики образования и распространения паровой фазы на теплоотдающей поверхности фиксировались высокоскоростной цифровой видеокамерой Phantom v7.0. Скорость съемки составляла 10000 – 25000 кадров в секунду с экспозицией 26 мкс. Условия уменьшенной гравитации реализовались во время свободного падения рабочего объема в продолжении 100 мс.

Нестационарное тепловыделение на рабочем участке создавалось управляемым источником постоянного тока, который обеспечивал ступенчатый импульс тока необходимой длительности с фронтами не более 1 мс. В данной серии экспериментов темп разогрева стенки составлял 2180 К/с.. Суммарное время разогрева рабочего участка, образования самоподдерживающегося фронта испарения и его распространения не превышало 70 мс.

Динамика распространения фронта испарения. Зависимость скорости распространения фронта от температуры перегрева жидкости имеет две характерные области с различной крутизной зависимости скорости от перегрева жидкости. Первая область соответствует низким скоростям фронта (до 1 м/с), которая удовлетворительно описывается моделью для невозмущенного фронта [1]. Начиная с некоторой критической величины скорости (порядка 1 м/с) наблюдается резкое увеличение темпа нарастания скорости от температуры теплоотдающей поверхности. Авторы [1] объясняют эффект интенсификации испарения с межфазной поверхности возникновением

мелкомасштабных возмущений из-за развития неустойчивости Ландау [2].

Был проведен ряд экспериментов в условиях нормальной и уменьшенной гравитации (среднее значение гравитации составило 0.0056 ± 0.004 g_n). Зависимость средней (без учета пульсационной составляющей) скорости фронта от перегрева теплоотдающей поверхности осталась практически (в пределах погрешностей) неизменной.

Как показали эксперименты, одной из характерных особенностей распространения самоподдерживающегося фронта испарения является наличие пульсаций межфазной границы вдоль поверхности нагревателя на масштабах порядка его диаметра – 3 мм. Частота и амплитуда пульсаций скорости приведены в [3]. В результате пульсаций, межфазная поверхность испытывает знакопеременные ускорения, величины которых варьируются в широком диапазоне и могут достигать значений до нескольких сотен г. По этой причине стоит рассматривать эффективное поле массовых сил, учитывающее ускорение межфазной границы.

Для оценки устойчивости межфазной поверхности воспользуемся линейным анализом. В соответствии с [2] для устойчивости межфазной поверхности требуется выполнение следующего условия:

$$\sigma k^2 \frac{V_1 V_2}{j} - k V_1 V_2 (V_2 - V_1) + g (V_2 - V_1) > 0. \quad (1)$$

Где V_1 и V_2 – скорость испарения жидкости и скорость пара соответственно. Скорость пара и испарения жидкости могут быть выражены через скорость распространения фронта, используя следующие выражения:

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 \quad \text{и} \quad \rho_1 V_{\phi p}^2 = \rho_2 V_{\phi p}^2, \text{ как} \quad V_2 = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} V_{\phi p}.$$

Частота колебаний межфазной поверхности в устойчивой области и инкремент нарастания в неустойчивой области определяется из [2] следующим образом:

$$\omega = -\frac{V_2 \rho_2 k}{\rho_1 + \rho_2} + \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2 V_2^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \left[1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} - \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 \right] k^2 - \frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} k^3 - \frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 + \rho_2} k}$$

На рис. 1 показано сравнение характерного времени нарастания возмущений межфазной поверхности для волнового числа 667 м⁻¹, определенного по периметру нагревателя, и периода пульсаций межфазной поверхности, измеренного в эксперименте [3].

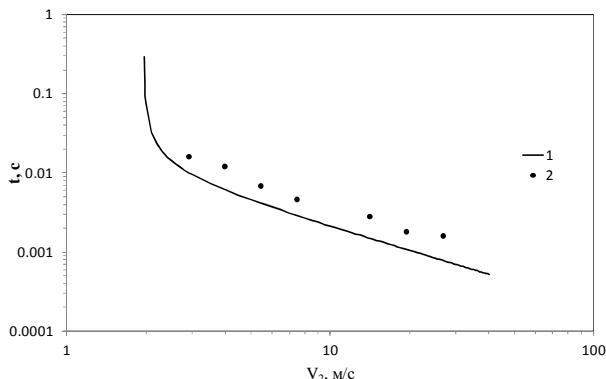


Рис. 1. Сравнение характерного времени нарастания возмущений межфазной поверхности для волнового числа 667 м^{-1} и периода пульсаций межфазной поверхности, измеренной в эксперименте при различных скоростях пара.

1 – время нарастания возмущений, 2 – период пульсаций.

Как видно из рисунка, характерное время нарастания возмущения равно половине периода пульсации. Стадия ускорения фронта соответствует росту возмущения в e раз. На стадии торможения происходит стабилизация возмущений за счет изменения направления эффективного ускорения массовых сил.

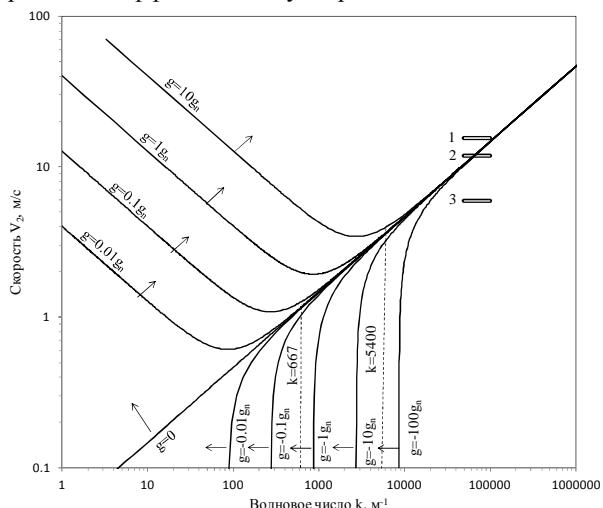


Рис. 2. Диаграмма устойчивости межфазной границы при различных значениях ускорения гравитации, рассчитанная по (1) с экспериментальными данными для скорости фронта 1 – 1.3 м/с, 2 – 1 м/с, 3 – 0.5 м/с. Фреон-R21: $P = 0.193$ МПа.

На рис. 2 приведена диаграмма устойчивости межфазной поверхности, рассчитанная по (1), ускорение массовых сил является параметром. Каждая линия соответствует границе устойчивости при данном значении ускорения массовых сил.

Макровидеосъемка в проведенных экспериментах показала возникновение мелкомасштабных возмущений, размер которых меньше толщины слоя метастабильной жидкости (порядка 100 мкм), при скоростях распространения фронта более 1 м/с. На диаграмме устойчивости отмечены экспериментальные данные для низкой скорости распространения фронта – 0.5 м/с, которая соответствует области невозмущенного фронта, скорости равной 1 м/с, соответствующей переходной области к интенсифицированному теплообмену и скорости 1.3 м/с, соответствующей об-

ласти с наличием мелкомасштабных возмущений. Как видно, на диаграмме эти данные попадают в три характерных области – область устойчивости межфазной границы, переходное состояние и область развитой неустойчивости.

Заключение. Проведенные эксперименты по динамике распространения самоподдерживающегося фронта испарения на цилиндрическом нагревателе во фреоне показали наличие мелкомасштабных возмущений на межфазной границе при скоростях более 1 м/с. Значительное уменьшение гравитации не привело к изменению зависимости скорости фронта от перегрева теплоотдающей поверхности относительно температуры насыщения. Пульсирующий характер распространения фронта вдоль поверхности нагревателя приводит к значительным знакопеременным ускорениям границы фронта. На масштабах возмущений с длиной волны порядка периметра нагревателя (волновое число 667 м^{-1}) на развитие неустойчивости сказывается величина эффективного ускорения. Неустойчивость успевает развиваться только на временном масштабе равном половине периода пульсации и не вносит вклада в увеличение средней скорости фронта испарения. Анализ устойчивости для волновых чисел 50000 – 100000, соответствующих масштабу толщины слоя метастабильной жидкости, показал, что при скоростях фронта более 1 м/с реализуется барокапиллярная неустойчивость, влияющая на эффективность испарения с межфазной поверхности и приводящая к более сильной зависимости скорости фронта от перегрева жидкости, чем в области с устойчивой межфазной поверхностью.

Для изучения влияния мелкомасштабных возмущений на среднюю скорость распространения фронта испарения необходимы дальнейшие детальные исследования характеристик скорости их роста, характерных масштабов и их зависимости от массовых сил и приведенного давления.

Список литературы:

1. Pavlenko A.N. and Lel' V.V. Approximate model for calculation of self-sustaining evaporation front // Thermophysics and Aeromechanics. 1999. N 1. P. 105-117.
2. Ландау Л.Д. К теории медленного горения // ЖЭТФ. 1944. Т. 14. № 6. С. 240–245
3. Жуков В.Е., Моисеев М. И. Динамические характеристики межфазной границы самоподдерживающегося фронта испарения во фреоне-21 // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. ISSN 2076-6866. Днепропетровск: «НПВК Триакон», 2013. - Т. 1 (12). - С. 322–328.

Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ (проект № 13-08-00178-а)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИИ ТОНКОГО ВИНТОВОГО ВИХРЯ

Куйбин П.А., Агафонцева М.В.

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

Вихревые течения – довольно часто встречающееся явление не только в природе, но и во многих технологических процессах. В качестве примера можно привести образование вихревых жгутов за рабочим колесом гидротурбины, которые инициируют пульсации давления в отсасывающих трубах при неоптимальных режимах работы. Изучение данного класса явлений в настоящее время остается актуальной задачей.

Модель винтового вихря с равномерным распределением завихренности в вихревом ядре предложена в работе [1]. Такая модель может применяться в инженерных приложениях, однако для адекватного описания течений с винтовым вихрем требуется создание моделей с гладким распределением завихренности в вихревом ядре. В настоящей работе рассматривается задача диффузии винтового вихря малого диаметра в однородной вязкой несжимаемой жидкости. Целью работы является адекватное описание структуры вихря и определение частоты прецессии, а так же изучения влияния диффузии вихря на пульсационные характеристики потока.

В работе [2], помимо декартовой системы координат, вводится система (ξ, η, ζ) следующим образом:

$$\vec{x} = (\xi, \eta, \zeta) = \vec{H}(\xi) + \vec{N}(\xi)\eta + \vec{B}(\xi)\zeta,$$

где $\vec{H}(\xi)$ – винтовая линия, а тройка $(\vec{T}(\xi), \vec{N}(\xi), \vec{B}(\xi))$ есть единичные векторы, направленные по касательной, нормали и бинормали к винтовой линии. Якобиан данной системы зависит только от одной координаты: $J = 1 - k\eta$, где k – кривизна винтовой линии. Компоненты векторов в координатной системе $(\vec{T}(\xi), \vec{N}(\xi), \vec{B}(\xi))$ будем указывать в угловых скобках: $\langle \circ, \circ, \circ \rangle$.

В работе [1] приводится условия винтовой симметрии для цилиндрических координат. Для поля скоростей $\langle u, v, w \rangle$ это условие перепишется как $Jv - \tau\zeta v + \tau\eta w = u_0 l / \sqrt{a^2 + l^2}$, где τ – кручение винтовой линии.

Уравнение неразрывности в новых координатах будет иметь вид [2]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (Jv + \tau\zeta u) + \frac{\partial}{\partial \zeta} (Jw - \tau\eta u) = 0.$$

Из этого уравнения получим систему для определения функции тока Ψ :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} = Jv + \tau\zeta u, \\ -\frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = Jw - \tau\eta u, \end{cases}$$

или, используя условие симметрии,

$$\begin{cases} v = \frac{(J^2 + \eta^2\tau^2)\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} - \eta\zeta\tau^2\frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + J\gamma\zeta\tau u}{J(J^2 + \eta^2\tau^2 + \zeta^2\tau^2)}, \\ w = \frac{-(J^2 + \eta^2\tau^2)\frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \eta\zeta\tau^2\frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} + J\eta\tau u}{J(J^2 + \eta^2\tau^2 + \zeta^2\tau^2)}. \end{cases}$$

(здесь $\gamma = \frac{\tau}{\sqrt{k^2 + \tau^2}}$)

В работе [2] вектор завихренности вводится как $\vec{\omega} = f(\eta, \zeta) \left\langle 1, -\frac{\tau\zeta}{J}, \frac{\tau\eta}{J} \right\rangle$. А так же приведено стационарное уравнение для невязкого случая. Для нашей задачи уравнение для завихренности примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} f(\eta, \zeta) + (Jv + \tau\zeta u) \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{f(\eta, \zeta)}{J} \right] + \\ + (Jw - \tau\eta u) \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\frac{f(\eta, \zeta)}{J} \right] = \nu \Delta f(\eta, \zeta) \end{aligned} \quad (1)$$

В качестве второго уравнения в системе для определения завихренности и функции тока используем уравнение $\omega = -\Delta \Psi$, где

$$\Delta = \frac{(\zeta^2\tau^2 + J^2)}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{(\eta^2\tau^2 + J^2)}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - \frac{2\tau^2\eta\zeta}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta\zeta} - \frac{(k\eta + \eta\tau^2)}{J^2} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\tau^2\zeta}{J^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta\zeta}. \quad (2)$$

Существуют различные постановки задачи о диффузии винтового вихря. Так, например, можно зафиксировать величину l и искать решение в виде функций, растущих со временем, для радиуса ядра вихря ε и радиуса самого винтового вихря a (см. схему на рис. 1.). Другой вариант (рассмотренный здесь) – одновременный рост шага винта и величины a при фиксированном угле наклона α .

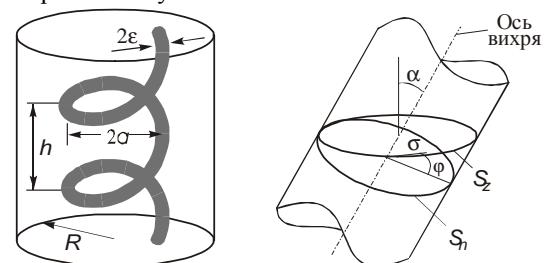


Рис. 1. Схема винтового вихря. S_z – сечение ядра винтового вихря плоскостью $z = \text{const}$, S_n – нормальное поперечное сечение

Далее предполагается найти решение уравнения (1-2) для винтового вихря с тонким ядром, распространяющимся в жидкости с малой вязкостью. Так же, как и в работе [3], зададим некоторые начальные безразмерные величины радиуса винтового вихря и

его ядра: $a^*(t_0) = a_0$, $\varepsilon^*(t_0) = \varepsilon_0$, и рассмотрим два типа безразмерных переменных:

$$\eta^* = \frac{\eta}{a^*}, \quad \zeta^* = \frac{\zeta}{a^*}, \quad \theta^* = \frac{a_0}{a^*} \text{ и } \bar{\eta} = \frac{\eta}{\varepsilon^*}, \quad \bar{\zeta} = \frac{\zeta}{\varepsilon^*}, \quad \bar{\theta} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^*}$$

Искомые функции представляются в виде суммы двух членов, каждый из которых зависит от одного типа переменных:

$$\frac{f(\eta, \zeta, t; \delta_0)}{f_0} = f^*(\eta^*, \zeta^*, \theta^*; \delta_0) + \frac{\bar{f}(\bar{\eta}, \bar{\zeta}, \bar{\theta}; \delta_0)}{\delta_0^2},$$

$$\frac{\Psi(\eta, \zeta, t; \delta_0)}{\omega_0 a^{*3}} = \Psi^*(\eta^*, \zeta^*, \theta^*; \delta_0) + \bar{\Psi}(\bar{\eta}, \bar{\zeta}, \bar{\theta}; \delta_0).$$

Здесь f_0 – некоторый характерный масштаб завихренности, который будет определен отдельно, $\delta_0 = \varepsilon_0 / a_0$ – параметр разложения, имеющий одинаковый порядок с величиной $\delta = \varepsilon^* / a^*$.

Далее следуем алгоритму решения из работы [3].

Решение нулевого порядка для диффузии вихря, которое верно как для прямолинейных, так и для любых искривленных вихрей – решение Ламба-Оззена будет иметь вид:

$$f_{\tan}(\sigma, t) = \frac{\Gamma}{4\pi V t} e^{-\sigma^2/4Vt}$$

f_{\tan} означает проекцию завихренности на касательную к оси вихря.

Получено, что по истечении большого периода времени распределение завихренности вдали от вихря так же принимает форму распределения Ламба-Оззена.

Что касается влияния диффузии на пульсации давления, индуцируемых винтовым вихрем на стенке сосной цилиндрической трубы, то здесь необходимо учитывать два эффекта. Со временем размер вихревого ядра растет и, как следствие, уменьшается перепад давления между максимальным и минимальным значением по сечению трубы; уменьшается и амплитуда пульсаций давления. В то же время радиус вихря a увеличивается, т.е. вихрь движется все ближе к стенке, что вызывает рост пульсаций.

Таким образом, в работе получены первые результаты по диффузии тонкого винтового вихря при высоких числах Рейнольдса. В дальнейшем планируется получить члены более высоких порядков для завихренности, функции тока, а так же скорости распространение винтового вихря в зависимости от времени. Также планируется рассмотреть другой предельный случай – случай малых чисел Рейнольдса.

Список литературы:

1. Алексенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. – Новосибирск: Наука, Институт теплофизики, 2003. – С. 504.
2. Adebiyi A. On the existence of steady helical vortex tubes of small cross-section // The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics. – 1979. – V. 34. – Iss. 2. – P. 157-177.
3. Березовский А.А., Капланский Ф.Б. Диффузия вихревого кольца // Механика жидкости и газа. – 1987. – Т. 22, – №. 6. – С. 832 – 837.

Работа выполнена при поддержке Программы поддержки ведущих научных школ (проект 5762.2014.8).

**ВОПРОСЫ СНИЖЕНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА
ПРИ ЦИКЛОННО-ВИХРЕВОМ СЖИГАНИИ ПРИРОДНОГО ГАЗА**

Лесных А.В., Головатый С.В., Штым К.А.

Дальневосточный федеральный университет.
690950, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8.

Одной из наиболее важных экологических проблем энергетики, является снижение выбросов оксидов азота NO_x. Способы снижения можно условно разделить на технологические и аппаратные.

К аппаратным относится очистка дымовых газов от оксидов азота, что подразумевает большие капитальные вложения. Из технологических методов снижения, наиболее интересным представляется циклонно-вихревая технология снижения топлива в воздух охлаждаемых циклонно-вихревых предтопках (ЦВП), конструкция которого представлена на рисунке 1.

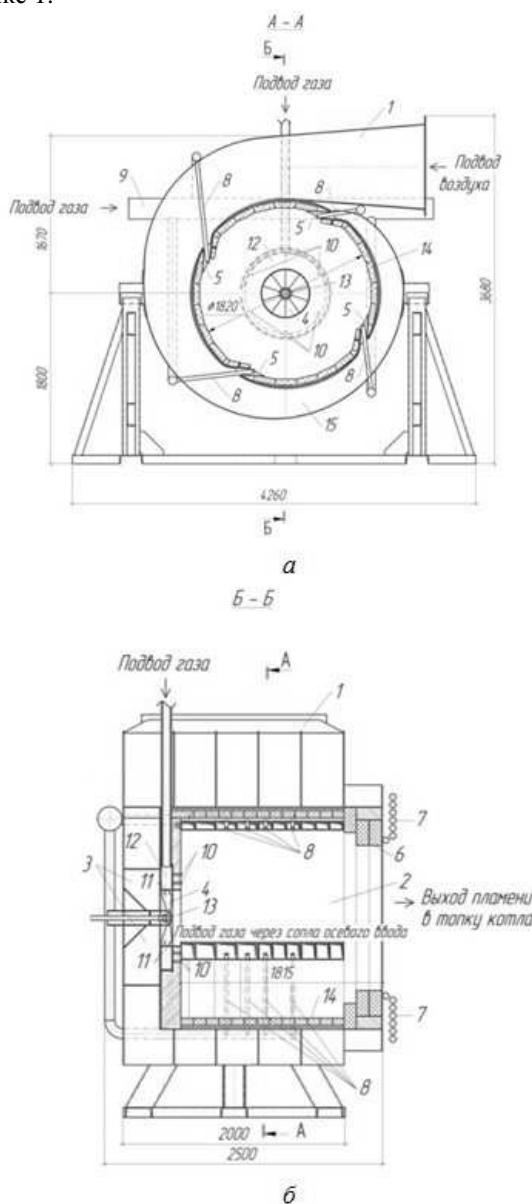


Рис 1. Конструкция газо-мазутного циклонно-вихревого предтопка; (а) поперечный разрез; (б) – продольный разрез; 1 – распределительный короб воздуха; 2 – камера сгорания; 3 – торцевая вихревая камера; 4 – аксиальный за-вихритель; 5 – сопла тангенциального ввода воздуха; 6 – пережим; 7 – поверхности нагрева котла; 8 – сопла тан-

генциального ввода газа; 9 – тангенциальный газовый коллектор; 10 – сопла торцевого ввода газа; 11 – сопла осевого ввода газа; 12 – торцевой газовый коллектор; 13 – многосопловая центробежная форсунка; 14- футеровка; 15 – “улитка”.

ЦВП представляют собой воздухоохлаждаемые вихревые топочные устройства с торцевым и многосторонним (3x4x) тангенциальным вводом воздуха, который осуществляется через систему сопел. На входе в камеру сгорания циклонно-вихревого предтопка (КСЦВП) установлен направляющий аппарат, который представляет собой аксиальный завихритель. Подача топлива природного газа осуществляется в различных комбинациях, наиболее распространенной является торцевая и тангенциальная подача [1].

За все время эксплуатации конструкция ЦВП подвергалась изменениям. Анализ данных испытаний показывает, что выбросы NO_x на котлах с ЦВП практически в 1,5 – 2 раза ниже, чем на аналогичных котлах с заводскими горелочными устройствами. На рисунке 2 представлена зависимость безразмерной концентрации оксидов азота, приведенного к нормативному значению (125 мг/м³) при нормальных условиях, от нагрузки различных котлов.

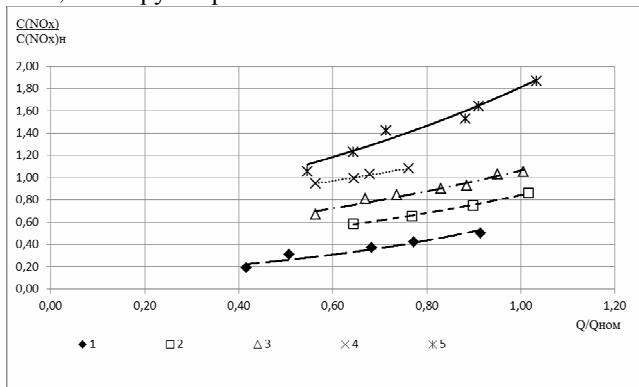


Рис 2. Зависимость безразмерной концентрации оксидов азота в дымовых газах от относительной нагрузки котлов, приведенная к нормальным условиям при $\alpha=1,4$:
1-для котла БК3-75-16ГМ ст№2 (ВТЭЦ1); 2-для котла КВГМ-100-150МЦ ст№1 (ТЦ «Северная»); 3-для котла ПТВМ-100-150МЦ ст№2В (ЯТЭЦ); 4- для котла ПТВМ-100-150 ст№3В (ЯТЭЦ); 5- для котла КВГМ-100-150 ст№5В (ЯТЭЦ).

Наибольшего снижения оксидов азота удалось добиться на котле БК3-120-100М «Охинской» ТЭЦ.. Выбросы составили 30-40 мг/м³ при коэффициенте избытка воздуха в уходящих газах 1,02 и отсутствием CO.

При определении оптимального распределения газа в камеру сгорания ЦВП котла БК3-120-100МЦ были рассмотрены следующие варианты:

1) Центральный ввод газа, при этом вводе удалось достичь паропроизводительности 147 т/ч при избытке воздуха альфа 1,21, но выбросы оксидов азота приведенные к $\alpha=1,4$ составили 170 мг/м³.

2) Осевой и торцевой ввод газа, при нагрузке 137 т/ч и $\alpha=1,17$ выбросы оксидов азота приведенные к $\alpha=1,4$ составили 140 мг/м³, но при таком распределении наблюдалась сильная вибрация ЦВП.

3) Торцевой, осевой и односторонний тангенциальный подвод газа, при нагрузке 132 т/ч и $\alpha=1,13$ выбросы оксидов азота приведенные к $\alpha=1,4$ составили 127 мг/м³, при данном распределении факел ложился на стену топочной камеры, что могло привести к пережогу экранных поверхностей нагрева

4) Четырехсторонний тангенциальный подвод газа с полным предварительным смешением позволил достичнуть нагрузки 149 т/ч при $\alpha=1,02$. При данной компоновке циклонный предтопок работал 12 дней на номинальной нагрузке с тангенциальным соотношением $\alpha=1$, без следов СО и концентраций NOx 30-40 мг/м³, за счет предварительного смешения было достигнуто полное сгорание в камере ЦП, что привело к недопустимым тепловым напряжениям и как следствие расплавление металла и обмуровки ЦВП.

После разрушения ЦП была проведена реконструкция тангенциальных сопловых вводов, с переносом газовых трубок на срез воздушных сопел (рисунок 6). При данной компоновке и осевым, торцевым и четырехсторонним тангенциальным вводами газа удалось котлоагрегат эксплуатируется в течении 11 лет на максимальной нагрузке 145 т/ч с коэффициентом избытка $\alpha=1,1$ выбросы оксидов азота приведенные к $\alpha=1,4$ составили 117 мг/м³.

При анализе работы других котлов оснащенных ЦВП и переведенными на сжигание природного газа, видно что на однотипных котлах выбросы оксидов азота при одинаковых нагрузках различаются на 30-40%. Эта разница в значениях объясняется тем, что во время реконструкции отсутствовал строгий авторский надзор и тангенциальные вводы были выполнены не строго тангенциально, а под срез воздушных сопел. Часть заглублена, часть вводов выполнена хордально.

По данным тарировок и испытаний была составлена математическая модель предтопка, из анализа которой видно, что основные зоны генерации оксидов азота находятся после тангенциальных вводов газа на расстоянии 2/3 радиуса камеры сгорания от ее центра [2].

Учитывая опыт эксплуатации котла БКЗ-120-100М Охинской ТЭЦ, а так же проведенный анализ других котлов оснащенных ЦВП для сокращения выбросов оксидов азота можно использовать частичное предварительное смешение топлива и воздуха. Для осуществления этого предлагается разнести тан-

генциальные вводы газов во все воздушные сопла кроме последнего по ходу газов. Обеспечив при этом условия близкие к стехиометрическим. Заглубив газовые сопла в воздушные необходимо обеспечить условия подачи газа в воздушный поток. Диаметры газовыпускных отверстий определяются по формуле 1.

$$d = \frac{\eta \mu h \omega_e}{k_s \omega_e} \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_e}}, \quad (1)$$

где d - диаметры газовыпускных отверстий (м); η - поправочный коэффициент учитывающий увеличение скорости смеси за счет ввода в воздушный канал газа; μ - коэффициент истечения газа из отверстий; k_s - коэффициент пропорциональности; ρ_e , ρ_e - плотности воздуха и газа (кг/м³); h - глубина проникновения струи газа в воздушный поток (м).

Число газовыпускных отверстий для каждого коллектора рассчитывается по формуле 2.

$$n = \frac{B_e}{3600 \omega_e} \frac{273 + t_e}{273} \frac{1}{0,785 d^2}, \quad (2)$$

где B_e - расход газа на газовый ввод (м³/ч); t_e - температура газа (°C); ω_e - скорость истечения газа из газовыпускного отверстия (м/с); d - то же что в формуле 1.

При оптимальных значениях d и n , определенных для каждого тангенциального газового ввода, глубина проникновения струи по ее оси в сносящий поток воздуха согласно [3] составит 0,04 м, а диаметр струи принял направление воздушного потока D_c составит 0,032 м. Наилучшим распределением газа по тангенциальным соплам является /10/15/40/15/10/10/-/ (в процентном соотношении). Количество газовыпускных отверстий по газовым соплам составит /2/2/6/2/2/-/. Это позволит добиться работы ЦВП с неполным предварительным смешением.

Анализ математической модели для такого распределения газа показывает возможность работы ЦВП с коэффициентом избытка воздуха $\alpha=1,02$ и концентрацией оксидов азота 57 мг/м³ (41,5 мг/м³ при $\alpha=1,4$) при отсутствии недопустимых тепловых напряжений.

Список литературы:

1. Штым А.Н., Штым К.А., Дорогов Е.Ю. Котельные установки с циклонными предтопками., Владивосток. Издат. дом Дальневост. федерал. ун-т. 2012. 421 с..
2. Штым К. А. Снижение выбросов окислов азота в котлах с циклонно-вихревыми камерами., Научное обозрение. 2013., Выпуск №1., с. 143-148.
3. Спайшер В. А., Горбаненко А. Д. Повышение эффективности использования газа и мазута в энергетических установках., Москва. Энергоатомиздат. 1982.-240с.

ЗАТОПЛЕННАЯ ДОЗВУКОВАЯ КРУГЛАЯ СТРУЯ С ВИХРЯМИ ДИНА

Литвиненко М.В., Мотырев П.А.

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

Струйные течения являются предметом исследования многих научных групп в мире по причине их широкого практического применения. Вихри, образующиеся в струях, являются инструментом интенсификации теплообмена, повышения эффективности горения, снижения аэродинамического шума. Разновидностей вихрей, развивающихся в струйных течениях, большое множество и они имеют различную этиологию.

Процесс возникновения и развития вихревых структур в струях во многом зависит от начальных условий (распределение средней скорости на выходе из сопла, конфигурации сопла, наличие шероховатостей). Создание параболического профиля скорости (профиля Пуазеля) на срезе сопла приводит к ситуации, когда течение в струе (круглой затопленной) остается ламинарным на расстоянии до десяти калибров, отсутствуют кольцевые вихри Кельвина – Гельмгольца и продольные вихри. Если же на канал, в котором развивается течение Хагена–Пуазеля, установить криволинейный насадок, то мы получим принципиально новое течение на выходе из сопла. Известно, что в криволинейных трубах под действием центробежной силы, создается условие формирования вторичного течения, которое проявляется в виде двух противовращающихся вихрей, названных вихрями Дина по фамилии британского ученого впервые исследовавшего их теоретически [1, 2]. Зарождение таких вихрей внутри криволинейного канала можно использовать для увеличения тепломас-сопереноса струи с окружающим газом.

Представлены результаты экспериментальных исследований затопленной круглой струи с вихрями Дина, сформированной в криволинейном канале. Эксперименты проводились на струйной установке в Институте теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, которая схематично представлена на рис. 1. Основой установки является классический сопловой аппарат, выполненный по схеме сопла Витошинского с хонекомбом и набором детурбулизирующих сеток в форкамере (1). К выходу сопла стыковалась трубка (2) длиной 4 м с внутренним диаметром равным диаметру выходного отверстия сопла ($d=0.02$ м). Такое удлинение ($l/d=200$) позволяет сформировать параболический профиль скорости течения в канале, типичный для течения Хагена–Пуазеля [3]. На прямой участок трубы устанавливался криволинейный насадок (3) с параметрами: угол кривизны $\alpha = 90^\circ$, диаметр $d=0.02$ м, радиус кривизны $R_c = 0.12$ м, в котором развивались вихри Дина.

Воздух нагнетался в канал струйной установки при помощи вентилятора, установленного в форкамере (1). Эксперименты проводились при числе Рейнольдса $Re_R=2000$, рассчитанном по скорости невозмущенного потока на входе в криволинейный участок сопла (3), $U_0=3$ м/с и его радиусу, $R=0.01$ м.

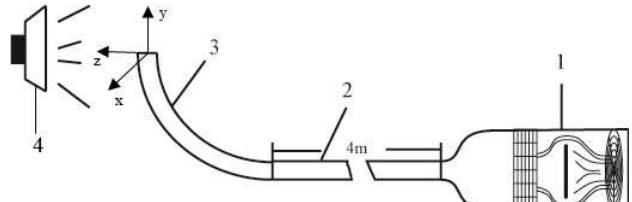


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1-форкамера, 2-удлинительная трубка, 3-криволинейный насадок, 4-громкоговоритель

Параметром, определяющим влияние кривизны трубы, при ламинарном течении является число Дина [4], которое в нашем случае составляло $Dn=3264$. Из теоретической работы [5] известно, что в диапазоне чисел Дина от 10 до 5000 вторичное течение, образующееся внутри криволинейного канала, представляет собой два противовращающихся вихря.

В ходе эксперимента была проведена серия термоанемометрических измерений и получены профиль средней скорости потока на выходе из сопла. Термоанемометр измерял среднюю по времени продольную компоненту скорости U_0 (см. рис. 2).

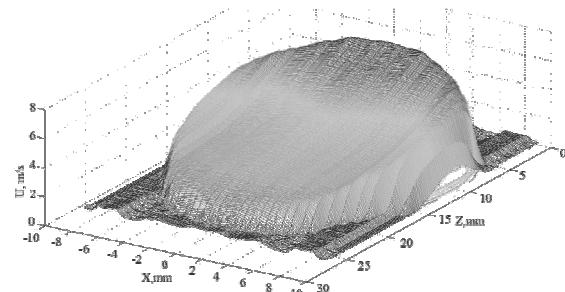


Рис. 2. Трехмерное распределение средней скорости на выходе из сопла (криволинейного канала) при $Re_R=2000$

Течение на выходе из криволинейного канала становится существенно трехмерным, положение максимума продольной компоненты скорости смещается к стенке канала с большим радиусом скругления. По распределению поля скорости продольной компоненты можно сделать вывод о наличии в течении двух противовращающихся вихрей (вихрей Дина). До момента воздействия центробежной силы, т.е. до начала криволинейного участка, профиль скорости представлял собой параболоид. Предварительный анализ литературы по исследованию вихрей Дина показал, что большинство работ направлены на изучение зарождения и развития вихрей Дина непосредственно в канале и вопрос их развития при выходе из канала практически не рассматривался. Между тем, именно на выходе из канала течение трансформировано вихрями, в тоже время остается когерентным до 5-7 калибров ниже по течению.

На рис. 3 представлена схема течения в криволинейном канале (из работы [4]) и показаны картины

дымовой визуализации поперечного сечения круглой струи непосредственно на срезе выходного отверстия криволинейного канала (рис. 3,а) и на различных расстояниях вниз по потоку (рис. 3,б-д), полученные в ходе эксперимента. На рис. 3,а видны две области внутри струи, которые, по-видимому, и представляют собой два противовращающихся вихря Дина. По мере развития струи вниз по потоку, можно наблюдать выбросы как результат взаимодействия двух противовращающихся вихрей (рис. 3,б-д). Направление выбросов ориентировано по координате z в обе стороны. Выброс в направлении отрицательных z наиболее интенсивный и является восприимчивым к акустическим колебаниям, в отличие от выброса в положительном направлении z . Следует отметить, что передвигаясь лазерным ножом по направлению координаты u происходит смена фазы возмущения, поэтому картины а-д представляют различные фазы возмущения для одного периода.

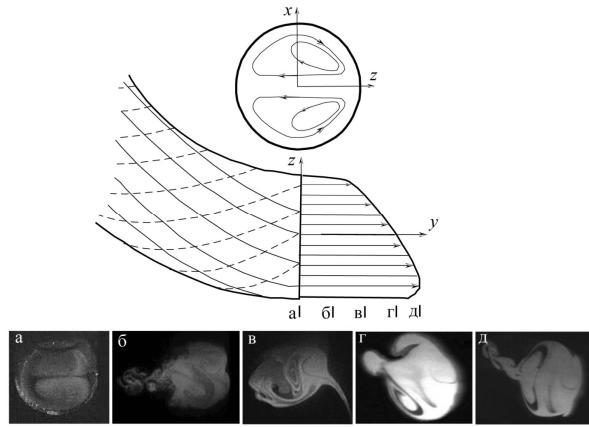


Рис. 3. Схема течения в криволинейном канале из работы [4], дымовая визуализация поперечных сечений струи в плоскости xz в различных координатах по оси u (вниз по течению)

В дальнейшем развитии струи прослеживается также тенденция с развитием выбросов. Причем на выбросе по отрицательному направлению z возникает вторичное колебание. Необходимо отметить, что ко-герентность данных структур сохраняется до нескольких калибров ниже по течению.

Как было показано, течение с вихрями Дина восприимчиво к акустическому воздействию, в частности, происходит модуляция течения частотой наложенного поля. На рис. 4 показаны мгновенные картины визуализации дымом продольных сечений круглой струи в плоскости xy для различных координат по оси z при частоте акустического воздействия $F=40$ Гц.

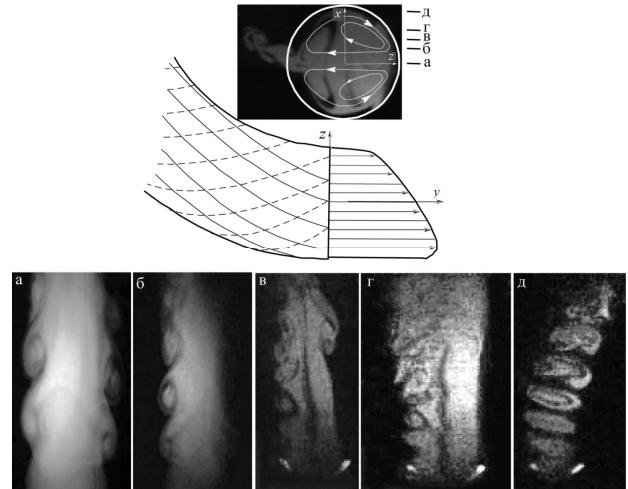


Рис. 4. Дымовая визуализация продольных сечений струи в плоскости xy в различных координатах по оси z при частоте акустического поля $F=40$ Гц

Список литературы:

1. Dean W. R. Note on the motion of fluid in a curved pipe // Phil.Mag. 1927. V. 4. P. 208–223.
2. Dean W. R. The stream-line motion of fluid in a curved pipe // Phil.Mag. 1928. V. 5. P 671–695.
3. Taylor G. I. The criterion for turbulence in curved pipes. Proc. Roy. Soc. 1929. V. 124, P. 243–249.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя // Издательство «Наука». 1969. С. 584-587.
5. Greenspan D. Secondary flow in a curved tube // J. Fluid Mech. 1973, V. 57. P. 167–176.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-08-00201 а, Гранта Президента РФ НШ – 2924.2014.1.

**РАЗВИТИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
ПРИ МИКРОСТРУЙНОМ ДИФФУЗИОННОМ ГОРЕНИИ ПРОПАНА**

Литвиненко Ю.А.

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

Аннотация. Представлены результаты экспериментальных исследований круглой и плоской микроструи с П-образным и параболическим профилем скорости на срезе сопла в присутствии акустических колебаний при малых числах Рейнольдса. По результатам исследований установлено, что микроструя как и макроструя трансформируется под воздействием акустического поля. Однако в случае развития микроструи не происходит генерации кольцевых вихрей и отмечается новый механизм трансформации круглой струи в плоскую с развитием характерной для плоских струй синусоидальной неустойчивости. Показаны картины визуализации диффузионного горения пропана в таких микроструях, отмечаются особенности в развитии неустойчивости при наличии конвективных сил.

Круглая микроструя. Экспериментальные исследования структуры и характеристик развития круглой мини (диаметр выходного отверстия сопла – 1,5 мм) и микроструи (диаметр выходного отверстия сопла от 200 до 500 μm) под воздействием поперечного акустического поля большой интенсивности (90 – 100 дБ) показали, что струя уплощается, развиваются синусоидальные колебания и ниже по течению струя расщепляется на две [1]. Были проведены экспериментальные исследования процесса диффузионного горения (пропан/воздух) в круглой струе при наличии внешнего акустического воздействия. На рис.1 и рис.2 представлены снимки факела для струи с диаметром сопла $d = 1 \text{ mm}$ и $d = 0,5 \text{ mm}$, соответственно. Уменьшение диаметра сопла в 2 раза смешило область оптимальных частот акустических колебаний с 2,8 кГц в 5,7 кГц.

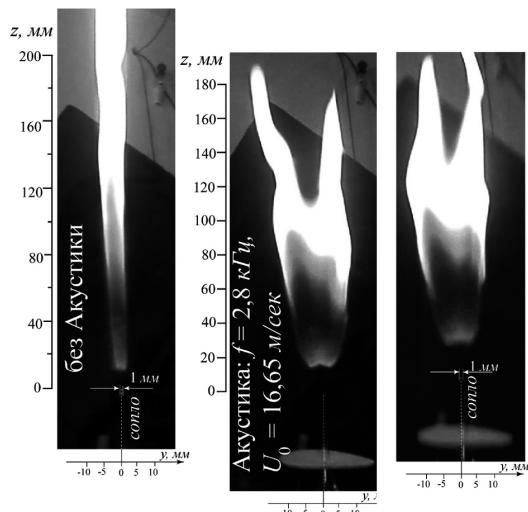


Рис.1. Диффузионное горение круглой микроструи пропана в поперечном акустическом поле. Слева - пламя струи без акустического воздействия, справа - набор фото пламени струи при акустическом воздействии, $d=1 \text{ mm}$, $f=2,8 \text{ кГц}$, $U_0=16,65 \text{ м/сек}$, $Red=U_0 \times d/v=1110$

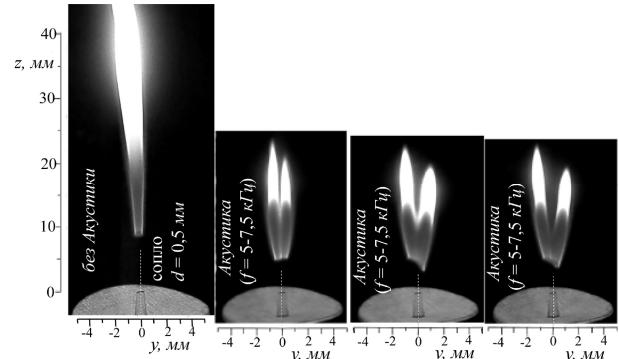


Рис.2. Диффузионное горение круглой микроструи ($d=0,5 \text{ mm}$) в поперечном акустическом поле. Слева - пламя струи без акустического воздействия, справа - при акустическом воздействии, съемка с разных углов, $f=5-7,5 \text{ кГц}$, $U_0=12,5 \text{ м/сек}$, $Red=U_0 \times d/v=417$

Следует отметить, что раздвоение пламени струи наблюдается только в случае реализации поднятого пламени. Установлено, что развитие синусоидальной неустойчивости в пламени круглой микроструи, зависит от направления вектора поперечного акустического поля.

Плоская микроструя. Проведены экспериментальные исследования процесса диффузионного горения пропана в плоской струе на выходе из сопла малого удлинения ($l/h = 10$, где l – длина щели сопла и $h = 0,2 \text{ mm}$ – ширина щели сопла) при акустическом воздействии на пламя. Основываясь на результатах предыдущих исследований по струйной тематике [1, 2], для формирования параболического профиля на выходе сопла был реализован канал с удлинением $l/h \geq 150$, где l – длина канала и h – ширина щели. Частота акустического воздействия варьировалась от единиц Гц до 6 кГц, интенсивность звука составляла примерно 90 дБ. Скорость истечения струи контролировалась с помощью прецизионного расходомера и составляла $U_0 \approx 20,8 \text{ м/сек}$. В результате проведенных экспериментов установлено, что присоединенное к срезу сопла пламя при наложении акустического поля заметно расширяется, вследствие распространения синусоидальной вихревой дорожки. В тоже время конвективные силы подавляют рост амплитуды возмущений. С ростом скорости истечения струи, при ее определенном пороговом значении, фронт пламени отходит от среза сопла и реализуется, так называемое, «поднятое» пламя (рис.3).

Таким образом появляется участок струи не охваченный пламенем, именно этот участок является областью роста синусоидальных возмущений до значительных амплитуд, которые способны трансформировать факел. В данной ситуации наблюдается раздвоение пламени при акустическом воздействии в диапазоне частот от 1 до 3 кГц. Следует отметить, что при режиме горения когда отсутствует акустиче-

ское воздействие, высота поднятого от среза сопла пламени примерно в два раза больше, чем данный

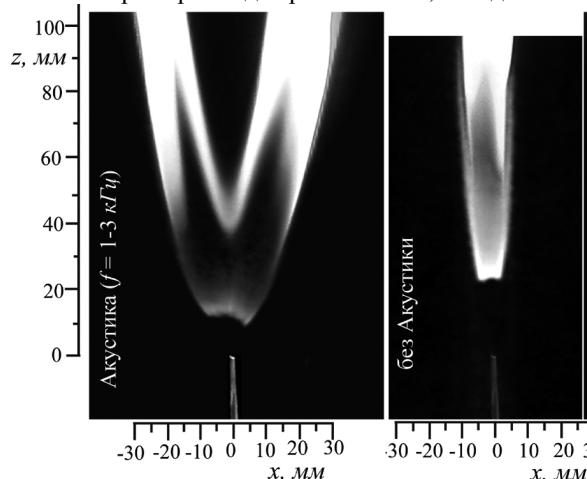


Рис.3. Процесс горения плоской микроструи в поперечном акустическом поле при диффузионном горении пропана.

$$h=0,2 \text{ мм}, f=1-3 \text{ кГц}, A \approx 90 \text{ дБ}, U_0 \approx 32 \text{ м/сек}, \\ Re_h = U_0 \cdot h / v = 426$$

параметр в ситуации наличия акустического воздействия на струю.

Выводы. •Обнаружено, что диффузионное горение пропана в круглой ламинарной микроструе с ударным и параболическим профилем скорости на срезе сопла сопровождается наличием присоединенного к срезу сопла пламени, развивающегося вниз по потоку без каких-либо пульсаций.

•Установлено, что диффузионное горение пропана в круглой турбулентной микроструе сопровождается отрывом пламени от среза сопла. Процесс горения охватывает только сдвиговый слой струи, по форме напоминающий полый цилиндр, поскольку

именно в этом слое максимальный уровень пульсаций, а следовательно и более интенсивное смешение газа с воздухом.

• Установлено, что пламя при горении круглой микроструи в поперечном акустическом поле подвержено влиянию акустических колебаний. Под действием акустического поля происходит уплощение круглой струи с разделением струи на две, вызванное развитием колебательного процесса в струе. При отключении акустики, процесс горения возвращается к первоначальным условиям горения.

• Показано, что «поднятое» пламя при диффузионном горении круглой микроструи, находящейся под воздействием поперечного акустического поля, веерно расширяется в плоскости ориентированной к источнику акустических колебаний. При вращении источника акустики вокруг факела, плоский факел также вращается ориентируясь на положение источника акустики.

Список литературы

1. Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В. Дозвуковые круглая и плоская макро и микро – струи в поперечном акустическом поле // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2010. – Т 5. – Н. 2. – С. 28 – 42.
2. Kozlov G.V., Grek G.R., Sorokin A.M., and Litvinenko Yu.A. Influence of initial conditions at the nozzle exit on the structure of round jet // Thermophysics and Aeromechanics. – 2008. – Vol. 15. – N. 1. – P. 55 – 68.

Работа поддержана Грантом РФФИ 14-08-31166
мол_а

РЕЖИМЫ С ФОРМИРОВАНИЕМ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВИХРЕВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ВОЗДУШНОЙ МОДЕЛИ ОТСАСЫВАЮЩЕЙ ТРУБЫ ГИДРОТУРБИНЫ

Литвинов И.В.^{1,2}, Назаров А.В.^{1,2}, Митряков А.С.^{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

Расширение области режимов с устойчивой работой гидротурбины – важная и актуальная задача. Основной опасностью функционирования гидроагрегатов в неоптимальных режимах являются низкочастотные пульсации давления столба воды в отсасывающей трубе гидротурбины. Одним из механизмов зарождения пульсаций является прецессирующий вихревой жгут [1], образующийся за рабочим колесом гидротурбины в режимах недогрузки или перегрузки генератора, когда поток после прохождения через гидротурбину имеет остаточную закрутку. Для прогнозирования резонансных явлений, поиска методов подавления неустойчивости применяются методы экспериментального моделирования.

Данная работа проводилась на воздушной модели отсасывающей трубы. Использование воздуха в качестве рабочей среды позволяет производить монтаж без надежной герметизации соединений, оперативно вносить изменения в геометрию отсасывающей трубы [2]. На конструктивные элементы не оказывается сильных динамических нагрузок, что в свою очередь позволяет использовать пластиковые материалы и методы 3D печати.

На входе модели отсасывающей трубы формируется закрученный поток воздуха, близкий к распределению скорости за реальной гидротурбиной (см. Рис. 1). Этого удалось достичь комбинацией двух завихрителей, один из которых неподвижен (на него набегает поток воздуха с объемным расходом Q), а второй вынужденно вращается с частотой f . С помощью этих двух динамических параметров можно управлять распределением скорости на входе, моделируя различные режимы работы гидротурбины.

Эксперименты включали в себя скоростные измерения в конической части модели отсасывающей

трубы с помощью системы двухкомпонентного ЛДА «ЛАД-Оби» и измерения пульсаций давления с помощью микрофона В&К. Данные были получены в широком диапазоне управляемых параметров.

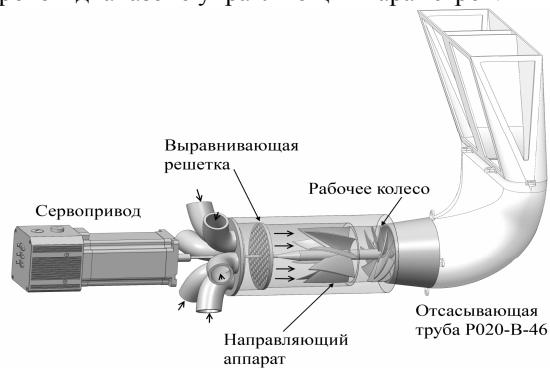


Рис. 1. Эскиз модели воздушной отсасывающей трубы

Таким образом, эффект прецессирующего вихревого жгута был экспериментально зафиксирован при определенных соотношениях двух управляемых параметров. Дальнейшие исследования будут направлены на выделение структуры прецессирующего вихря и взаимодействие вихря с коленом отсасывающей трубы.

Список литературы:

1. Jonsson P.P., Mulu B.G., Cervantes M.J. Experimental investigation of a Kaplan draft tube - Part II: Off-design conditions // Applied Energy, Volume 94, June 2012, pp. 71-83.
2. Повх Н.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Л.: Машиностроение (Ленинградское отделение), 1974, 480 стр.

**ПЛОСКОСТНАЯ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РАДИКАЛА ОН
В ЛАМИНАРНОМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОМ ПЛАМЕНИ.**

Лобасов А.С.^{1,2} Чикишев Л.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

В настоящее время только оптические методы, основанные на использовании лазерного излучения, позволяют проводить измерения с высоким пространственным и временным разрешением, не оказывая существенного влияния на измеряемый объект. Знание распределения температуры и концентрации различных радикалов, таких как OH, CH, NO в пламени, играет ключевую роль с точки зрения понимания процесса горения. Измерения поля температуры и концентрации с высокой точностью необходимы как для проведения фундаментальных исследований с целью валидации теоретических и численных моделей, так и для решения прикладных задач диагностики процессов горения.

Лазерно-индукционная флуоресценция (LIF) радикалов OH является общепризнанным инструментом и широко используется для определения положения фронта пламени, температуры или скорости тепловыделения [1,2]. В рамках данной работы демонстрируются возможности метода для визуализации распределения радикалов OH. Количественная интерпретация LIF сигнала представляет определенные трудности вследствие множества факторов, определяющих его интенсивность. Помимо вероятности переходов и тушения линий, спектр флуоресценции во времени определяется столкновительными процессами и зависит от скорости приближения системы молекул к термическому равновесию (различной для разных возбужденных состояний). Этот процесс существенно зависит от локальной температуры, давления и состава газа. Локальные значения температуры возможно оценить по отношению интенсивностей сигнала плоскостной лазерно-индукционной флуоресценции (PLIF) при возбуждении молекул на двух различных линиях перехода (two-line PLIF). Так в работе [3] были измерены значения интенсивности пульсаций температуры в модельной камере сгорания ГТУ в зависимости от фазы периодических пульсаций давления. Однако вследствие сильной зависимости LIF сигнала от давления, температуры и локального состава смеси точность таких измерений находится под вопросом и подразумевает верификацию. С этой целью подобные измерения проводятся одновременно с численным моделированием современными расчетными кодами (LifSim, LifBase, LASKIN) [4].

Объектом исследования являлось ламинарное предварительно перемешанное пламя организованное соплом с выходным диаметром 15 мм (профилированное сопло использовалось для поджатия потока и создания ударного профиля скорости). Коэффициент избытка топлива в предварительно перемешанной смеси пропан-воздух исследовался в пределах от

0.77 до 1,25 (среднерасходная скорость смеси 1.7 м/с).

Для проведения измерений использовалась PLIF-система Flame Master (производства LaVision, Германия). Накачка перестраиваемого лазера на красителях (Sirah), позволяющего генерировать излучение красителя, после удвоения длины волны, в диапазоне 220-300 нм, осуществлялась второй гармоникой твердотельного Nd:YAG лазера накачки (Quant-Ray, 10 Гц, 1000 мДж). УФ-луч выходящий из лазера накачки проходил через делитель пучка, который отражал 4 % лазерного излучения в измеритель мощности. УФ-луч прошедший сквозь делитель пучка, попадал в систему призм, которые заводили его в систему линз разворачивающих лазерный луч в коллимированный нож. Коллимированный нож размером до 50 мм в вертикальном направлении и толщиной менее 0,8 мм проходил через ось симметрии пламени, возбуждая присутствующие в пламени радикалы OH.

Для регистрации излучения флуоресценции радикала OH применялась регистрирующая система, состоящая из оптического фильтра, кварцевого объектива, электронно-оптического преобразователя и КМОП камеры. Оптический фильтр, пропускающий в диапазоне 300-320 нм, был установлен на кварцевом УФ-объективе (LaVision UV-lens). Применение оптического фильтра позволяет избавиться от паразитных переотражений возбуждающего лазерного излучения, хемилюминесценции пламени. Объектив фокусировал излучение флуоресценции в электронно-оптический преобразователь (LaVision IRO), фотокатод которого имеет квантовую эффективность порядка 20 % в исследуемом диапазоне длин волн (290-330 нм), а затем сигнал проецировался на матрицу КМОП камеры (LaVision Imager sCMOS, 16 бит, разрешение: 2560×2160 пикселей, размер пикселя: 6.5×6.5 мкм). Усиление камеры фиксировалось на значение 70%, а экспозиция каждого кадра составляла 200 нс.

Перестраиваемый лазер на красителях имеет возможность с высокой точностью сканировать спектр возбуждения флуоресценции, с шагом 2 пм, что позволяет выбирать в этом спектре линии, соответствующие переходам в выбранные электронно-возбужденные состояния.

Каждый лазер на красителях имеет некоторый сдвиг длины волны относительно заданной. Следовательно, для учёта этого сдвига необходимо проводить калибровку лазера на красителях в интересующей области спектра. Ниже (см. рис. 1) представлен фрагмент полученного спектра возбуждения флуоресценции радикала OH, а так же фрагмент смоделированного в этом диапазоне спектра возбуждения с помощью программы LifBase.

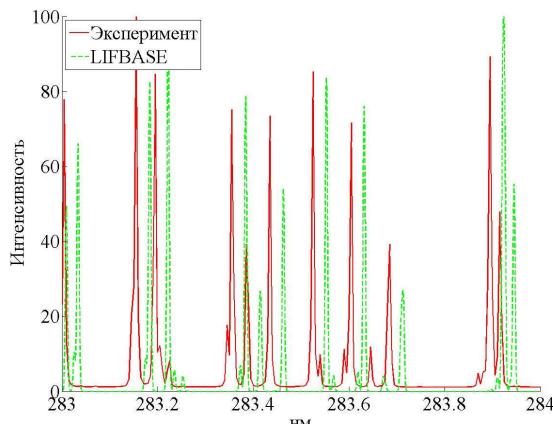


Рис. 1. Спектр возбуждения радикалов OH

Калибровка проводилась в спектральном диапазоне 283-284 нм. В качестве калибровки было проведено сканирование спектра возбуждения радикала OH с шагом 5 пм. Затем осуществлялось осреднение по 10 изображениям для каждой измеренной точки спектра возбуждения. Интенсивность расчтного и экспериментального спектра возбуждения нормировалась по пику, имеющему максимальную интенсивность в этом диапазоне длин волн.

После сравнения этих спектров, было установлено, что смещение длины волны лазерного излучения относительно заданного составляет 29 пм. Расположение пиков и их относительная интенсивность на этих спектрах позволяют сопоставить и идентифицировать отдельные переходы.

Так как интенсивность сигнала флуоресценции зависит от температуры, при измерении концентрации с помощью метода LIF, необходимо выбрать переход, который имеет незначительную зависимость от температуры. Так, в литературе имеются данные о том, что интенсивность сигнала флуоресценции радикалов OH при атмосферном давлении при возбуждении перехода $Q_1(8)$ расположенного на длине волн 283,55 нм слабо зависит от температуры [5]. Таким образом, этот переход может использоваться для измерения относительной концентрации радикалов OH.

Визуализация распределения радикалов OH (см. рис. 2), осредненная по времени, проводилась в предварительно перемешанном ламинарном пропано-воздушном пламени с различной стехиометрией. Осреднение проводилось по 100 мгновенным изображениям. Области с высокой интенсивностью сигнала соответствуют зонам с большой концентрацией радикалов OH. В середине сверху представлено поле относительной концентрации радикалов OH для стехиометрического случая. Слева и вниз представлены бедные режимы с уменьшением коэффициента избытка топлива (ϕ), справа и вверх – богатые, с увеличением ϕ . Как можно видеть, из представленных полей относительной концентрации радикалов OH, в случае богатых режимов область горения смещается в зону, где происходит перемешивание подаваемой недогоревшей смеси с окружающим воздухом. При обеднении смеси наблюдается смещение области наиболь-

шей концентрации радикалов OH к верхней точке конуса фронта пламени.

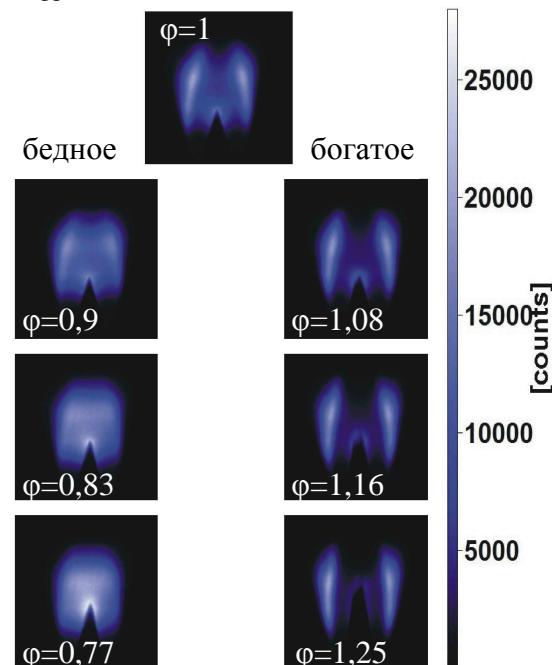


Рис. 2. Поля относительной концентрации радикалов OH при различном ϕ .

В результате работы были проведены экспериментальные исследования, основанные на методе плоскостной лазерно-индукционной флуоресценции радикалов OH. Экспериментально измерен спектр возбуждения радикалов OH, с шагом в 5 пм, в диапазоне длин волн 283-284 нм. Проведено моделирование спектра возбуждения в этом диапазоне с помощью программы LifBase. Определено смещение длины волны излучения лазера на красителях относительно установленной, составляющее 29 пм, путем сравнения этих спектров возбуждения

Представлены результаты визуализации радикалов OH в ламинарном предварительно перемешанном пламени с различной стехиометрией. Видно, что при увеличении коэффициента избытка топлива область высокой концентрации радикалов OH смещается в зону перемешивания подаваемой недогоревшей смеси с окружающим воздухом.

Список литературы:

1. Eckbreth A. C., Laser Diagnostic for Combustion Temperature and Species (Gordon and Breach, Netherlands 1996)
2. Koshe-Hoinghaus K., Jeffries (Eds.) J., Applied Combustion Diagnostics (Taylor & Francis, New York 2002)
3. Giezendanner-Thoben R., Meier U., Meier W., Heinze J., Aigner M., (2005) Phase -locked two -line OH planar laser-induced fluorescence thermometry in a pulsating gas turbine model combustor at atmospheric pressure // Appl. Optics 44: 6565-6577
4. Day M., Tachibana S., Bell J., Lijewski M., Beckner V., Cheng R. K., (2012) A combined computational and experimental characterization of lean premixed turbulent low swirl laboratory flames I. Methane flames // Combust. Flame, 159: 275–290
5. Luque J., Crosley D. R., Lifbase: Database and spectral simulation (version 1.5). SRI International Report, (MP 99-009), 1999

Исследование выполнено за счт гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00203)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ УСТРОЙСТВ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ГАЗОВ

Лущик В.Г., Макарова М.С.

Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В. Ломоносова,
119192, Россия, Москва, Мичуринский пр., 1

Применительно к методу энергоразделения, предложенному в [1], в настоящей работе выполнено численное исследование основных элементов рабочего процесса в энергоразделяющем устройстве: тепло-массообмена и газодинамики в пограничных слоях на проницаемой поверхности в сверхзвуковых и дозвуковых потоках; температурной стратификации в газовых потоках при использовании перспективных теплоносителей, в том числе с малыми числами Прандтля.

Для расчета в приближении пограничного слоя двумерных турбулентных течений газов постоянного состава была использована система уравнений неразрывности, движения, и энергии, дополненная дифференциальной моделью турбулентности [2]. Для обоснования выбора данной модели проведены тестовые расчеты, которые подтвердили ее адекватность [3, 4].

С использованием разработанной методики в дальнейшем были решены три численные задачи внешнего обтекания проницаемой пластины потоком сжимаемого газа:

- совместное обтекание сверхзвуковым потоком с одной стороны и дозвуковым – с другой, с организацией вдува (отсоса) в сверхзвуковой поток на стенке;
- обтекание пластины сверхзвуковым потоком с одной стороны с отсосом газа из пограничного слоя на стенке [6, 7];
- обтекание пластины сверхзвуковым потоком газа и организацией вдува ионородного газа в пограничный слой [5].

Границные условия определялись типом конкретной рассматриваемой задачи и приведены соответственно в [5, 6, 7].

Расчеты проводились в следующей постановке (рис. 1). Пластина с одной стороны (рис. 1, а) обтекалась сверхзвуковым потоком газа с постоянной скоростью u_e при $M_1=3$ и температуре торможения $T_1^*=T_e^*=400.7\text{ K}$. В задаче совместного обтекания с другой стороны пластины задавался дозвуковой поток ($M_2=0.15$) при той же температуре торможения $T_2^*=T_e^*=400.7\text{ K}$ (рис. 1, б).

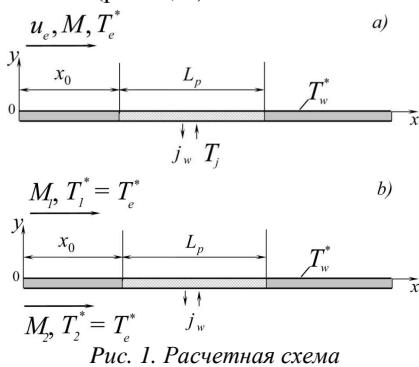


Рис. 1. Расчетная схема

Входной участок пластины длиной x_0 полагался непроницаемым и теплоизолированным. Длина его ($x_0=100\text{ mm}$) была выбрана так, что проницаемый участок пластины длиной L_p находился за областью перехода в пограничном слое от ламинарного режима течения к турбулентному. Далее по потоку осуществлялся вдув (отсос), интенсивность которого $j_w^o=j_w/(\rho u)_e$ линейно нарастала на небольшой длине и далее оставалась постоянной по длине пластины.

Для определения турбулентного потока тепла $\rho q_t=-\rho \langle v'h' \rangle$, входящего в уравнение энергии [2], использовалась гипотеза о постоянстве по толщине пограничного слоя турбулентного числа Прандтля Pr_t . Входящий в уравнение движения продольный градиент давления $dp/dx=0$. Параметры в начальном сечении, а именно профили функций $E(y)$, $\tau(y)$, $\omega(y)$, интенсивность и масштаб турбулентности на входе задавались как в [6].

Основные результаты работы

1. Проведено численное исследование энергоразделения между сверхзвуковым и дозвуковым потоками при вдуве (отсосе) газа в диапазоне чисел Прандтля $Pr=0.05-5$. Показано, что с уменьшением числа Pr стратификация возрастает. Вдув газа в сверхзвуковой поток уменьшает стратификацию по сравнению с непроницаемой пластиной, а отсос – увеличивает ее (рис. 2), о чем свидетельствует поведение удельной мощности поступающей в сверхзвуковую

поток газа: $N_w=\int_0^{L_p} q_w dx + \int_0^{L_p} q_j dx$, где q_w – тепловой поток газа, q_j – конвективный поток энталпии, обусловленный вдувом (отсосом) газа через стенку.

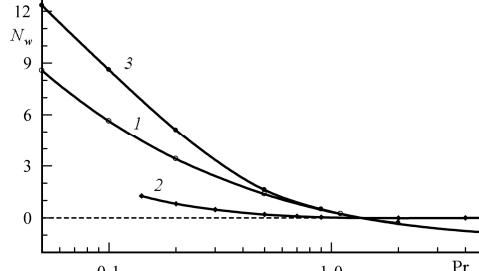


Рис. 2. Зависимость удельной мощности N_w , kBt/m , поступающей в сверхзвуковой поток газа, от числа Прандтля Pr : 1 – $j_w^o=0$, 2 – вдув газа ($j_w^o=0.003$), 3 – отсос газа ($j_w^o=-0.003$) из сверхзвукового потока

Этот эффект обусловлен тем, что при отсосе газа из пограничного слоя сверхзвукового потока поступает холодный газ с температурой ниже температуры

торможения газа набегающего потока, и поступающий из дозвукового потока тепловой поток нагревает более тонкий пограничный слой с меньшим расходом газа.

2. Проведенное численное исследование сжимаемого пограничного слоя на проницаемой теплоизолированной стенке показало, что при отсосе газа из турбулентного пограничного слоя можно получить значительную разность между средней температурой газа в пограничном слое $\langle T^* \rangle$ и средней температурой отсасываемого газа $\langle T_j \rangle$ [6, 7]. Исследовано влияние чисел Прандтля и Маха набегающего потока на величину температурной стратификации $\Delta T = \langle T^* \rangle - \langle T_j \rangle$, которая во многом определяется значением интенсивности отсоса и, следовательно, общим расходом отсасываемого газа. Наиболее сильно стратификация проявляется для газов с малыми значениями числа Pr (рис. 3).

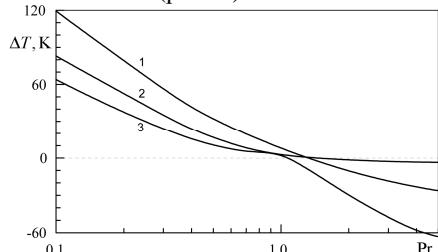


Рис. 3. Зависимость величины температурной стратификации ΔT от числа Прандтля Pr ($M=3$, $L_p=300$ мм) для ряда значений интенсивности отсоса: 1 – $j_w^0 = -0.002$, 2 – $j_w^0 = -0.005$, 3 – $j_w^0 = -0.01$

3. Установлено, что при интенсивном отсосе газа в пограничном слое на участке непроницаемой пластины, следующим за проницаемой стенкой, температура стенки резко падает [6, 6]. Причиной этого является ламинаризация пограничного слоя на проницаемой стенке при интенсивном отсосе с выходом на режим асимптотического отсоса, при котором толщина потери импульса $\theta = const$, а коэффициент трения $c_f/2$ равен интенсивности отсоса j_w^0 (рис. 4), что следует из интегрального соотношения импуль-

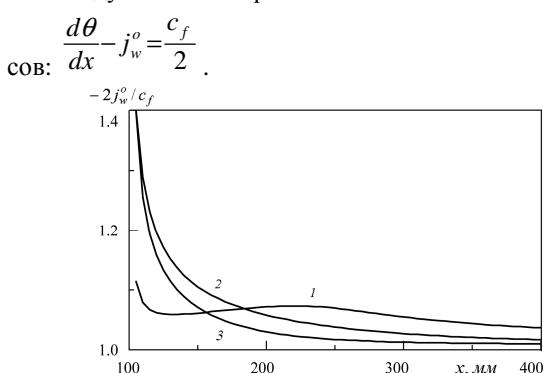


Рис. 4. Изменение по длине проницаемой пластины отношения величин интенсивности отсоса j_w^0 и коэффициента трения $c_f/2$ для ряда значений интенсивности отсоса: 1 – $j_w^0 = -0.002$, 2 – $j_w^0 = -0.005$, 3 – $j_w^0 = -0.01$

4. Проведены расчеты обтекания пластины тяжелым газом Хе при наличии вдува более легкого газа H_2 [5]. Обнаружен эффект, заключающийся в том, что при вдуве инородного газа в сверхзвуковой поток в области газовой завесы на теплоизолированной стенке возможно образование зоны с температурой стенки ниже температуры вдуваемого газа (рис. 5). Это обусловлено низкими значениями числа Прандтля в пристеночном слое. При постоянной интенсивности вдуваемого газа минимальная температура стенки достигается в области завесы и зависит от длины проницаемой вставки. Эта зависимость имеет минимум в области малых длин вставки, эффект сохраняется даже для температуры вдуваемого газа, выше температуры торможения потока.

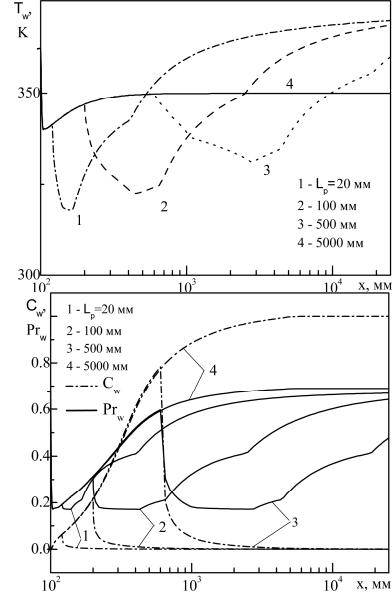


Рис. 5. Изменение температуры T_w , концентрации водорода C_w и числа Прандтля Pr_w на стенке по длине пластины при разных длинах проницаемого участка L_p ($T_j = 350$ К, $j_w^0 = 0.0001$)

Список литературы:

- Леонтьев А.И. Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Литовская АН. Энергетика, 1998. – №2. – С. 35-42.
- Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ, 1986. – №2. – С. 40-52.
- Лущик В.Г., Макарова М.С., Якубенко А.Е. Влияние уровня турбулентности набегающего потока на характеристики течения пограничного слоя на пластине // Вестник Нижегородского университета, 2011. – № 4. – Ч.3. – С. 945-947.
- Лиознов Г.Л., Лущик В.Г., Макарова М.С., Якубенко А.Е. Влияние турбулентности набегающего потока на течение и теплообмен в пограничном слое на пластине // Изв. РАН. МЖГ, 2012. – № 5. – С. 40-42.
- Макарова М.С. Оптимизация температуры проницаемой стенки при вдуве инородного газа // Тепловые процессы в технике, 2012. – № 7. – С. 291-297.
- Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Температурная стратификация при отсосе пограничного слоя из сверхзвукового потока // ТВТ, 2012. – Т. 50. – № 6. – С.1-6.
- Лущик В.Г., Макарова М.С., Якубенко А.Е. Температурная стратификация в турбулентном пограничном слое на проницаемой поверхности // Тезисы докладов и сообщений XIV-го Минского международного форума по тепло- и массообмену. – Минск, 2012. – Т. 1. – Ч. 1. – С. 176-180.

Все вопросы по e-mail: april27_86@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА ГАЗОВОЙ ФАЗЫ ОТ РЕЖИМОВ ИСТЕЧЕНИЯ ИЗ ГИДРОЦИКЛОНА

Матвиенко О.В.¹, Агафонцева М.В.²

¹ Томский государственный архитектурно-строительный университет,
634003, Россия, Томск, пл. Соляная 2

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

Одной из главных проблем работы систем теплоснабжения является проблема качества воды, с которой в систему поступают газы. Пузырьки переносятся в потоке теплоносителя. В большинстве случаев турбулентный поток достаточно силен и практически не дает возможности пузырькам всплывать. Следовательно, необходимы специальные устройства для захвата и удаления микропузырьков, которые практически не заметны для глаза по отдельности и кажутся молочной смесью в массе. Они переносятся вместе с потоком и могут быть удалены только специальными аппаратами. Микропузырьковые сепараторы (гидроциклические устройства) предназначены для удаления воздуха в процессе работы системы.

Среди аппаратов центробежного принципа действия для разделения неоднородных систем особое место занимают гидроциклоны. Преимущество этих аппаратов в их простоте и низкой стоимости изготовления, в надежности и удобстве в эксплуатации.

Традиционный цилиндроконический гидроциклон представляет собой аппарат, состоящий из двух основных частей: цилиндрической с крышкой и конической. В цилиндрической части установлен входной патрубок, по которому разделяемая смесь тангенциально подается в гидроциклон. Для вывода легкой фазы служит сливной патрубок. В вершине конуса гидроциклона расположена насадка для вывода тяжелой фазы. При тангенциальной подаче исходной смеси образуются два основных врачающихся потока жидкости. В периферийной зоне жидкость движется вниз к вершине конуса. При этом часть ее выходит через насадку, основное же количество изменяет направление своего движения и, образуя внутренний восходящий поток, поднимается вверх, удаляясь из аппарата через сливной патрубок. При движении внешнего потока к вершине конуса из него выделяется часть жидкости, которая, перемещаясь в радиальном направлении, вливается во внутренний восходящий поток.

Выход разделенных фракций из верхнего и нижнего слива гидроциклона может быть организован различными способами: верхний и нижний патрубки могут быть либо открытыми, либо изолированными от атмосферы. Газовая фаза может выходить через верхний или нижний сливы, а так же через воздушный столб. В настоящей работе было проведено численное исследование выхода газовой фазы из гидроциклона в зависимости от режимов истечения из аппарата.

Для описания гидродинамики и процессов переноса в гидроциклоне использовалась физико-математическая модель, которая включает [1]:

- двумерные уравнения Навье-Стокса для описания гидродинамики суспензии (уравнения Навье-

Стокса записаны с использованием цилиндрических координат, которые наилучшим образом подходят для описания осесимметричного режима течения);

- модификацию k - ε модели турбулентности, которая учитывает неизотропность турбулентности и влияние центробежных сил на процессы генерации/диссипации турбулентности;

- модель дрейфа частиц с учетом их турбулентной диффузии.

Для определения скорости дрейфа частиц относительно суспензии предполагалось равновесие между действующими на частицу массовыми силами и силой сопротивления [2].

Баланс массы твердой фазы определялся с помощью уравнения диффузии, которое описывает конвективный перенос частиц осредненным потоком и стохастическое движение частиц вследствие турбулентных пульсаций (турбулентную диффузию).

Коэффициент турбулентной диффузии частиц рассчитывался аналогично [3].

Зависимость вязкости суспензии от концентрации твердой фазы может быть учтена, например, с помощью формулы Томаса. [4].

Расчетные параметры аппарата имели значения, соответствующие экспериментам [5]: $d_c = 75$ мм, $d_{in} = 25$ мм, $d_{of} = 25$ мм, $d_{uf} = 12.5$ мм, $L_1 = 75$ мм, $L_2 = 200$ мм, $L_3 = 25$ мм, $l_1 = 100$ мм, $l_2 = 50$ мм.

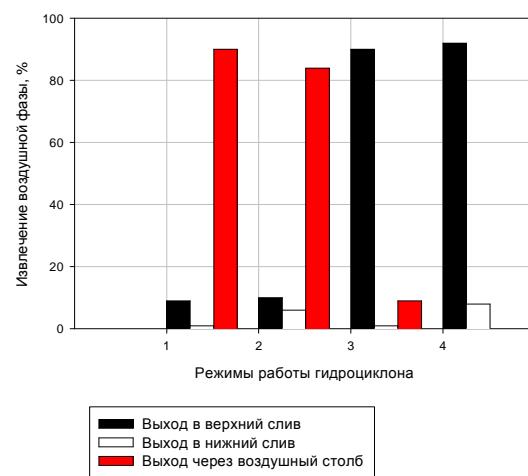


Рис. 1. Выход газовой фазы через воздушный столб, а также через верхний и нижний сливы вместе с потоком жидкости для различных режимов истечения через сливные патрубки (1 - верхний и нижний сливы открыты для свободного истечения в атмосферу; 2 - для свободного истечения в атмосферу открыт только верхний слив; 3 - для свободного истечения в атмосферу открыт только нижний слив; 4 - истечение через оба слива происходит в изолированные от атмосферы емкости).

Рис. 1 характеризует выход газовой фазы через воздушный столб, а также через верхний и нижний сливы вместе с потоком жидкости для различных режимов истечения через сливные патрубки. Если верхний сливной патрубок изолирован от атмосферы, то около 90% воздуха, содержащегося в подаваемой смеси выносится вместе с жидкостью через верхний слив и только 10% через нижний. В случае открытого верхнего патрубка концентрация газовой фазы в жидкости в верхнем и нижнем сливах уменьшается примерно до 10%. Основная часть газовой фазы выносится через воздушный столб.

Выполненные расчеты свидетельствуют о высокой эффективности метода гидроциклонирования для дегазации жидкой фазы. Наиболее эффективным яв-

ляется режим истечения в атмосферу через верхний и нижний сливные патрубки.

Список литературы:

1. Баранов Д.А., Кутепов А.М., Лагуткин М.Г. Расчёт сепарационных процессов в гидроциклонах //Теор. основы хим. технол. 1996. т.30. №2. С.117 – 122.
2. Trawinski H. Der Trennvorgang im Hydrozyklon // Aufbereitungstechnik. 1995. Band 36. S. 410 – 417.
3. Neeße, Th., Schubert, H. Modellierung und verfahrenstechnische Dimensionierung der turbulenten Querstromklassierung. Teil II. Chem. Techn. 1976. V.28. № 2.
4. Neeße, Th., Schubert, H. Modellierung und verfahrenstechnische Dimensionierung der turbulenten Querstromklassierung. Teil III. Chem. Techn. 1976. V.28. № 5.
5. Monredon T.C., Hsien K.T.,Rajamani, R.K. Fluid Flow model of the hydrocyclone an investigation of device dimensions. //Int. J. of Mineral Process. Vol. 35. 1992. pp. 65 – 83.

**ПАРАМЕТРЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТУРБИН
ПРИ СЖИГАНИИ ПРИРОДНОГО ГАЗА С КИСЛОРОДОМ В СРЕДЕ ВОДЯНОГО ПАРА**

Мильман О.О., Птахин А.В., Шифрин Б.А.

ЗАО «НПВП «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, Комсомольская роща, 43

Традиционные паротурбинные установки базируются на внешнем по отношению к рабочему телу (водяном пару) сжигании топлива и подводе тепла к нему через теплообменные поверхности котлов. При таком подводе тепла температура ограничена величиной 550..600 °C и неизбежны потери части энергии топлива с уходящими продуктами сгорания, в том числе теплоты парообразования, полученной в результате реакции горения.

Использование внутреннего сгорания позволяет значительно увеличить максимальную температуру (до 1250..1500 °C) и повысить эффективность цикла. Кроме того, продукты сгорания топлива участвуют в производстве механической работы, расширяясь вместе с водяным паром в проточной части турбины, что обеспечивает более полное использование энергии топлива.

В качестве топлива наиболее естественно использовать водород, который в природе находится только в связанном виде, отчего его приходится получать за счет газификации угля или путем конверсии метана. Эти энергозатратные процессы ослабляют эффект от использования водорода в энергоустановках.

Альтернативой водородному циклу является цикл с внутренним сжиганием смеси CH_4 и O_2 в среде водяного пара. Продуктом реакции окисления метана является не только водяной пар, но и CO_2 , в чем заключается основное отличие метано-кислородного цикла от водородно-кислородного. Данный цикл не требует конверсии метана при подготовке топлива и исключает связанные с этим затраты энергии. В то же время сжатие топлива и выделение кислорода из воздуха и удаление CO_2 из цикла связано с дополнительными затратами энергии [1].

Циклы с внутренним сжиганием топлива позволяют достичнуть КПД порядка 51–52 %.

В рассматриваемых энергоустановках на входе в конденсатор поступает парогазовая смесь, содержащая двуокись углерода, составляющая до 25..30% по массе от поступающей в турбину парогазовой смеси. Поскольку давление в конденсаторе ниже атмосферного, то для удаления этого газа он должен компримироваться до давления более высокого, чем атмосферное.

По мере углубления вакуума в конденсаторе мощность турбины увеличивается, но вместе с тем растут и затраты энергии на привод компрессора. Как следствие, существует оптимум по максимуму мощности электроэнергии нетто. Величина оптимального

давления в конденсаторе зависит от доли CO_2 в продуктах сгорания по массе, от температуры парогазовой смеси на выходе из турбины и т.д.

Результаты расчета для турбины мощностью 25 МВт с температурой на входе 600 °C, температурой промперегрева 1250 °C, приведены на рис. 1., из которого следует, что оптимальная величина давления в конденсаторе – 3.8 кПа, прибавка суммарной мощности при этом давлении по отношению к давлению 2.3 кПа составила 1.2% от всей мощности турбины [2].

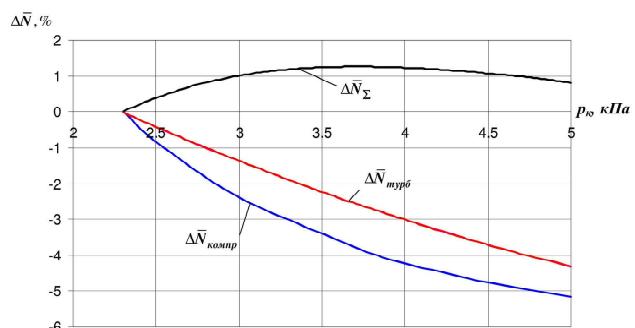


Рис. 1. Зависимость мощности турбины, компрессора CO_2 и суммарной мощности турбины и компрессора от давления в конденсаторе (в % от мощности турбины при давлении 2.3 кПа)

Несомненным достоинством установок с внутренним сжиганием топлива является упрощение утилизации CO_2 . Неконденсирующиеся газы (в основном CO_2) сжимаются до необходимого давления и растворяются в воде.

Раствор CO_2 в воде возможно закачать в скважину на глубину 300..500 метров и связать CO_2 с минералами, содержащие кальций, с образованием карбонатов.

Как отмечено в [2] на выходе из энергоустановки выделяется углекислый газ с минимальным количеством примесей, что упрощает утилизацию по сравнению с ПГУ.

Список литературы

1. WWW.CRYOGENMASH.RU Криогенные воздухоразделятельные установки. Воздухоразделятельные установки с комплексным извлечением и внутренним сжатием продуктов типа КдАдАр.
2. Газопаровая установка со сжиганием топлива в кислороде // Теплоэнергетика. 2010. № 2. с.75-77.

**ПРЯМОЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛЕТА ОБЛАКА
ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ИСПАРЕНИИ БИНАРНОГО ВЕЩЕСТВА**

Миронова М.Л.

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

Исследование импульсного испарения представляет интерес применительно к лазерной абляции вещества. Процесс лазерной абляции твердых материалов широко используется в современных технологиях, связанных с напылением пленок, обработкой поверхности, получением кластеров и т.д. [1, 2]. В результате газодинамических процессов во время разлета происходит перераспределение энергии и меняется конфигурация и состав облака, что важно учитывать при анализе экспериментальных данных. При абляции многокомпонентных материалов рассмотрение газодинамических процессов становится еще более важным, поскольку имеет место перенос энергии между компонентами. В настоящее время теория газодинамических процессов при лазерной абляции многокомпонентных веществ слабо разработана, что обуславливает актуальность соответствующих теоретических исследований.

Особое внимание в данной работе уделяется анализу времяпролетных распределений, поскольку они являются одним из основных инструментов для анализа динамики и механизмов лазерной абляции. В настоящий момент теория времяпролетных распределений фактически отсутствует. Анализ разделения компонент смеси может быть использован для расшифровки времяпролетных распределений с целью определения условий абляции.

В данной работе представлены результаты по разделению компонент бинарной смеси газов на основе численного моделирования разлета газа при импульсном испарении в вакуум.

Решается одномерная задача испарения частиц бинарного вещества с плоской поверхности с последующим разлетом в вакуум. Все частицы, вернувшиеся к поверхности испарения, конденсируются. Для решения данной задачи применяется метод прямого статистического моделирования [3]. Для описания межмолекулярных столкновений используется модель твердых сфер. Основные параметры задачи: отношение масс $M/m = 5$, концентрация компонент одинакова. Расчеты проведены для диапазона числа испаренных монослоев $\Theta = 0.01 \div 500$.

Для анализа экспериментальных данных важна не столько общая энергия, сколько энергия молекул во времяпролетном распределении. Поскольку в реальности облако расширяется во все стороны, а в одномерном случае – только вперед, то на больших временах одномерная модель дает ошибки. Поэтому для вычисления такой энергии используется следующий подход: проводится расчет до времени 10τ (τ – время испарения), далее в предположении бесстолкновительного разлета отбираются только те молекулы, которые летят в конусе 2^0 (предполагается, что именно они попадут на детектор). Данный подход был предложен и апробирован в работе [4].

Получены данные по разделению энергии для смеси газов. На рис. 1 представлено отношение энергий компонент в зависимости от числа монослоев. Видно, что увеличение числа испаренных монослоев приводит к увеличению отношения энергий как в облаке в целом, так и для частиц во времяпролетном детекторе. При этом предельное отношение энергий соответствует отношению масс компонент.

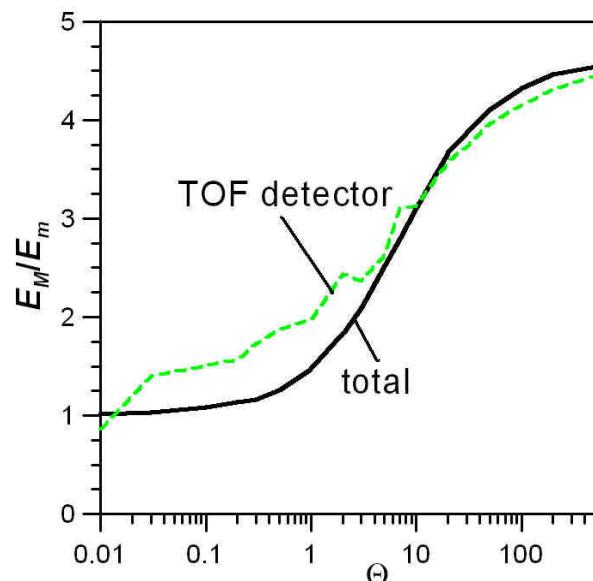


Рис. 1. Зависимость отношения энергий компонент для всех молекул в облаке (total) и для молекул во времяпролетном детекторе (TOF detector) от числа монослоев.

Полученные данные по отношению энергий могут быть использованы для анализа экспериментальных данных и определения условий абляции (количество испаренного вещества и температуры поверхности).

Список литературы:

1. Laser Processing and Chemistry / D. Bauerle. Berlin: Springer, 2011.
2. Pulsed Laser Deposition of Thin Films / D. B. Chrisey and C. K. Hubler (Eds.). New York: Wiley, 1994.
3. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows / G.A. Bird. Oxford: Clarendon Press, 1994. 458 p.
4. Morozov A.A. Analysis of time-of-flight distributions under pulsed laser ablation in vacuum based on the DSMC calculations // Appl. Phys. A. 2013. V. 111. P. 1107.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00604).

ТУРБУЛЕНТНЫЕ РЕЖИМЫ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ И ТЕПЛОВОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМКНУТОЙ КВАДРАТНОЙ ПОЛОСТИ

Мирошниченко И.В.¹, Шеремет М.А.^{1,2}

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

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

Термогравитационная конвекция как один из основных механизмов переноса энергии реализуется во многих технических системах [1]. Вследствие больших характерных размеров таких систем естественным образом возникает проблема моделирования турбулентных режимов течения и теплообмена. При этом для более детального описания влияния стенок на характеристики течения и теплоперенос необходи́мо учитывать эффект поверхностного излучения.

Целью настоящей работы является математическое моделирование нестационарных турбулентных режимов термогравитационной конвекции и теплового поверхностного излучения в замкнутой квадратной полости с изотермическими вертикальными и адиабатическими горизонтальными стенками.

Рассматривается тепловая гравитационная конвекция ньютоновской среды в замкнутой квадратной полости. Две вертикальные стенки ($x = 0$ и $x = L$) имеют постоянную температуру Th и Tc ($Th > Tc$), соответственно. Остальные стенки являются адиабатическими. При проведении вычислительных экспериментов считается, что физические свойства среды постоянны за исключением плотности, а режим течения является турбулентным. Внутри полости находится воздух, который считается теплопроводной, диатермичной жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Движение жидкости и теплоотдача принимаются плоскими, теплообмен излучением между стенками моделируется на основе приближения поверхностного излучения [2]. Внутренние поверхности стенок считаются диффузно-серыми. Относительно отраженного излучения используются два предположения: отраженное излучение является диффузным и отраженное излучение равномерно распределено по каждой поверхности замкнутой области решения.

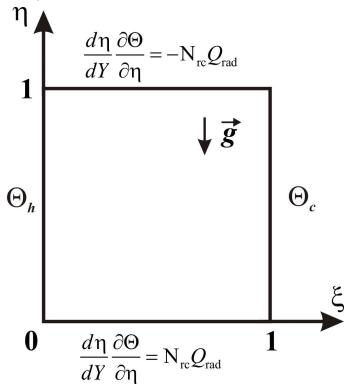


Рис. 1. Область решения задачи.

Процесс переноса тепла в рассматриваемой области (см. рис. 1) описывается системой нестационарных двумерных уравнений турбулентной естественной конвекции в безразмерных преобразованных переменных «функция тока – завихренность – темпе-

ратура» [3]. Для более детального исследования профилей температуры и скорости вблизи ограничивающих стенок была введена неравномерная разностная сетка с использованием следующего алгебраического преобразования координат:

$$\xi = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} (2X - 1) \epsilon \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \epsilon \right],$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} (2Y - 1) \epsilon \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \epsilon \right].$$

В результате транспортные уравнения в безразмерных переменных «функция тока – завихренность» с учетом отмеченного выше преобразования координат приняли вид:

$$\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + \left(\frac{d \xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \left(\frac{d \eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} = -\Omega, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \left(U - \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} \right) \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} + \left(V - \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} \right) \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} = \\ = \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + v_t \right) \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial \Omega}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + v_t \right) \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial \Omega}{\partial \eta} \right] + \left(\frac{d^2 \xi}{dX^2} \frac{\partial v_t}{\partial \xi} + \right. \\ \left. + \left(\frac{d \xi}{dX} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi^2} - \frac{d^2 \eta}{dY^2} \frac{\partial v_t}{\partial \eta} - \left(\frac{d \eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \eta^2} \right) \times \end{aligned} \quad (2)$$

$$\times \left(\Omega + 2 \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) + 4 \frac{d \xi}{dX} \left(\frac{d \eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial \xi \partial Y} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi},$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} + V \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} =$$

$$\begin{aligned} = \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\operatorname{Ra} \operatorname{Pr}}} + \frac{v_t}{\operatorname{Pr}_t} \right) \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{\operatorname{Ra} \operatorname{Pr}}} + \frac{v_t}{\operatorname{Pr}_t} \right) \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В качестве модели турбулентности рассматривалась стандартная k - ϵ модель [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial K}{\partial t} + U \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} + V \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} = \\ = \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d \xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right] + \\ + \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{\operatorname{Pr}}{\operatorname{Ra}}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d \eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial \eta} \right] + \bar{P}_k + \bar{G}_k - E, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial E}{\partial \tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} = \\
& = \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\sqrt{\frac{Pr}{Ra}} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial \xi} \right] + \\
& + \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\left(\sqrt{\frac{Pr}{Ra}} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial \eta} \right] + \\
& + \left[c_{1e} (\bar{P}_k + c_{3e} \bar{G}_k) - c_{2e} E \right] \frac{E}{K}.
\end{aligned} \tag{5}$$

На основе обобщенной гипотезы Буссинеска имеем

$$\begin{aligned}
\bar{P}_k = v_t \left[2 \left(\frac{d\xi}{dX} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right)^2 + 2 \left(\frac{d\eta}{dY} \frac{\partial V}{\partial \eta} \right)^2 + \right. \\
\left. + \left(\frac{d\eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial \eta} + \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial V}{\partial \xi} \right)^2 \right]
\end{aligned}$$

При этом на основе гипотезы градиентной диффузии

$\bar{G}_k = -\frac{v_t}{Pr} \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta}$. Тurbулентная вязкость вычисляется по формуле Колмогорова – Прандтля $v_t = c_\mu K^2/E$.

Параметры стандартной k - ϵ модели турбулентности: $\tilde{n}_\mu = 0.09$, $\tilde{n}_{1e} = 1.44$, $\tilde{n}_{2e} = 1.92$, $\tilde{n}_{3e} = 0.8$, $Pr = 1.0$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$.

Начальные и граничные условия для сформулированной задачи (1)–(5) имеют вид:

Начальное условие:

$$\Psi(\xi, \eta, 0) = \Omega(\xi, \eta, 0) = \Theta(\xi, \eta, 0) = 0$$

$$K(\xi, \eta, 0) = E(\xi, \eta, 0) = 0$$

Границные условия:

- на границе $\eta = 0$:

$$\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = 0, \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = N_{\text{rad}} Q_{\text{rad}};$$

- на границе $\eta = 1$:

$$\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} = 0, \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = -N_{\text{rad}} Q_{\text{rad}};$$

- на границе $\xi = 0$: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = 0, \Theta_h = 0.5$;

- на границе $\xi = 1$: $\Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = 0, \Theta_c = -0.5$;

для турбулентных характеристик K и E на стенах выполняются следующие условия [3]:

$K = 0, \frac{\partial E}{\partial \eta} = 0$. Здесь $N_{\text{rad}} = \sigma T_h^4 L / [\lambda (T_h - T_{\text{a}})]$ – радиационно-кондуктивный параметр; σ – постоянная Стефана–Больцмана; λ – коэффициент теплопроводности воздуха.

Дифференциальные уравнения (1)–(5) с соответствующими начальными и граничными условиями решены методом конечных разностей [3, 4] на равномерной сетке (ξ, η) 150×150 . Для аппроксимации конвективных слагаемых в эволюционных уравнениях применялась монотонная схема А.А. Самарского второго порядка, позволяющая учесть знак скорости, для диффузионных слагаемых – центральные разно-

сти. Значения завихренности на поверхностях стенок определялись по формулам второго порядка точности. Уравнения параболического типа (2)–(5) решались с использованием локально одномерной схемы А.А. Самарского. Полученная таким образом система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) с трехдиагональной матрицей разрешалась методом прогонки. Для дискретизации уравнения Пуассона (1) применялся пятиточечный шаблон “крест” на основе формул симметричной аппроксимации вторых и первых производных. При этом полученная СЛАУ разрешалась методом последовательной верхней релаксации. Оптимальное значение параметра релаксации подбиралось на основе вычислительных экспериментов.

Для определения безразмерной плотности радиационного потока Q_{rad} применялся метод решения с использованием плотности потока эффективного излучения [2, 4], который основан на реализации следующих двух разностных уравнений с использованием метода последовательной верхней релаксации:

$$Q_{\text{rad},k} = R_k - \sum_{i=1}^N F_{k-i} R_i, \tag{6}$$

$$R_k = (1 - \epsilon_k) \sum_{i=1}^N F_{k-i} R_i + \epsilon_k (1 - \gamma)^4 \left(\Theta_k + 0.5 \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} \right)^4. \tag{7}$$

Для вычисления угловых коэффициентов F_{k-i} применялся метод Хоттеля [2].

Разработанный метод решения был протестирован на ряде модельных задач свободноконвективного теплопереноса [4, 5].

В результате проведенных исследований в широком диапазоне изменения определяющих параметров ($Ra = 10^7, N_{\text{rc}} = 361.85; Ra = 10^8, N_{\text{rc}} = 778.77; Ra = 10^9, N_{\text{rc}} = 1677.69; Pr = 0.7; \xi = 0.97; 0 \leq \epsilon < 1$) установлены распределения изолиний функции тока, температуры, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации. Показано, что учет поверхностного излучения приводит к формированию вторичного ядра турбулентной вязкости в угловых зонах полости. Установлены корреляционные соотношения в стационарном режиме для полного интегрального числа Нуссельта в зависимости от числа Рэлея и приведенной степени черноты ограждающих стенок.

Список литературы:

1. Jaluria Y. Design and Optimization of Thermal Systems. New York: McGraw-Hill, 1998. 626 p.
2. Siegel R., Howell J.R. Thermal radiation heat transfer. London: Taylor & Francis, 2002. 868 p.
3. Шеремет М.А. Математическое моделирование турбулентных режимов сопряженной термогравитационной конвекции в замкнутой области с локальным источником тепла// Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, №1. С. 117–131.
4. 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.
5. Atrofo F., Karayannidis T.G. Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. Pp. 3551–3572.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской фонда фундаментальных исследований (№ 14-08-31137 мол_a).

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ДЛИНЫ КРИСТАЛЛА НА ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В РЕЖИМЕ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО

Митин К.А.^{1,2}, Клещенок М.С.¹, Григорьева А.М.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

Структурное совершенство монокристаллов получаемых методом Чохральского в значительной мере зависит от наличия плоского фронта кристаллизации, постоянной скорости роста, отсутствия резких изменений диаметра кристалла, максимальной симметрии теплового поля и минимальных градиентов температуры вблизи фронта кристаллизации. В силу слабой изученности сопряженных процессов теплообмена между кристаллом, расплавом и окружающей средой, управление тепловыми условиями роста кристалла является достаточно сложной задачей. Комплексом нерешенных проблем тепло-массообмена в значительной мере определены трудности создания оптимизированной, хорошо управляемой и автоматизированной технологии выращивания монокристаллов.

Для понимания общих закономерностей зависимости полей температуры и термических напряжений задачу можно решать в рамках частичного моделирования. Результаты таких исследований необходимы для оценок пространственной зависимости электротехнических характеристик кристалла от условий роста и тепловой истории кристалла. Радиационно-конвективная теплоотдача от кристалла в окружающую среду ростовой камеры в процессе роста влияет на поля температуры внутри кристалла и в режиме сопряженного теплообмена не только корректирует кривизну фронта кристаллизации, но и определяет объемное распределение собственных точечных дефектов [1].

Численно, в идеализированной осесимметричной постановке, при различных теплопроводностях и относительных длинах кристалла была исследована радиационно-конвективная теплоотдача от кристалла в окружающую среду ростовой камеры. Расчеты проведены методом конечных элементов [2]. Радиационные потоки вычислялись с помощью зонального метода [3]. При поиске полей термических напряжений решалась квазистационарная задача термоупругости, используя концепцию термоупругого потенциала перемещений [4].

В качестве расчетной области взята верхняя часть ростовой камеры, состоящей из монокристалла, штока, стенок ростовой камеры и экрана отделяющего поверхность расплава от ростовой камеры. На всех жестких поверхностях системы заданы условия прилипания и непротекания. На образующих кристалла, затравки и штока задано условие идеального контакта, т.е. неразрывность поля температуры и равенство тепловых потоков в твердом теле и газе. Поверхность экрана, отделяющего расплав и ростовую камеру, адиабатическая. Стенки корпуса ростовой камеры изотермические и поддерживаются при минимальной

в системе температуре. На фронте кристаллизации задана максимальная температура в системе.

Задача решалась в безразмерном виде, в качестве масштабов геометрических размеров радиус кристалла – R . Для скорости использован масштаб v/R , где v – кинематическая вязкость жидкости. За масштаб температуры взят ΔT – перепад температур между фронтом кристаллизации и стенками ростовой камеры. Масштабом для радиационных потоков является $R^2/\lambda_{\text{gas}}\Delta T$ – отношение квадрата радиуса кристалла к произведению теплопроводности газа, заполняющего ростовую камеру, и перепада температуры.

При моделировании термогравитационной конвекции использована безразмерная система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, записанная в переменных температура, вихрь скорости и функция тока:

$$\begin{cases} -\frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \\ -\left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} + \frac{\omega}{r^2} - u \frac{\omega}{r} = \text{Gr} \frac{\partial T}{\partial r} \\ -\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + \frac{\psi}{r^2} = -\omega \quad u = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r \cdot \psi)}{\partial r} \end{cases}$$

где T , ω и ψ это соответственно температура, вихрь и функция тока, u и v это радиальная и осевая компоненты скорости соответственно. Число Грасгофа $\text{Gr} = (\beta g/v^2) \times \Delta T \times R^3$, по определению является отношением сил плавучести (силы Архимеда) к силам вязкого трения, а при заданной геометрии и параметрах газа может трактоваться как безразмерный перепад температуры. Число Прандтля $\text{Pr} = v/\alpha$, v – кинематическая вязкость, $\alpha = \lambda/\rho CP$ – коэффициент температуропроводности, λ – коэффициент теплопроводности, g – ускорение силы тяжести, β – коэффициент объемного расширения газа, ρ – плотность, CP – теплоемкость при постоянном давлении.

Расчет радиационных потоков проводился зональным методом [4] при следующих предположениях: расчетная область ограничена замкнутой системой поверхностей; все поверхности системы – серые, диффузно-излучающие и диффузно-отражающие; поверхности разбиты на зоны, в пределах которых радиационные свойства и температура могут считаться постоянными; среда, заполняющая ростовую камеру – диатермична.

При поиске полей термических напряжений решалась квазистационарная задача термоупругости, используя концепцию термоупругого потенциала перемещений [4]. Значения термоупругого потенциала

ла перемещений может быть найдено из решения следующего уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha \cdot T,$$

где F – термоупругий потенциал перемещения, μ – коэффициент Пуассона, α – коэффициент линейного расширения. Поле термических напряжений по распределению термоупругого потенциала перемещений, используя следующее соотношение:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\mu} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial i \partial j} - \Delta F \cdot \delta_{ij} \right),$$

где σ – величина термических напряжений, E – модуль Юнга, Δ – лапласиан, δ_{ij} – символ Кронекера:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = j \\ 0 & \text{при } i \neq j \end{cases} \quad (i, j = r, z, \phi).$$

Эквивалентное напряжение по Мизесу определяется по следующему соотношению [6]:

$$\sigma_i = \sqrt{\frac{(\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{\phi\phi})^2 + 6(\sigma_{rz}^2 + \sigma_{r\phi}^2 + \sigma_{z\phi}^2)}{2}}.$$

Численное моделирование проводилось методом конечных элементов на неравномерной сетке 100x500, состоящей из треугольников с заданными на них линейными функциями. Вычисления проводились при следующих физических параметрах: радиус кристалла $R = 0,05$ [м]; теплопроводность газа $\lambda_{\text{gas}} = 5,83 \cdot 10^{-2}$ [Вт/м·К]; температуропроводность газа $\alpha = 3,74 \cdot 10^{-4}$ [м²/с]; коэффициент объемного расширения газа $\beta = 6,4 \cdot 10^{-4}$ [1/К]; кинематическая вязкость газа $\nu = 2,54 \cdot 10^{-4}$ [м²/с]; степень черноты всех поверхностей системы – 0,5. Свойства для газов взяты при температуре 1600 К [6]. Коэффициент Пуассона $\mu = 0,25$, коэффициент линейного расширения $\alpha = 5,2 \cdot 10^{-6}$ [К⁻¹], модуль Юнга $E = 1,59 \cdot 10^{11}$ [Па]. Теплопроводность низкотеплопроводного кристалла $\lambda_L = 151,58 \cdot 10^{-2}$ [Вт/м·К] и высокотеплопроводного кристалла $\lambda_H = 26$ [Вт/м·К].

Проведены расчеты в режиме радиационно-конвективной теплоотдачи от кристалла при числе Прандтля $Pr = 0,68$ числе Грасгофа $Gr = 16000$, которое соответствует перепаду температуры $\Delta T = 1330$ К, в диапазоне длин кристаллов от 1 до 8 при высокой и низкой теплопроводности кристалла. Рассчитаны поля термических напряжений.

Значительное влияние на поля температуры и термических напряжений оказывает теплопроводность кристалла. В зависимости от нее изменяются закономерности теплообмена с ростом длины кристалла. При высокой теплопроводности кристалла определяющую роль играет кондуктивный механизм теплообмена. С ростом длины стабильно растут осевые градиенты температуры в основании кристалла. Для низкотеплопроводных кристаллов возрастает относительная роль конвективного и радиационного механизма теплообмена. Начиная с некоторой длины кристалла, за счет практически неизменной пространственной формы конвективных течений у основания кристалла, осевые градиенты температуры у

основания кристалла практически не меняются с ростом длины кристалла.

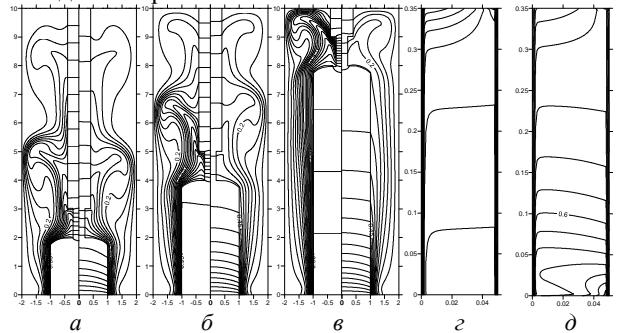


Рис. 1. Изотермы для кристалла высокой (слева) и низкой (справа) теплопроводности при относительной длине кристалла: а) $H/R = 2$; б) 4; в) 8. Изолинии поля эквивалентных напряжений по Мизесу в кристалле при длине $H/R = 8$ при высокой (г) и низкой (д) теплопроводности (горизонтальные размеры увеличены в два раза).

При высокой теплопроводности кристалл прогревается заметно равномерней по сравнению с кристаллами низкой теплопроводности (Рис. 1). Соответственно термические напряжения так же распределяются равномернее. Вне зависимости от теплопроводности и при любых длинах кристаллов наибольшие термические напряжения наблюдаются в основании кристалла и зоне сочленения кристалла и затравки. По мере увеличения длины кристалла появляются зоны, в которых распределение термических напряжений начинают приближаться к линейному виду.

Полученные результаты позволяют на качественном и количественном уровне увидеть основные тенденции перестройки взаимосвязанных полей температуры в газе и в составном твердом теле “кристалл – затравка – шток”, определить тенденции в изменениях полей градиента температуры и эквивалентных термических напряжениях по Мизесу при изменении теплопроводности и длины кристалла.

Список литературы:

1. Простомолов А.И., Мильвидский М. Г. Моделирование тепловых процессов и дефектообразования при выращивании и термообработке бездислокационных монокристаллов и пластин кремния // Изв. Вузов. Материалы электрон. техники. 2008. №3. С. 49-53.
2. 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.
3. Спэрроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. – Л.: "Энергия", 1971. – 294 с.
4. Мелан Э., Паркус Г. Термоупругие напряжения, вызываемые стационарными температурными полями. – М.: Физматгиз, 1958. – 167 с.
5. Феодосьев В.И. Сопротивление материалов. – М.:Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999. – 592 с.
6. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

Выражаем благодарность научному руководителю Бердникову В.С. за постановку задачи и обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант 12-08-00487).

СОПРЯЖЕННАЯ ТЕПЛООТДАЧА ОТ У-ОБРАЗНОЙ КРЕМНИЕВОЙ ОСНОВЫ В МЕТОДЕ СИМЕНСА В РЕЖИМЕ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Митина А.В.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

При производстве поликристаллического кремния во всем мире в основном используется метод Сименса. На начальном этапе происходит перевод технического кремния в летучие силаны (моносилан, хлорсиланы, фторсиланы и др.) с последующей ректификационной очисткой. Затем проводится водородное восстановление полученного силана на поверхности разогреваемой электрическим током кремниевой основе. Чаще всего в качестве основы используют U-образные стержни-основы из прутков квадратного сечения получаемых путем продольного разрезания стержней моно- и поликремния [1-2].

В настоящее время количество U-образных стержней-основ в промышленных реакторах достигает 24-36 единиц. Разрабатываются современные отечественные реакторы, в которых стержни основы подвешиваются на верхнюю крышку ростовой камеры. Одной из самых важных проблем, при получении поликристаллов кремния, является определение оптимальных условий ведения технологического процесса. Оптимизация тепловых условий процесса сводится к необходимости обеспечить высокую степень изотермичности разогреваемого электрическим током кремниевого стержня.

На разогретом до высокой температуры вертикальном стержне при малых скоростях продувки газа через реактор развивается свободно-конвективный пограничный слой [3]. Теплообмен происходит в режимах смешанной или вынужденной конвекции. Полного подавления влияния сил плавучести в данной технологии добиться практически невозможно.

Для геометрий, характерных для реакторов водородного восстановления, исследования конвективного теплообмена имеют или предварительный характер [2,4], или для них характерен крайне упрощенный подход [4]. Задачи теплообмена разогреваемых электрическим током тел до настоящего времени практически не исследованы. В предшествующих работах [5-8] решены задачи по определению полей температуры в проволоках и цилиндрических бесконечных телах или в тонких оболочках, характерных для авиационной и ракетной техники [8].

Отсюда следует постановка задачи в данной работе. В качестве первого шага рассмотрена задача сопряженного конвективного теплообмена U-образного стержня с квадратным поперечным сечением. Один U-образный стержень находится в прямоугольном контейнере с холодными изотермическими стенками. На поверхности стержня выбрана точка, в которой с помощью подбора напряжения электрического тока поддерживается постоянная температура.

Расчетная область (рис. 1) состоит из U-образного стержня – 1 и ростовой камеры, заполненной газом, – 2. Граница 3 – торцы кристалла. Граница 4 – слой

диэлектрика между кристаллом и стенками ростовой камеры. Граница 5 – стенки-образующие U-образного стержня различного пространственного расположения. Граница 6 – изотермические холодные стенки ростовой камеры. 7 – точка, в которой поддерживается постоянная в системе температура, она находится на грани zу, ее безразмерные координаты фиксированные: z=2,0 и y=0,6.

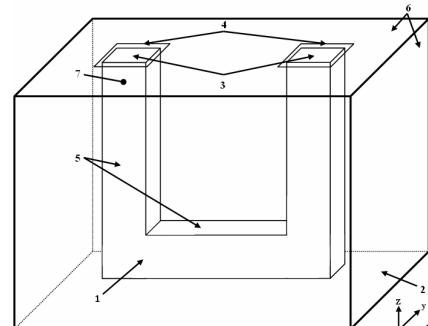


Рис. 1. Схема расчетной области

Процесс сопряженного конвективного теплообмена газа описывается безразмерной системой уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, записанной в переменных температура, векторного потенциала поля скорости и вихря с учетом внутренних источников тепла в твердом теле:

$$\begin{cases} \bar{V} \cdot \nabla T = \frac{1}{Pr} \Delta T + \frac{R^2}{Pr \cdot (T_{max} - T_{min}) \lambda_{cr}} \frac{Q}{R} \\ -\nabla \times [\bar{V} \times \bar{\omega}] = \nabla \times [\nabla \times \bar{\omega}] + Gr [\nabla \times (T \cdot \bar{g})] \\ -\Delta \psi_x = \omega_x \quad -\Delta \psi_y = \omega_y \quad -\Delta \psi_z = \omega_z \\ \bar{V} = \nabla \times \bar{\psi} \quad -\frac{\sigma}{R^2} \Delta F = 0 \end{cases}$$

Здесь F – размерный потенциал электрического поля в кристалле, T – безразмерная температура, ω – безразмерный вихрь, ψ – безразмерный потенциал векторного поля, x , y и z – пространственные координаты, $R(T)$ – сопротивление кремния, зависящее от температуры. Соотношение $Q=U^2/R(T)$ определяет объемную плотность выделяемого тепла при пропускании постоянного электрического тока, где U – локальное падение напряжения.

В безразмерных уравнениях $Gr = (\beta g/v^2) \times \Delta T \times R_K^3$ – число Грасгофа, по определению является отношением сил плавучести (силы Архимеда) к силам вязкого трения, а при заданной геометрии и параметрах газа может трактоваться как безразмерный перепад температуры. Число Прандтля $Pr = v/a$, $a = 3,74 \cdot 10^{-4}$ [м²/с] – коэффициент температуропроводности, $v = 2,54 \cdot 10^{-4}$ [м²/с] – кинематическая вязкость газа (аргон), $g = 9,8$ [м/с²] – ускорение силы тяжести, $\beta = 6,4 \cdot 10^{-4}$ [1/К] – коэффициент объемного расширения

газа. При приведении уравнений к безразмерному виду в качестве геометрического масштаба использовано $L = 0,1$ [м] – расстояние между центрами вертикальных стержней U -образного тела. За масштаб температуры взят $\Delta T = 70$ [К] – перепад температуры между контрольной точкой и стенками корпуса. Масштабом поля скорости выбрано v/L – отношение кинематической вязкости к геометрическому масштабу. Теплопроводность кремния $\lambda_s = 26$ [Вт/(м·К)], теплопроводность аргона $\lambda_g = 58,3 \cdot 10^{-3}$ [Вт/(м·К)]. Таким образом, при проведении расчетов число Прандтля $Pr = 0,68$ и число Грасгофа $Gr = 6800$.

На всех жестких поверхностях системы заданы условия непротекания и прилипания. Торцы U -образного тела и область диэлектрика теплоизолированы. На границах раздела «кристалл-газ» задано условие идеального теплового контакта.

Методом конечных элементов [9] решалась задача на установление. При решении использовалась равномерная кубическая конечнодействующая сетка с квадратичными базисными функциями. Значение вихря на твердых стенках вычислялось из значений компонент скорости с прошлой итерации. Размерность сетки составляла $89 \times 49 \times 89$ узлов.

При теплоотдаче от разогретого U -образного тела в режиме термогравитационной конвекции пространственная форма конвективных течений и пограничного слоя имеет сложный трехмерный вид. Важным моментом, определяющим локальные особенности конвективного течения и теплоотдачи у нижних торцов вертикальных стержней, является наличие горизонтальной перемычки.

В зазорах между внешними стенками U -образного стержня и холодными стенками корпуса устанавливается общее циркуляционное течение: восходящие потоки у боковых граней стержня и нисходящие потоки у стенок корпуса. В зазоре между нижней гранью перемычки формируется восходящее течение. В центральной части U -образного тела образуется восходящее течение, имеющее форму плоской струи практически по всей высоте слоя. Между дном камеры и перемычкой U -образного тела формируется слабый восходящий поток. Интересной особенностью восходящего потока, заключенного между кремниевой затравкой и стенками корпуса, является то, что с определенной высоты течение становится закрученным (Рис. 2).

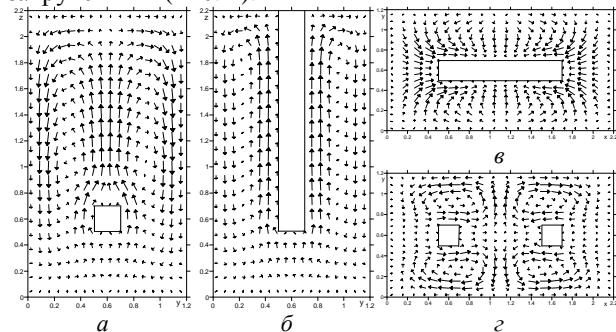


Рис. 2. Поле скорости в сечениях: а) $x=1,1$; б) $x=0,6$; в) $z=0,6$; г) $z=1,45$.

Поле температуры внутри U -образного стержня неоднородно. Слабый поток холодного газа из при-

донной области незначительно увеличивает эффективность охлаждения нижней части U -образного тела. Однако за счет выделения тепла внутри перемычки нижняя часть U -образного тела оказывается перегретой относительно верхней части, где находится контрольная точка. Внутренние грани U -образного тела разогреваются несколько сильней, чем внешние грани. Это объясняется тем, что они подогреваются за счет восходящей струи разогретого на перемычке газа. На внешних гранях стержня, обращенных к торцевым стенкам корпуса, и на гранях, обращенных к лобовой и задней стенкам корпуса, за счет набегания холодных потоков газа увеличиваются градиенты температуры. Максимальные градиенты температур наиболее неоднородны и смешены к торцам перемычки (Рис. 3).

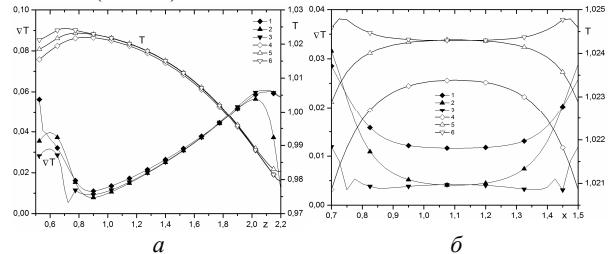


Рис. 3. Профили температуры и градиента температуры соответственно в сечениях $y=0,6$: а) 1, 4 – $x=0,5$; 2, 5 – $0,6$; 3, 6 – $0,7$, б) 1, 4 – $z=0,5$; 2, 5 – $0,6$; 3, 6 – $0,7$.

Результаты исследований представляют интерес для отработки начального этапа получения поликристаллических стержней кремния в реакторах водородного восстановления силана на разогретых за счет пропускания электрического тока стандартных стержнях-основах квадратного сечения.

Список литературы:

- Фалькевич Э.С., Пульнер Э.О. Технология полупроводникового кремния//Металлургия, 1992. – 408 с.
- Елютин А.В., Попов В.П., Иванов Л.С. Тепло- и массообмен в реакторах для получения полупроводникового кремния// Высокочистые вещества. – М, 1996. – № 1. – С. 92-101.
- Бердников В.С., Дятлов А.В., Семенов В.И. Термогравитационная конвекция у вертикальных поверхностей теплообмена при переходных режимах течения// Сб. трудов Теплообмен и трение в однофазных потоках. – Новосибирск, 1988. – С. 5-26.
- Бровин Д.С., Ловцюс А.А., Колгатин С.Н. Одномерный подход к моделированию Siemens-процесса// Материалы электронной техники. – Новосибирск, 1996. – № 4. – С. 6-10.
- Калашников С.Г. Электричество/ М.: Наука, 1970. – 668 с.
- Карслу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел/ М.: Наука, 1964. – 488 с.
- Пехович А.И., Жидких В.М. Расчеты теплового режима твердых тел/Ленинград: Энергия, 1968. – 304 с.
- Лыков А.В. Тепломассообмен/ Изд. 2-е, перераб. и доп.. – М. : Энергия, 1978. – 480 с.
- Соловейчик Ю.Г., Рояк М.Э., Персова М.Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач: Изд-во НГТУ, 2007. – 896 с.

Выражаем благодарность научному руководителю Бердникову В.С. за постановку задачи и обсуждение результатов. Работа была поддержанна СО РАН (проект III.18.2.5. Гос. Рег. 01201350443) и РФФИ (грант 12-08-00487а).

**КОНВЕКТИВНАЯ ТЕПЛООТДАЧА ОТ НИЗКОТЕПЛОПРОВОДЯЩЕЙ СТЕНКИ
В ЛАМИНАРНОМ РЕЖИМЕ И В РЕЖИМЕ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА**

Митин К.А.^{1,2}, Митина А.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

Каноническим объектом в исследовании устойчивости течений и ламинарно-турбулентного перехода при термогравитационной конвекции является течение в вертикальном слое жидкости, заключенном между параллельными стенками, нагретыми до разных температур. Обладая более богатым, по сравнению и изотермическими течениями, спектром возмущений, свободноконвективные течения обнаруживают разнообразие механизмов неустойчивости [1-2]. Наличие различных по своей физической природе механизмов развития возмущения делает эти течения чувствительными к воздействию всякого рода внешних и внутренних факторов.

В цикле работ, выполненных в ИТ СО РАН, исследовалась устойчивость и структура течений в ламинарных и развитых турбулентных режимах. Важнейшие результаты этих исследований обобщены в работе [2]. Дальнейшие экспериментальные исследования были направлены на изучение процессов ламинарно-турбулентного перехода в свободноконвективных пограничных слоях [3-4]. Эксперименты выполнялись на рабочих участках с вертикальными стенками высокой теплопроводности и с прозрачными вертикальными стенками низкой теплопроводности. Прозрачные стенки позволяли наблюдать развитие пограничного слоя и проводить измерения полей скорости и температуры в качественно различных областях пограничного слоя.

Изучение механизмов неустойчивости и характеристик вторичных течений интересно для научно-технических приложений, так как смена режимов течения сопровождается сменой закономерностей тепло- и массообмена [2-4]. Знание границ перехода и основных закономерностей интегральных и локальных процессов тепло- и массообмена в прослойках жидкости и газа необходимо в строительной теплофизике. Приложение в технологической гидромеханике — это сопряжённый конвективный теплообмен на образующих монокристаллов и тепло- и массообмен расплавов у стенок тиглей. Режимы работы энергетического оборудования, в частности, аварийного свободноконвективного охлаждения активной зоны реакторов на атомных электростанциях происходят в условиях интенсивной термогравитационной конвекции. Знание общих закономерностей конвективного теплообмена необходимо и для достоверного прогноза термодинамического состояния авиационного и ракетного топлива при решении проблем надёжности работы топливных систем и двигателей [5].

Экспериментальные исследования с прозрачными вертикальными низкотеплопроводными стенками приводят к необходимости учитывать сопряженный теплообмен между вертикальными стенками с низкой теплопроводностью и слоем жидкости, заключенным

между ними. Экспериментально определить поле температуры внутри прозрачных стенок и исследовать влияние локального сопряженного теплообмена на локальную структуру течения невозможно. Поэтому проведены численные исследования в сопряженной постановке задачи при геометрии расчетной области, совпадающей с геометрией рабочего участка стенда «Вертикальный плоский слой» [3].

Расчетная область состоит из слоя жидкости, заключенного между двумя вертикальными оргстеклянными стенками, нагретыми до разных температур на внешних поверхностях. Внешние границы стенок изотермические, в эксперименте за счет прокачки термостатированной воды. На рабочих границах вертикальных стенок заданы условия идеального теплового контакта, т.е. неразрывность поля температуры и равенство тепловых потоков в стенке и в жидкости. Горизонтальные границы вертикального слоя жидкости считаются адиабатическими. На всех жестких границах все три компоненты скорости равны нулю.

Задача решалась в безразмерном виде, в качестве масштабов геометрических размеров выбрана толщина слоя — L . Для скорости использован масштаб v/L , где v — кинематическая вязкость жидкости. Масштаб температуры — $\Delta T = T_{max} - T_{min}$, где T_{max} и T_{min} — температуры на внешних сторонах горячей и холодной стенок, соответственно.

Кондуктивный теплообмен в вертикальных стенах описывается уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \alpha_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = 0, \text{ где } \alpha_s \text{ - коэффициент тем-}$$

пературопроводности материала вертикальных стенок, u и x — горизонтальная и вертикальная пространственные координаты.

Конвективный теплообмен в жидкости описывается безразмерной системой уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, записанной в терминах температура, вихрь и функция тока:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_z \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + V_x \frac{\partial \omega}{\partial x} + V_z \frac{\partial \omega}{\partial y} &= \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) + Gr \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= -\omega, \quad V_y = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad V_x = -\frac{\partial \psi}{\partial y}. \end{aligned}$$

Здесь $Gr = g \cdot \beta \cdot L^3 (T_{max} - T_{min}) \cdot v^{-2}$ — число Грасгофа, где g — ускорение свободного падения, β — коэффициент объемного расширения жидкости, $Pr = v/\alpha$ — число Прандтля, α — коэффициент температуропроводности, T — безразмерная температура, ω — безразмерный вихрь, ψ — безразмерная функция тока, V_x

и V_y вертикальная и горизонтальная компоненты вектора скорости.

При расчете чисел Грасгофа, Прандтля и других параметров были использованы фиксированные значения теплофизических свойств 96% этилового спирта при 293 К [5]: коэффициент динамической вязкости $\mu = 1,198 \cdot 10^{-3}$ кг·м·с; коэффициент объемного расширения $\beta = 1,05 \cdot 10^{-3}$ 1/К; коэффициент кинематической вязкости $\nu = 1,483 \cdot 10^{-6}$ м²/с; коэффициент теплопроводности $\lambda_F = 0,179$ Вт/м·К; коэффициент температуропроводности $\alpha = 9,218 \cdot 10^{-8}$ м²/с. Коэффициент теплопроводности материала стенок – оргстекла $\lambda_S = 0,147$ Вт/м·К. Для определения значений чисел Gr и относительных размеров слоя жидкости L/H использован масштаб – толщина слоя жидкости $L = 60$ мм. Численное моделирование осуществлялось методом конечных элементов [6]. Использовалась неравномерная прямоугольная конечноэлементная сетка с квадратичными базисными функциями. При вычислении значений вихря и скорости использовался метод согласованных результантов [6], позволяющий с высокой точностью получать значения частных производных произвольного конечноэлементного решения. Размерность сетки составляла в ламинарном режиме 10^5 , а в нестационарных режимах течения $2,5 \cdot 10^6$ узлов.

При малых перепадах температуры между вертикальными стенками, ограничивающими слой жидкости, пространственная форма течения состоит из подъемного и опускного потока на горячей и холодной стенке соответственно, а так же поворотных течений в нижней и верхней торцевой зоне. В центральной по высоте слоя части течения почти плоскопараллельное. В нижней торцевой зоне поток охлажденной жидкости разворачивается и натекает на нижнюю часть горячей стенки. За счет более эффективного охлаждения нижней части внутри стенки появляется продольный градиент температуры. Таким образом, перенос тепла вдоль по слою начинает осуществляться не только за счет конвективного механизма, но и за счет кондуктивных потоков тепла внутри стенки (рис. 1а-1в).

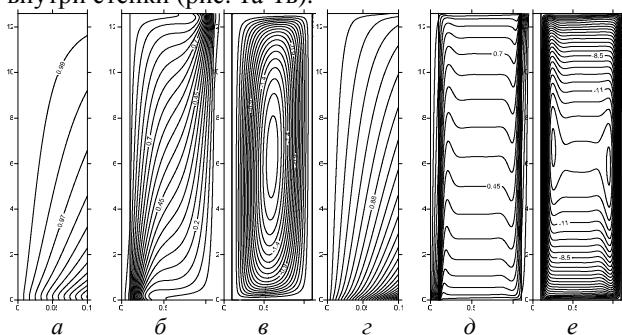


Рис. 1. Поле изотерм внутри горячей стенки (а, г), во всей области (б, д) и изолинии функции тока (в, е) при: а-в) $Gr = 10^3$; г-д) 10^6 . По горизонтали размер увеличен в 4,5 раз.

С увеличением числа Грасгофа растет интенсивность конвективных потоков и происходит переход к режиму пограничного слоя. Пограничные слои на горячей и холодной стенке развиваются в значительной мере автономно, появляются инверсионные течения. Растет эффективность охлаждения нижней части стенки. Усиливается неоднородность распределения температуры в стенке. Значительно увеличива-

ется перепад средней температуры между внешней и рабочей поверхностями стенки (рис. 1в-1е).

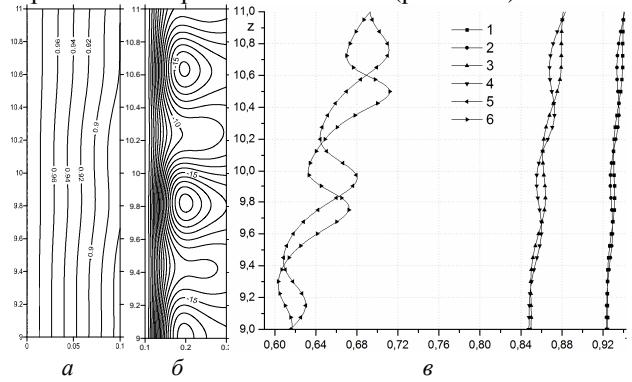


Рис. 2. Изотермы (а), изолинии функции тока (б) в момент времени $t = 18,85$ сек. и профили безразмерной температуры (в) в сечениях: 1, 2 - $y = 0,05$; 3, 4 - $y = 0,1$; 5, 6 - $y = 0,15$, в моменты времени $18,85$ сек и $24,65$ сек, соответственно при $Gr = 6 \cdot 10^6$.

С дальнейшим ростом перепада температуры конвективные пограничные слои теряют устойчивость. Из нарастающих возмущений формируются вторичные вихри (рис. 2). Все вихри в пограничном слое на горячей стенке вращаются по часовой стрелке, т.е. жидкость в верхней части вихрей уходит от стенки, а в кормовой части вихрей на стенку натекает холодная жидкость из холодного ядра слоя. На переднем фронте всплывающих вихрей происходит накопление нагретой жидкости. В результате вдоль поверхности стенки начинает бежать тепловая волна (рис 2а, 2в). По данным, приведенным на рисунке 2в можно судить о глубине проникновения тепловой волны и изменения фазы волны в жидкости, на поверхности стенки и внутри стенки.

Список литературы:

- Гершунин Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука. 1972. 392 с.
- 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.
- Бердников В.С., Гришков В.А. Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-каспиллярной конвекции // Сб. тр. Всерос. конференции по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17-19 июня 2008, Новосибирск, 2009, с.124-131.
- Бердников В.С. Ламинарно-турбулентный переход в классических задачах свободной конвекции и в моделях технологических процессов роста кристаллов // Устойчивость и турбулентность течений гомогенных и гетерогенных жидкостей. Новосибирск. 2008. С.5-10.
- Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. 720 с.
- 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.

Выражаем благодарность научному руководителю Бердникову В.С. за постановку задачи и обсуждение результатов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 09-08-00487а).

СТРУКТУРА ПОТОКА В СЛЕДЕ ЗА ШЕРОХОВАТЫМ ЦИЛИНДРОМ

Михаэлис М.В.

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

Основной задачей работы было экспериментальное изучение следа за цилиндром, расположенным в свободном потоке. При дозвуковом обтекании моделей крыльев в аэродинамических трубах возможны различные виды течения в пограничном слое, характеризующиеся появлением того или иного варианта отрыва потока, в зависимости от угла атаки крыла.

Известно, что область отрыва обладает восприимчивостью к условиям обтекания, т.е. при изменении уровня фоновых возмущений происходят изменения в ее внутренней конфигурации [1]. При этом меняются величины пульсаций скорости, давление и распределения поля скоростей над обтекаемой поверхностью. Реакция отрыва на разнообразные методы воздействия зависит от формы тела, чисел Маха и Рейнольдса, состояния отрывающегося течения и спектра внешних возмущений [1]. В ходе многолетнего изучения отрывных течений некоторые методы воздействия были доведены до практического использования, другие находятся в стадии разработки.

Известны эксперименты, в которых повышение уровня возмущений в потоке воздуха осуществлялась за счет установки в аэродинамической трубе специальных устройств – турбулизирующих сеток [2-6]. Особенность наших экспериментов состоит в том, что след создается тонким цилиндром, установленным в набегающем потоке перед моделью крыла. Тогда было обнаружено, что на всей поверхности крыла образовались продольные структуры [7]. Ранее продольные структуры на модели крыла появлялись, если в рабочей части аэродинамической трубы устанавливалась турбулизирующая сетка, обеспечивающая высокий (до 1 %) уровень возмущений потока [5]. Оказалось, что узкий след за тонким цилиндром дает аналогичный результат. Сейчас изучается характеристики следа за цилиндрами.

Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики им. Христиановича СО РАН в г. Новосибирске. Эта аэродинамическая труба имеет закрытую рабочую часть квадратного сечения размером $1 \times 1 \times 4$ м. Степень турбулентности свободного потока в рабочей части составляет менее 0,04 %.

Цилиндр устанавливался параллельно передней кромке модели. Используется ортогональная система координат XYZ. Координата X направлена вдоль потока с началом на цилиндре. Количественные измерения параметров течения проводились термоанемометром с однодиодным датчиком. Эти измерения дали информацию о продольной составляющей средней скорости, об уровне пульсаций и об их частотном составе. Измерения выполнялись с помощью термоанемометра постоянной температуры AN-1003 производства компании A.A.LabSystems Ltd. Датчик термоанемометра перемещался автоматическим координатным устройством как в следе за цилиндром. Сигнал датчика оцифровывался 16-разрядным анало-

го-цифровым преобразователем и обрабатывался на персональном компьютере в среде MATLAB.

Для того, чтобы получить количественные данные об уровнях возмущений в набегающем потоке, были проведены термоанемометрические измерения в следе за цилиндром. Результаты измерений показаны на рис. 1 и рис. 2.

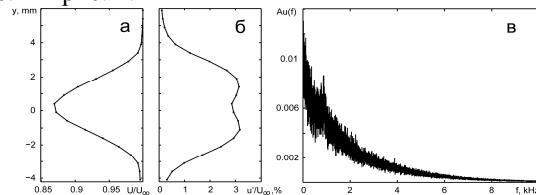


Рис. 1. Измерения в следе за цилиндром. Профили средней – а, и пульсации скорости – б, частотный состав пульсаций при $Y=0$ мм – в.

На рис. 1 приведены профили скорости потока в вертикальном направлении в следе за цилиндром, профили амплитуды пульсаций и их частотный состав. Оказалось, что средняя скорость потока в следе за цилиндром уменьшается примерно на 13 % вблизи $Y = 0$ (в середине следа), рис. 1, а. В тоже время максимальный уровень пульсаций увеличивается до 3 % от скорости набегающего потока, рис. 1, б. Измерения частотного состава пульсаций показали, что след является полностью турбулентным, рис. 1, в. Кроме того, в частотном спектре отсутствуют ярко выраженные пики колебаний на отдельных частотах, т.е. отсутствует вихревая дорожка Кармана. Частотный спектр показывает, что наблюдается плавное распределение энергии пульсаций в диапазоне до 10 кГц, без дискретных пиков, с постепенным уменьшением амплитуды пульсаций при увеличении частоты.

Рассмотрим подробнее вопрос об отсутствии вихревой дорожки в следе за цилиндром. Из монографии Шлихтинга [8] известно, что вихревая дорожка образуется в следе за круглыми цилиндрами при числах Рейнольдса, определенных по диаметру цилиндра, в диапазоне от 60 до 5000. В наших экспериментах диаметр цилиндра составлял 0,5 мм, и число Рейнольдса равнялось 460. Однако вихревая дорожка не появлялась. Для объяснения этого факта рассмотрим этот цилиндр под микроскопом при большом увеличении, рис. 2.



Рис. 2. Фотография цилиндра при большом увеличении

Из рис. 2 видно, что этот цилиндр никак нельзя отнести к круглым (и гладким) цилиндрам, о которых написано в монографии Шлихтинга. Цилиндр состо-

ит из отдельных волокон и имеет ворсистую поверхность. По-видимому, именно эта ворсистость препятствует регулярному сходу вихрей, которые собственно и образуют вихревую дорожку в следе за круглыми цилиндрами.

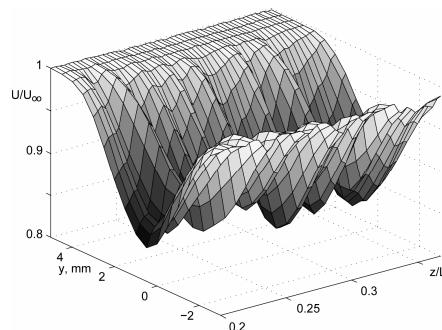


Рис. 3. Пространственная картина распределения средней скорости в следе за цилиндром.

Подробные измерения в следе за цилиндром показали, рис. 3. и рис. 4, что средняя скорость потока в следе непостоянна и имеет периодические колебания вдоль размаха цилиндра. На рис. 3 показана пространственная картина течения в следе за цилиндром, состоящая из большого количества вертикальных профилей скорости, измеренных с шагом 1 мм вдоль размаха цилиндра. Эти результаты получены с помощью автоматического координатного устройства, перемещавшего датчик термоанемометра по всему полю течения. Как видно, картина течения существенно трехмерна. Имеются ярко выраженные «горбы» и «впадины», показывающие пространственную модуляцию средней скорости в следе за цилиндром.

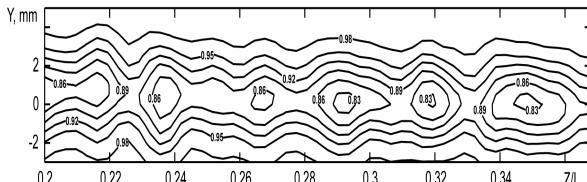


Рис. 4. Термоанемометрическая визуализация течения в следе за цилиндром изолиниями средней скорости U/U_{∞} в плоскости YZ .

На рис. 4 показаны изолинии средней скорости потока за цилиндром в плоскости YZ . Изолинии

представлены в одинаковом масштабе по осям Y и Z . Каждая изолиния соответствует определенной величине средней скорости, и эта величина изменяется от одной изолинии к другой на 3%, причем скорость уменьшается от краев следа к его середине (по вертикальной координате). Вдоль размаха цилиндра изолинии модулированы, что говорит о непостоянстве средней скорости потока в этом направлении (вдоль цилиндра). В середине следа ($Y=0$) изолинии становятся замкнутыми, близкими к окружностям, т.е. наблюдаются периодические локализованные в пространстве неоднородности средней скорости. Этот факт говорит о существовании стационарных структур в следе за цилиндром, причем их положение в пространстве строго фиксировано. Стационарность структур была подтверждена неоднократными измерениями после остановки и повторного включения потока в рабочей части

В проведенных экспериментальных исследованиях следа за цилиндром получены данные о структуре течения в следе. В следе за цилиндром наблюдаются периодические изменения средней скорости потока в трансверсальном направлении (вдоль размаха цилиндра).

Список литературы:

1. Довгаль А.В., Занин Б.Ю., Козлов В.В. Глобальный отклик областей отрыва ламинарного потока на локальные возмущения течения (обзор) // Термофизика и аэромеханика. – 2012. – т.19, №1. – с. 1-8.
2. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Управление уровнем турбулентности потока. – М., Физматлит, 2002. - 244 с.
3. Дыбан Э.П., Эпик Э.Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. – Киев: Наук.думка, - 1985. - 296 стр.
4. Занин Б.Ю., Козлов В.В. Вихревые структуры в дозвуковых отрывных течениях: Учеб. пособие / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2011. 166 с.
5. Zharkova G. M., Zanin B. Yu., Kovrzhina V. N., Brylyakov A. P. Free stream turbulence effect on the flow structure over the finite span straight wing // Journal of Visualization. The Visualization Society of Japan. - 2002. Vol. 5, № 2. - P. 169-176.
6. Брыляков А. П., Жаркова Г. М., Занин Б. Ю., Коврижина В. Н., Сбоев Д. С. Отрыв потока на прямом крыле при повышенной внешней турбулентности // Учен. записки ЦАГИ. 2004. Т. 35, № 1–2. С. 57–62.
7. Михаэлис М.В., Занин Б.Ю., Катасонов М.М. Влияние турбулентного следа на отрыв потока на модели крыла // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2011.- т.6,вып.1. С. 50-59.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – Москва, Изд-во «Наука», 1969. – 387 стр.

**ДИНАМИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАЦИЙ
САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ ВО ФРЕОНЕ-R21
С ДОБАВКАМИ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ SiO_2**

Моисеев М. И.

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

Введение. В области низких приведенных давлений развитие самоподдерживающихся фронтов испарения вдоль тепловыделяющей поверхности при нестационарном тепловыделении является важнейшим фактором перехода к пленочному режиму кипения при существенно более низких тепловых потоках, чем критические тепловые потоки при стационарном тепловыделении. Многими авторами отмечалось формирование мелкомасштабных возмущений на межфазной границе. В работе [1] впервые выдвинута гипотеза о решающей роли механизма неустойчивости Ландау в развитии возмущений на межфазной поверхности. В работе [2] предложена приближенная модель описания распространения фронта испарения с учётом развития неустойчивости Ландау. В работе [3] показано, что при нестационарном тепловыделении влияние быстрорастущих мелкомасштабных возмущений на скорость распространения фронта испарения наблюдается при существенно меньших перегревах, чем следует из оценок [2], полученных для условий квазистационарного тепловыделения. Таким образом, эксперименты демонстрируют существенное влияние мелкомасштабных возмущений на скорость самоподдерживающегося фронта испарения при интенсивных потоках тепла через межфазную границу. Но были лишь единичные попытки установления причинно-следственной связи между интенсивностью, линейными масштабами возмущений на межфазной границе и скоростью распространения фронта испарения.

В последние годы ведутся интенсивные исследования свойств жидкостей с добавлением наночастиц, или наножидкостей. Как показывают эксперименты, наличие даже небольшого количества наночастиц в жидкости может оказывать существенное влияние на теплофизические свойства жидкости, коэффициенты теплоотдачи при конвекции и кипении, критические тепловые потоки. Причём результат неоднозначно зависит от типа жидкости, типа наночастиц, их концентрации, размера, формы и других факторов. Наножидкости с улучшенными теплофизическими свойствами могут быть перспективной заменой классическим жидкостям, используемым в качестве теплоносителей в различных приложениях, таких как энергетика, холодильная техника, микроэлектроника и т.д. В большинстве работ, касающихся наножидкостей, исследуется теплообмен в стационарных условиях. Исследования критических явлений при нестационарном тепловыделении в наножидкостях практически не проводились, а эксперименты по распространению самоподдерживающегося фронта испарения были проведены впервые в рамках работы [4].

Целью данной работы является экспериментальное изучение динамики распространения самоподдерживающегося фронта испарения в наножидко-

стях, в том числе изучение влияния наночастиц на динамические и структурные характеристики пульсаций межфазной границы фронта испарения.

Методика экспериментального исследования.

Эксперименты проводились на фреоне-R21 (CHCl_2F) с добавлением наночастиц SiO_2 со средним диаметром 20-25 нм. Жидкость в данных опытах находилась на линии равновесия с паром при приведенном давлении $P/P_{\text{cr}} = 0.037$ (0.193 МПа). В качестве рабочих участков использовались две цилиндрические трубы из нержавеющей стали длиной 50 мм, внешним диаметром 3 мм и внутренним диаметром 2 мм с различной шероховатостью поверхности. Шероховатость поверхности нагревателя №1 представлена поперечными рисками шириной 5-25 мкм. Шероховатость поверхности нагревателя №2 – крупными кавернами радиусом 100-150 мкм и глубиной 20 мкм.

Визуальные наблюдения динамики образования и распространения паровой фазы на теплоотдающей поверхности фиксировались высокоскоростной цифровой видеокамерой Phantom v7.0. Скорость съёмки составляла 25000 кадров в секунду с экспозицией 26 мкс.

Эксперименты проводились следующим образом: на нагреватель подавался прямоугольный импульс тока фиксированной длительности, что позволяло разогреть поверхность до требуемой температуры. Запуск скоростной камеры был синхронизирован с подачей импульса. Ступенчатое отключение нагревателя прекращало тепловыделение внутри стенки, а поскольку теплопроводность жидкости на два порядка меньше теплопроводности стенки и нагреватель имеет значительную инерционность, то температура стенки оставалась практически постоянной на временах распространения фронта испарения. Численный расчет по уравнению теплопроводности показал, что за время прохождения фронта температура стенки перед фронтом изменяется не более, чем на 0.2 К. Таким образом, в каждом опыте исследовалось распространение самоподдерживающегося фронта испарения при заданной постоянной температуре стенки.

Обсуждение результатов. Получены опытные данные по динамике распространения фронта испарения как в чистой жидкости, так и в наножидкости. Зависимость скорости фронта от температурного напора $V_{\text{fr}}(T_w - T_s)$ имеет две области различной крутизны. В опытах при постоянной температуре стенки средняя скорость фронта оставалась постоянной. Пульсирующее распространение фронта проявлялось в периодическом ускорении и замедлении движения межфазной границы. Пульсация межфазной границы вдоль образующей цилиндрической поверхности рабочего участка обрабатывалась с помощью преобразования Фурье. Во всех полученных спектрах наблю-

дался выраженный максимум. Построены зависимости частоты и амплитуды этого пика от средней скорости фронта.

Мелкомасштабные возмущения межфазной поверхности наблюдались при распространении фронта испарения во всем исследованном диапазоне параметров. Для детализации процесса формирования мелкомасштабных возмущений была проведена макровидеосъемка распространения фронта испарения при освещении объекта в проходящем свете на верхней образующей нагревателя. В качестве источника освещения использовался лазерный нивелир с длиной волны 650 нм, что позволило визуализировать тепловой слой. Фронт испарения проникал в тепловой слой примерно на две трети толщины без деформации теплового слоя. Далее наблюдался рост толщины парового слоя с одновременным оттеснением слоя перегретой жидкости. На этом участке наблюдалась потеря устойчивости межфазной поверхности, ее значительное искривление и развитие паровых языков на масштабе теплового слоя.

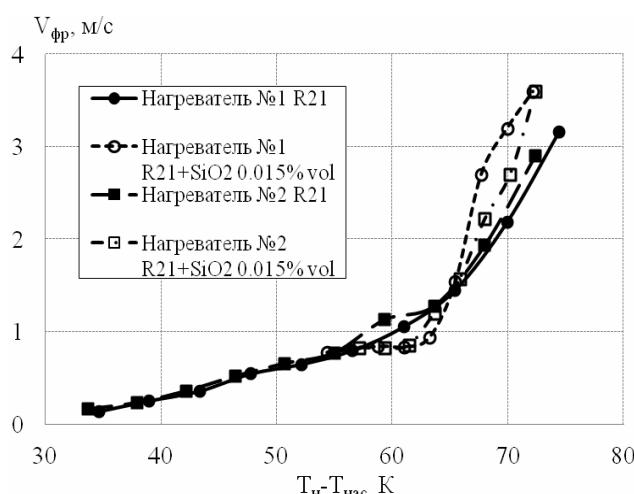


Рис. 1. Сравнение зависимости скорости фронта от перегрева стенки в чистой жидкости и в наножидкости.

Добавление наночастиц в жидкость привело к существенному изменению характеристик самоподдерживающегося фронта испарения по сравнению с чистой жидкостью:

1) Возросла величина перегрева жидкости, необходимая для образования фронта испарения.

2) Скорость фронта увеличилась, причём данный эффект наблюдался только при высоких перегревах, соответствующих порогу развития неустойчивости межфазной границы. Эффект увеличения скорости был выражен на нагревателе с меньшей шероховато-

стью поверхности, в то время как для более шероховатого нагревателя был практически незаметен (рис. 1)

3) Изменились амплитуды и частоты колебаний межфазной границы.

Заключение. Характеристики развития быстро-растущих мелкомасштабных возмущений на межфазной поверхности оказывают существенное влияние на характер зависимости скорости распространения самоподдерживающегося фронта испарения от температурного напора.

Добавление наночастиц в жидкость приводит к изменению скорости и амплитудно-частотных характеристик пульсаций межфазной поверхности самоподдерживающегося фронта испарения. Вклад в этот эффект могут вносить как осаждение наночастиц на теплоотдающую поверхность и изменение её физических свойств, так и влияние наночастиц на волновые характеристики межфазной границы фронта испарения вследствие их концентрации на межфазной поверхности. Для прояснения механизмов воздействия наночастиц на распространение фронта испарения необходимы дальнейшие исследования.

Кроме того, для изучения влияния мелкомасштабных возмущений на среднюю скорость распространения фронта испарения необходимы дальнейшие детальные исследования характеристик скорости их роста, характерных масштабов и их зависимости от температурного напора, массовых сил и приведенного давления.

Список литературы:

1. Frost L. D. Dynamics of explosive boiling of a droplet // Phys. Fluid. 1988. Vol. 31. № 9. P. 2554-2561.
2. Pavlenko A. N., Lel V. V. Approximate simulation model of a self-sustaining evaporating front // Thermophysics and Aeromechanics. 1999. Vol. 6. № 1. P. 105-117.
3. Жуков В. Е., Павленко А. Н., Суртав А. С., Моисеев М. И. Динамика вскипания и кризисные явления при ступенчатом тепловыделении в условиях свободной конвекции во фреоне-21 // Труды Пятой Российской национальной конференции по теплообмену (РНКТ-5). 25-29 октября 2010, Москва. 2010. Т. 4. С. 84-87.
4. Жуков В. Е., Павленко А. Н., Моисеев М. И. Экспериментальное исследование динамики распространения самоподдерживающегося фронта испарения во фреоне-21 с нанодобавками SiO2 // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Сборник научных статей. 2011, №2(7). С. 132-138.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-08-00178-а)

ВЫБОР МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА НА КРЫЛЕ МАЛОРАЗМЕРНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА В ЛЁТНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Мокин Е.А.², Зверков И.Д.¹

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

1. Введение. Успехи в развитии электронной промышленности открыли новые возможности по миниатюризации летательных аппаратов. Стало возможным создавать не только дистанционно управляемые летательные аппараты, но и технику способную осуществлять автономный долговременный полёт на больших высотах. Однако эти два фактора: малые размеры летательного аппарата и высотность полёта создают условия обтекания крыла, когда число Рейнольдса по его хорде становится менее 500 000. Эта область чисел Рейнольдса характеризуется появлением в структуре пограничного слоя крыла локальных отрывных зон, так называемых отрывных пузырей. Отрывные пузыри негативно влияют на аэродинамические характеристики крыла. Происходит уменьшение критического угла атаки и увеличение аэродинамического сопротивления. В начале 2000 х годов в лаборатории аэрофизических исследований дозвуковых течений ИТПМ СО РАН был найден способ, позволяющий снизить негативное влияние отрывного пузыря на характеристики крыла. Способ заключается в придании поверхности крыла периодической волнистости по направлению размаха. Наиболее близким прототипом для нового крыла может служить крыло параплана. Эксперименты, проведённые в различных аэродинамических трубах показали, что с помощью волнистой поверхности можно изменить структуру ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП), а изменение структуры влечёт за собой и увеличение критического угла атаки крыла [1]. Однако в ходе экспериментов выяснилось, что степень турбулентности набегающего потока в аэродинамической трубе, а так же уровень акустических возмущений способны сильно повлиять на характеристики классического крыла с которым происходит сравнение. Поэтому насколько корректно сравнение классического и волнистого крыла в условиях аэродинамической трубы, по сравнению с условиями реального полёта пока остаётся под вопросом. Требуется проведение натурного эксперимента с измерением степени турбулентности набегающего потока в полёте и исследования структуры ламнарно-турбулентного перехода на крыле малоразмерного летательного аппарата. Данная работа посвящена выбору методов измерения в предполагаемом лётном эксперименте, и сравнение результатов этих методов с принятыми для исследований в условиях аэродинамической трубы.

2. Постановка эксперимента. В эксперименте участвовали две модели крыльев с удлинением $\gamma = 1$. Одно из них имело гладкую поверхность и в дальнейшем будет называться классическим, а другое волнистую поверхность в направлении размаха кры-

ла (волнистое крыло). Для определения структуры ламинарно-турбулентного перехода на классическом и волнистом крыле были задействованы 4 методики:

- а- термоанемометрических исследований;
- б- сажемасляная визуализация;
- в - пневмометрические измерения;
- г - акустические измерения;

Первые две методики сложно реализуемые в полевых условиях при проведении натурного эксперимента. Сажемасляную визуализацию невозможно нанести в нужный момент в полёте, а датчик термоанемометра очень легко повредить при случайном касании. В силу этих причин для исследования структуры ЛТП в натурном эксперименте планируется задействовать пневмометрические и акустические измерения. Для этих целей были построены два датчика согласно эскизу Рис. 1.

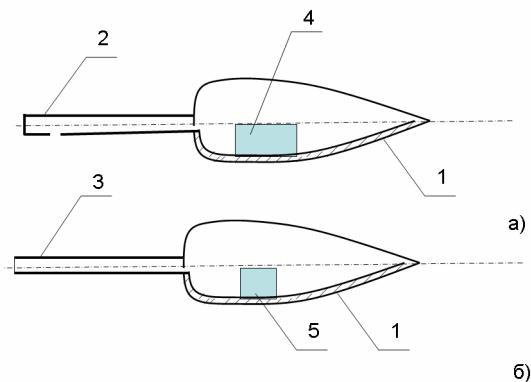


Рис. 1. Эскизы датчиков: пневмометрического (а); акустического (б). Описание элементов: 1 – корпус датчика; 2 – трубка с боковым отверстием; 3 – трубка с открытым торцем; 4 – датчик статического давления (SMD500); 5 – микрофон.

Датчики имеют герметичный корпус 1 к которому подходит стальной трубка 2 диаметром 0.8мм. В случае измерения статического давления в корпус вставляется датчик статического давления 4, при этом трубка имеет запаянный торец и отверстие на боковой поверхности. В случае проведения акустических измерений в корпус вставлялся микрофон 5 при этом трубка 3 имеет открытый торец.

Эксперименты проводились при числе Рейнольдса 1.4×10^5 , при угле атаки $\alpha = 0^\circ$ и степени турбулентности набегающего потока 0.04%. Было исследовано классическое и волнистое крыло. Сначала с помощью сажемасляной визуализации были определены области отрывных пузырей, на втором этапе были проведены термоанемометрические измерения

на третьем этапе пневмометрические измерения и на четвёртом акустические.

3. Результаты измерений. Результаты сажемасляной визуализации показали, что отрывной пузырь на волнистом крыле располагается от 20 до 45 % по хорде. Рис. 2.

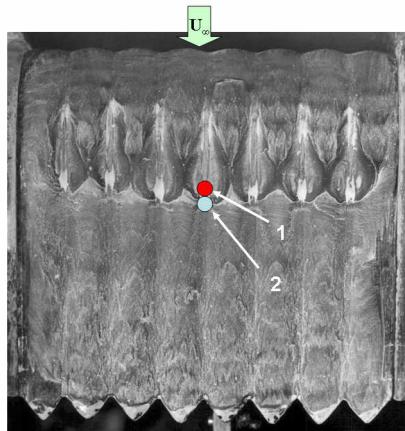


Рис. 1. Сажемасляная визуализация на волнистом крыле. 1 – ЛТП определённый по акустическим исследованиям. 2 – ЛТП определённый по термоанемометрическим и пневмометрическим исследованиям

Далее было проведено сравнение методов ЛТП полученный по максимуму среднеквадратичных пульсаций измеренных с помощью термоанемометра находится на 45% по хорде. Пневмометрические измерения так же показывают область ЛТП в районе

45% по хорде. Этот вывод делается по кривой распределения давления она характеризуется как область нарастания давления после безградиентной области в районе отрывного пузыря. Максимум пульсаций, измеренный с помощью микрофона, даёт положение перехода в области 36% по хорде.

4. Выводы. Таким образом эксперименты показали, что с помощью пневмометрических и акустических измерений представленными в работе датчиками можно определить положение ламинарно-турбулентного перехода при этом измерения сделанные с помощью микрофона показывают максимум пульсаций по которому принято диагностировать ЛТП на 8-10% выше по потоку чем это фиксируется с помощью термоанемометра. Отношение максимальный сигнал к шуму в набегающем потоке для пневмометрических измерений был определён как 1/50. а для акустических 1/70. В целом последние два метода с использованием пневматического и акустического датчика можно признать пригодными для изучения ламинарно-турбулентного перехода на крыле малоразмерного летательного аппарата в лёгком эксперименте.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-08-00369А.

Список литературы:

1. Зверков И.Д., Козлов В.В., Крюков А.В Улучшение аэродинамических характеристик крыла малоразмерного аппарата ДАН. 2011. Т. 440. № 6. С. 6-10.

ДИНАМИКА И ТРЕХМЕРНЫЕ ВТОРИЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ЩЕЛЕВОЙ СТРУЕ

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

Статистические характеристики пристенной турбулентности во многом определяются диникой когерентных вихревых структур. Особый класс крупномасштабных когерентных структур проявляется в щелевых струйных течениях, когда струйный поток ограничен двумя узкими параллельными стенками. Такие течения обычно характеризуют как “квазидвумерные” поскольку продольные и поперечные размеры конфигурации много больше расстояния между стенками [1-4].

При некоторых параметрах щелевого течения реализуется известное синусоидальное меандрирование [5-9], вызванное гидродинамической неустойчивости профиля скорости к асимметричной моде возмущения [10]. Меандрирование создает плоские крупномасштабные вихри. Согласно работе [8], эти вихри, расположенные в шахматном порядке в обоих слоях смешения, двигаются вниз по течению со скоростью в четыре раза ниже, чем локальная осевая скорость струи. Этот режим течения перестает существовать, когда трение о стенки достаточно сильно уменьшает импульс струи достаточно далеко от сопла струи.

Заметные вторичные течения в ближнем поле щелевой струи вызваны взаимодействием слоев смешения и стенок [10, 11]. Поскольку вниз по потоку проходит сильное уменьшение вертикальных турбулентных пульсаций, утверждается, что в дальнем поле реализуется только двумерное течение [5, 6].

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования турбулентной щелевой струи методом крупных вихрей (Large-eddy simulations, LES). Главным объектом изучения являются трехмерные вторичные течения и их эволюция в них по течению. Входные условия соответствуют развитому турбулентному течению в прямоугольном канале с соотношением сторон $B : H \approx 10$, где B – ширина входного канала, H – расстояние между узкими параллельными стенками. Число Рейнольдса, построенное по H и среднерасходной скорости W_0 входного канала, равно 10^4 . Стоит отметить, что струя теряет устойчивость на расстоянии $5B$ от выходного сечения и начинает меандрировать в поперечном направлении. Эти синусоидальные колебания создают крупномасштабные вихри, растущие в слоях смешения. Эти структуры хорошо изучены и подробно описаны в литературе. В данной работе обнаружены длинные продольные вихревые структуры, меандрирующие вместе со струйным потоком, которые проявляются в дальнем поле струи. Вызванные взаимодействием стенок и колебательного движения ядра струи, продольный размер этих вихревых структур может превышать $10H$.

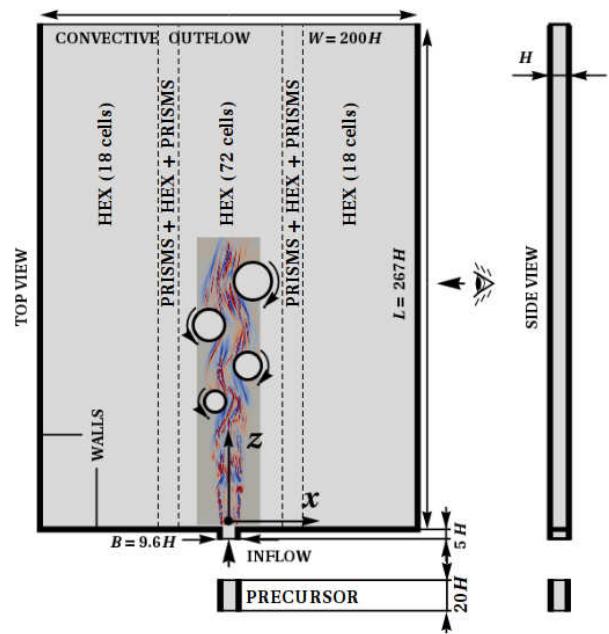


Рис. 1. Рассматриваемая геометрия течения и численного моделирования. Начало декартовой системы координат совпадает с концом входного канала. Две узкие стенки расположены в плоскостях $y = 0$ и $y = H$.

Рис. 2а и б демонстрируют мгновенное поле флуктуаций давления при $y=0$ и вихревые структуры, выявленные при помощи различных значений Q-критерия. Отметим, что локальный минимум давления совпадает с вихрями Кельвина-Гельмгольца (КГ). Рис. 3а показывает их рост и эволюцию вниз по течению. Узкие параллельные стенки сильно влияют на форму вихрей КГ, делая их гантелеобразными, с характерными утолщениями около стенок. Этот процесс деформации хорошо согласуется с предполагаемым процессом генерации завихренности [10]. В течение нелинейной фазы развития вихрей КГ можно наблюдать характерные продольные вихревые “перемычки”, соединяющие цепочку вихрей в слоях смешения (Рис. 3а). Более детальное рассмотрение вихревой структуры дальнего поля струи на Рис. 3б указывает на наличие продольных вихревых структур, существующих несмотря на ламинаризацию турбулентной струи вниз по течению. Детальное описание этих вихрей, а также упрощенная модель их производства и будет представлена в докладе.

Список литературы:

1. Jirka G.H. Large scale flow structures and mixing processes in shallow flows // J. Hydraul. Res. 2001. 39 (6), 567–573.

2. Jirka G.H., Uijttewaal W.S.J. In Shallow Flows (Taylor and Francis, UK, 2004).
3. van Heijst G.F., Clercx H.J.H. Studies on quasi-2D turbulence—the effect of boundaries // *Fluid Dyn. Res.* 2009. 41, 064002.
4. Uijttewaal W.S.J. Hydrodynamics of shallow flows: application to rivers // *J. Hydraul. Res.* 2014. 52 (2), 157–172.
5. Giger M., Dracos T., Jirka G.H. Entrainment and mixing in plane turbulent jets in shallow water // *J. Hydraul. Res.* 1991. 29 (5), 615–642.
6. Dracos T., Giger M., Jirka G.H. Plane turbulent jets in a bounded fluid layer // *J. Fluid Mech.* 1992. 241, 587–614.
7. Chen D., Jirka G.H. LIF study of plane jet bounded in shallow water layer // *J. Hydraul. Engng.* 1999. 125 (8), 817–826.
8. Landel J.R., Caulfield C.P., Woods A.W. Meandering due to large eddies and the statistically self-similar dynamics of quasi-two-dimensional jets // *J. Fluid Mech.* 2012. 692, 347–386.
9. Chen D., Jirka G.H. Linear stability analysis of turbulent mixing layers and jets in shallow water layers // *J. Hydraul. Res.* 1998. 36 (5), 815–830.
10. Holdeman J.D., Foss J.F. The initiation, development, and decay of the secondary flow in a bounded jet // *J. Fluids Engng.* 1975. 97 (3), 342–352.
11. Rockwell D.O. Vortex stretching due to shear layer instability // *J. Fluids Engng.* 1977. 97, 240–243.

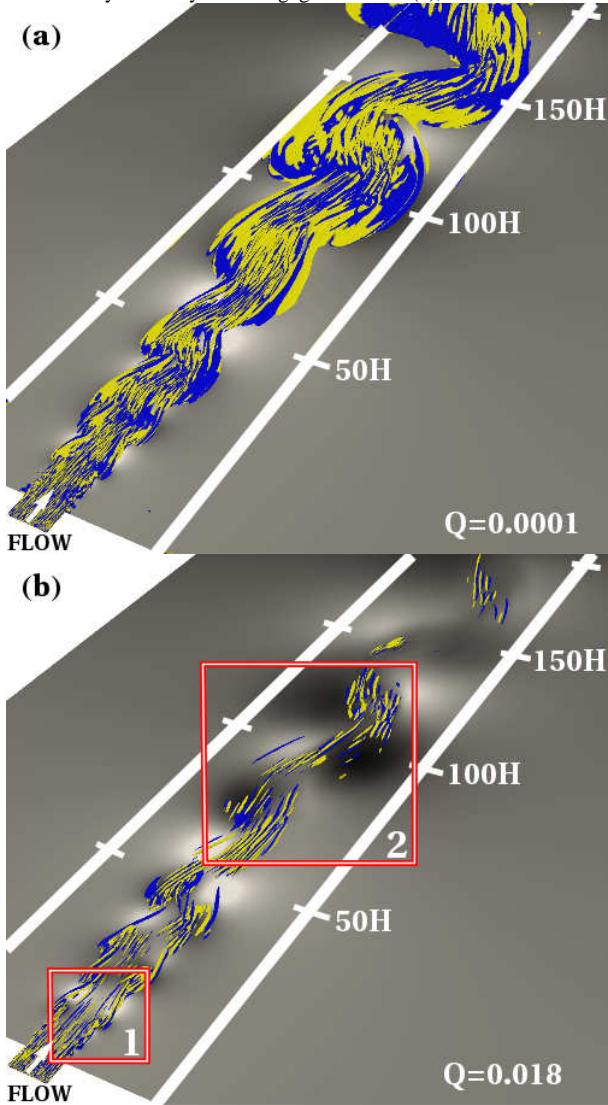


Рис. 2. Мгновенное поле флюктуаций давления при $y = 0$ и изоповерхности Q -критерия, окрашенные в положительные/отрицательные значения z -завихренности. (а) $Q = 0.0001$ $W02/H2$; (б) $Q = 0.018$ $W02/H2$.

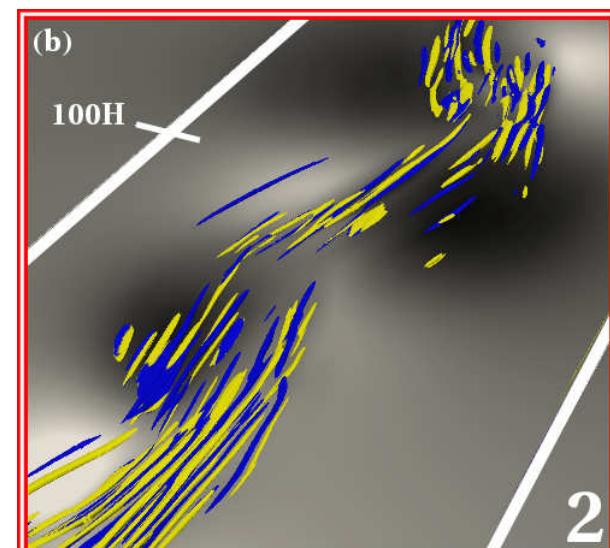
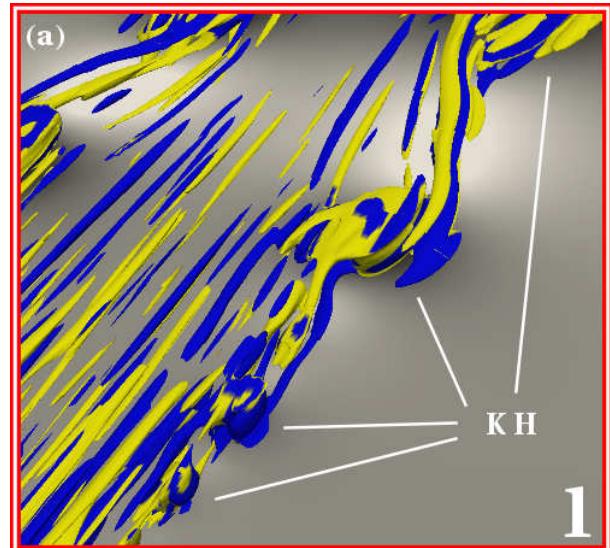


Рис. 3. Ближнее и дальнее поле струи с Рис. 2б.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОГО ГОРЕЛОЧНОГО УСТРОЙСТВА С ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА

Назаров А.В., Литвинов И.В., Шторк С.И.

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

В данной работе использована модель горелочно-го устройства тепловой мощностью до 50-100 кВт. Металлический корпус модели имеет один осевой и два тангенциальных подвода смеси. Диаметр входных тангенциальных патрубков составлял 40 мм, диаметр выходного отверстия варьировался и составлял 30, 40 и 52 мм. Смесь пропан-воздух предварительно смешивалась в нужных пропорциях, а затем по тангенциальным патрубкам подавалась в тангенциальный завихритель, на выходе из которого смесь вступала в реакцию горения. Для диффузионного режима, когда смещение топливо-воздушной смеси происходит вблизи выхода, предусмотрен осевой подвод топлива диаметром 5 мм.

Для получения полей скоростей, использовался блок ЛАД-0би, установленный на координатный стол. Засев оксидом алюминия Al_2O_3 осуществлялся по тангенциальным патрубкам 350 мм до завихрителя. Пульсации давления регистрировались микрофоном со специальной насадкой в виде тонкого капилляра. Измерения локальных распределений температуры производились с использованием высокотемпературных платино-родиевых термопар.

На начальном этапе проведены изотермические опыты только с воздушным потоком без подачи топлива (разделы 1, 2). Дальнейшие опыты, проведенные с горением, выявили эффекты влияния процесса горения на аэродинамическую структуру течения (разделы 3-7). Эксперименты включали в себя измерения распределений осредненных по времени и среднеквадратичных отклонений скоростей. Также в работе проведен анализ уровня и характера пульсаций течения в зависимости от режимных и граничных условий.

Экспериментальная работа

1. Измерение полей скоростей. Получены данные по полям скоростей на выходе из горелочного устройства в зависимости от основных параметров закрученного течения: интенсивности закрутки потока и расхода (рис. 1). Степень закрутки потока варьировалась изменением диаметра выходного отверстия горелки.

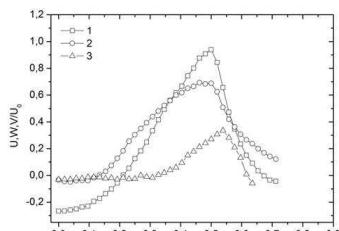


Рис. 1. Профили средней скорости на срезе сопла, 1 – осевой, 2 – тангенциальной, 3 – радиальной компонент для сопла 52 мм.

По профилям осевой скорости на рис. 1 можно видеть формирование кольцевой струи, с максимумами скоростей вблизи стенки сопла ($r \approx 0.5D$). Распределение осевой скорости демонстрирует формирование центральной зоны возвратного течения.

2. Акустические измерения. На срезе сопла камеры помещался микрофон, сигнал с которого регистрировался в течение 60 секунд с частотой дискретизации АЦП 5 кГц. Полученные массивы данных обрабатывались с использованием численного Фурье-преобразования. Результаты показали наличие в спектрах выделенного пика, возникающего за счет прецессии вихревого ядра (ПВЯ). Частота ПВЯ линейно растет с расходом (рис. 2).

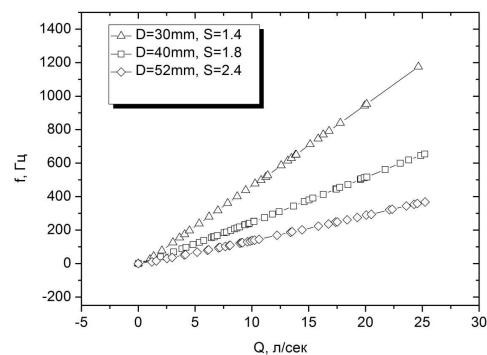


Рис. 2. Зависимость частоты прецессии от расхода воздуха.

3. Пределы устойчивого горения. Подача топлива осуществлялась через отверстие в нижнем торце горелочного устройства, а также через смеситель перед тангенциальными патрубками. Процентное соотношение топлива между осевой подачей и тангенциальной разделялось с шагом 20%.

С увеличением расхода подачи пропана через торцевое отверстие предел устойчивого горения по числам Рейнольдса увеличивается и для полностью диффузионного горения ($Q_{ось}=100\%$, $Q_{танг}=0\%$) для всех трех сопел не удалось достичь предела срыва пламени, вплоть до расходов воздуха 50 л/сек. Аналогично, для сопла 40 мм не удалось дойти до предела срыва при режиме $Q_{ось}=80\%$, $Q_{танг}=20\%$, а для сопла 52 мм $Q_{ось}=80\%$, $Q_{танг}=20\%$ и $Q_{ось}=60\%$, $Q_{танг}=40\%$.

4. Визуализация пламени. Режимы, включая горение обедненной смеси, характеризуются наличием устойчивого центрального фронта пламени конической формы с точкой присоединения, находящейся ниже среза сопла (рис.3). По всей видимости, точка присоединения пламени опускается до нижнего торца камеры, о чем свидетельствует тот факт, что фронт пламени достаточно стабилен. В противном

случае свободная точка присоединения пламени совершила бы хаотичные перемещения вверх и вниз, вызывая нерегулярные пульсации пламени.



Рис. 3. Режим полностью перемешанной смеси для сопла 52 мм.

5. Профиль скоростей. Профили ЛДА были измерены для режимов с горением полностью предварительно перемешанной смеси. Горение существенно изменяет уровень скоростей за счет термического расширения среды и увеличения объемного расхода потока (рис.4).

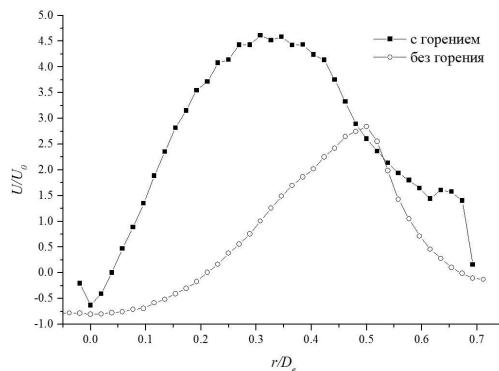


Рис. 4. Профиль осредненной аксиальной скорости для сопла 52 мм.

Форма профилей в условиях горения, так же как в изотермических условиях, имеет вид, характерный для следа, т.е. с центральным провалом и максимумом,мещенным к периферии потока.

6. Акустические измерения. Датчики были расположены в диаметрально-противоположных точках сопла для получения перекрестных спектров. Для выяснения характера пульсаций для всех трех сопел были вычислены корреляционные функции акустических сигналов с горением и без горения. Максимум корреляционной функции в присутствии горения приходится на нулевой сдвиг фаз. Это свидетельствует о том, что в условиях горения ПВЯ не является источником генерации пульсаций с выделенной частотой. Возможным источником шума в условиях горения является верхняя турбулизированная часть факела. Как можно видеть из энергетических спектров пульсаций давления, представленных на рис. 5, подавление ПВЯ в условиях горения, приводит к существенному снижению уровня пульсаций течения, по сравнению с изотермическими условиями.

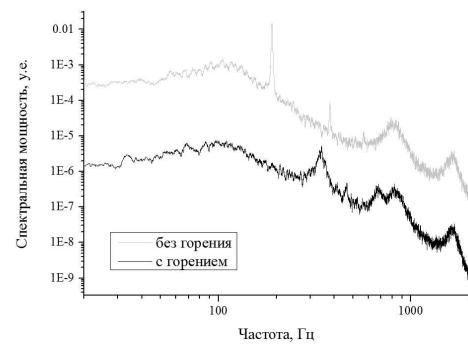


Рис. 5. Спектры пульсаций для режима $\varphi=0.5$ сопла 52 мм.

7. Профиль температуры. Профили температуры позволяют определить примерную границу фронта пламени, которая сдвигается в положительном радиальном направлении при перемещении вверх, что соответствует геометрии видимого фронта пламени, имеющего, как ранее отмечалось на основе визуальных данных, форму перевернутого конуса. Максимальные температуры в зоне реакции не превышают значения 1350°C (рис. 6).

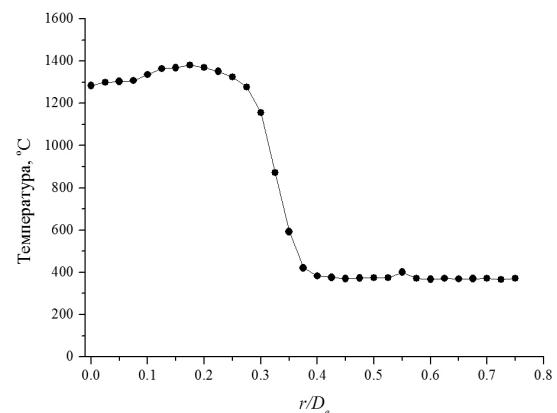


Рис. 6. Профиль температуры на высоте 3 мм для сопла 40 мм.

Исследования показали, что горелка производит устойчивый факел при варьировании в широких пределах геометрических граничных условий, вне зависимости от способа подачи топлива и стехиометрического соотношения топливо-воздух вплоть до сильно обедненных смесей.

Список литературы:

1. P.M. Anacleto, E.C. Fernandes, M.V. Heitor, S.I. Shtork Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor, Combustion Science and Technology, 175:8. 2003. pp. 1369-1388. DOI: 10.1080/00102200302354.
2. Syred N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems, Progress in Energy and Combustion Science, 32:2. 2006. pp. 93-161. DOI: 10.1016/j.pecs.2005.10.002.

Грант РФФИ №14-08-31460 мол_а

Грант Минобрнауки России № 14.613.21.0005

РАЗДЕЛЕНИЕ ГЕЛИЙ-МЕТАНОВОЙ СМЕСИ НА ПОРИСТЫХ МЕМБРАНАХ

Наумкин В.С.

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

Разделение газовых смесей с использованием селективнопроницаемых мембран широко распространено во многих сферах промышленности: переработка водородсодержащих смесей, удаление различных примесей из природного газа, обогащение воздуха кислородом и др. Встречаются залежи природного газа богатые гелием из которых целесообразно перед транспортировкой основного газа выделить более дорогой компонент - гелий. В России гелий производится только на одном заводе — Оренбургский газоперерабатывающий завод, входящий в состав ООО «Газпром добыча Оренбург». Выделение гелия происходит в два этапа: На первом этапе в процессе низкотемпературной конденсации получается гелиевый концентрат — в этом продукте объемная доля полезного вещества составляет уже не менее 80% по объему. На втором - концентрат очищается от примесей — метана, азота, водорода, неона, аргона. Для удешевления производства гелия можно использовать его селективный отсос через пористые мембранны.

Положительными характеристиками мембранныго газоразделения являются экономичность, безреагентность, длительная работа мембран. Для определения оптимальной конструкции проточного мембранныго модуля необходимо знать основные закономерности массообмена в пограничном слое на селективнопроницаемых поверхностях.

Постановка задачи

Рассматривалась следующая геометрия канала (рис. 1). Два плоских тонких канала соединяются между собой селективнопроницаемой мембраной, изготовленной из пористого стекла "Викор" [1,2,3]. В оба канала подается бинарная газовая смесь (гелий - метан) различного состава. Давление в нижнем канале больше давления в верхнем, вследствие этого возникает поперечный поток вещества, направленный из нижнего канала в верхний. Поскольку каналы тонкие, то течение в них можно описать уравнениями пограничного слоя: уравнением неразрывности, движения и диффузии.

Для моделирования потоков компонентов газовой смеси использовалась модель Вилке.

Термодинамические и переносные свойства отдельных компонентов и газовой смеси целиком моделировались по полиномиальным зависимостям, предложенным в [4].

Коэффициенты проницаемости мембранны, изготовленной из стекла "Викор", для каждого компонента смеси рассчитывались по зависимости, предложенной в работах [1,2]:

$$\Lambda_i = \frac{\kappa}{\sqrt{MT}} \left[\frac{1}{1 + \beta \cdot \varepsilon^* / kT} + \alpha \left\{ \exp \left(\frac{\varepsilon^*}{kT} \right) - 1 \right\} \right]$$

здесь коэффициент κ , имеющий размерность $[\text{моль}^{0.5} \cdot \text{кг}^{0.5} \cdot K^{0.5} / \text{с} \cdot \text{м} \cdot \text{Па}]$, является коэффици-

ентом пропорциональности и определяется из экспериментальных данных; M [кг / моль] - молекулярный вес смеси; ε^* / k [К] - отношение параметра потенциала межмолекулярного взаимодействия к постоянной Больцмана; T [К] - абсолютная температура; α и β - константы, подробно описанные в [1,2].

Поток компонента газовой смеси через мембрану определялся по следующей формуле

$$j_{im} = \frac{\Lambda_i \cdot \Delta P_i}{\delta_m}$$

здесь ΔP_i - разница парциальных давлений i -ого компонента в верхнем и нижнем каналах, δ_m - толщина мембранны.

Газоразделение на данном типе мембран осуществляется за счёт того, что коэффициенты проницаемости через мембрану для каждого компонента газовой смеси Λ_i не равны друг другу. При температуре равной 273 К коэффициент проницаемости для гелия равняется $\Lambda_{He} = 1.14 \cdot 10^{-12}$, для метана - $\Lambda_{CH_4} = 4.24 \cdot 10^{-13}$.

Границные условия: на внешних стенках каналов выполнялось условие прилипания: $U = 0$, и задавалось условие непроницаемости стенки: $\partial K_i / \partial y = 0$. На селективно-проницаемой стенке также выполнялось условие прилипания и выполнялся закон сохранения массы: $j_{11} = j_{12}$, $j_{21} = j_{22}$, здесь j - величина потока компонента через стенку, первый индекс обозначает номер компонента, второй - номер канала.



Рис. 1. Схема течения

Начальные условия: массовые концентрации компонентов в обоих каналах одинаковы и равны $K_{He}=0.1\%$, $K_{CH_4}=99.9\%$ (данний состав смеси соответствует богатой гелием залежи природного газа). Температура смеси на входе в канал варьировалась от 253 до 773 К. Давление в нижнем канале изменялось от 1.15 до 30 атм., в верхнем канале давление было постоянным и равным 1 атм. Скорости на входе в каналы равны 20 м/с.

Результаты моделирования

На рисунке 2 представлено изменение фактора разделения смеси α по длине канала при различных температурах разделяемой смеси (а) и различных отношениях давления в каналах (б). Фактор разделения определялся по следующей формуле:

$$\alpha = \frac{y_1 / y_2}{x_1 / x_2}$$

здесь x_i и y_i среднемассовые доли компонентов смеси в первом и втором каналах.

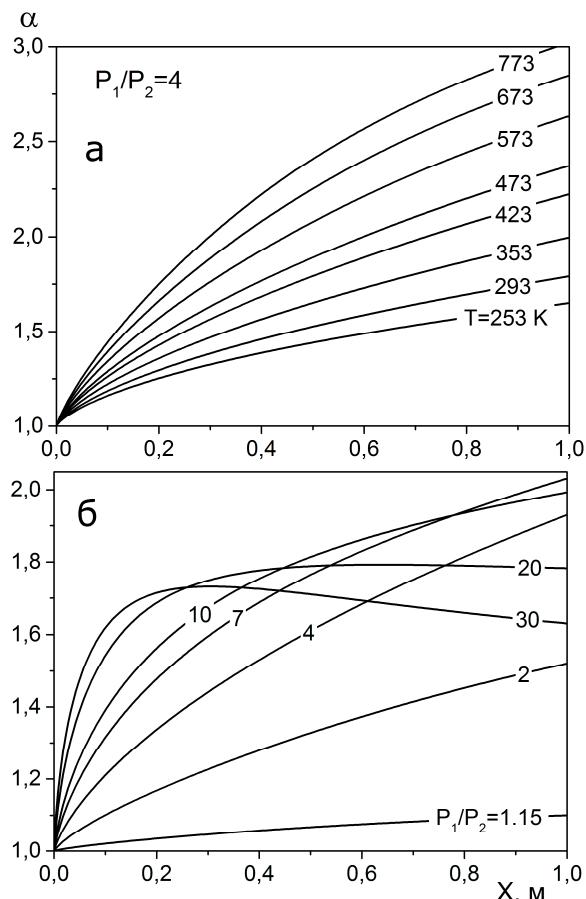


Рис. 2. Изменение фактора разделения смеси по длине мембранных модуля при изменении температуры разделяемой смеси (а) и отношения давлений в каналах (б)

Как видно из рисунка 2а при фиксированном отношении давлений в каналах с повышением температуры разделяемой смеси увеличивается эффективность разделения смеси, вызванная уменьшением потоков компонентов через мембрану.

При фиксированной температуре разделяемой смеси (рисунок 2б) при увеличении давления от 1.15 до 7 атм. фактор разделения смеси так же увеличивается по длине, при дальнейшем увеличении давления фактор разделения смеси при той же длине мембранных модуля начинает уменьшаться. Это связано с тем, что при таких давлениях происходит увеличение потока гелия через мембрану в 2 раза, в то время как поток метана увеличивается в 5 раз. В связи с этим при давлениях выше 7 атмосфер через мембрану начинает отводиться преимущественно метан. Концентрация гелия в первом канале начинает увеличиваться по сравнению с концентрацией при низких давлениях, а во втором канале концентрация гелия начинает уменьшаться.

Список литературы

1. Yuji Shindo, Toshikatsu Hakuta, Hiroshi Yoshitome, Hakuai Inoue Gas diffusion in microporous media in Knudsen's regime, Journal of chemical engineering of Japan. -1983.-V.16, №2, pp.120-126.
2. Yuji Shindo, Toshikatsu Hakuta, Hiroshi Yoshitome, Hakuai Inoue A dimensionless equation for gas diffusion in microporous media in Knudsen's regime, Journal of chemical engineering of Japan. - 1983.-V.16, №6, pp.521-523.
3. С.Т. Хванг, К. Каммермейер Мембранные процессы разделения: Пер. с англ. Под ред. проф. Дытнерского Ю.И.-М.: Химия, 1981.-464 с.
4. Gordon S., McBride B.J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. I. Analysis - Washington, NASA RP1311, 1994. - Vol. 1. - 58 p.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований - грант № 14-08-31115 мол_а.

**ИСПЫТАНИЯ НОВОГО АБСОРБЕНТА $H_2O-LiCl-LiNO_3$
В АБСОРБЦИОННОМ ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРЕ**

Орлов А.А., Мухин Д.Г.

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

На экспериментальной стеновой установке по исследованию процессов в абсорбционных бромистолитиевых термотрансформаторах (АБТТ) (см. рис. 1) были проведены испытания нового абсорбента – водного раствора $LiCl-LiNO_3$.

Целью экспериментальных исследований было установление возможности получения холода в АБТТ на новом абсорбенте. Была реализована работа экспериментального стенда в стабильном режиме в течение около 20 минут и записаны основные параметры работы. В результате испытаний была получена температура хладагента $+5^{\circ}C$, а температура захоложенной среды $+7^{\circ}C$. Тепловой коэффициент установки при этом был около 0,6.

Результаты испытаний могут быть использованы для проведения исследований термодинамических циклов абсорбционной холодильной машины и теплового насоса на новом альтернативном абсорбенте. Кроме этого будет проведено сравнение эффективности АБТТ при работе на основном абсорбенте $H_2O-LiBr$ и альтернативном $H_2O-LiCl-LiNO_3$.



Рис. 1. Экспериментальная стеновая установка по исследованию процессов в АБТТ

Список литературы:

1. Караван С.В., Пинчук О.А., Орехов И.И. «Новый раствор для абсорбционных холодильных машин». // Холодильная техника. 1988. № 5.– С.22-25.
2. Орехов И.И., Тимофеевский Л.С., Караван С.В. Абсорбционные преобразователи теплоты. Ленинград, «Химия», 1989 г. 208 стр.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРА ПРИ $RE=3900$ Палкин Е.В.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2

Обтекание цилиндра набегающим потоком жидкости является классическим объектом экспериментальных и теоретических исследований. Несмотря на простоту постановки задачи, при которой на цилиндр некоторого диаметра D натекает равномерный поток скорости U , имеется сложная карта режимов [1] в зависимости от единственного безразмерного критерия задачи – числа Рейнольдса $Re=U D/v$, где v – это вязкость жидкости.

В данной работе численно исследуется задача обтекания цилиндра при $Re=3900$. Этот режим является докритическим – пограничный слой до точки отрыва потока остается ламинарным. Известно, что методика решения нестационарных уравнений осредненных по Рейнольдсу (Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes, URANS) для задач обтекания с нестационарной точкой отрыва дает неудовлетворительные результаты [2] в следствие некорректного предсказания длины рециркуляционной зоны. Метод LES (Large Eddy Simulation) показывает хорошее совпадение с экспериментальными результатами [3].

Целью данной работы является исследование характеристик течения с применением некоторых способов улучшения стандартной модели турбулентности $\zeta - f$, основанной на гипотезе турбулентной вязкости ν_t . В частности, удлинения пузыря можно добиться добавлением диссипации турбулентной кинетической энергии ε непосредственно за цилиндром, что приведет к увеличению долевой составляющей среднего поля в этой области. В данной работе применялась Яр поправка ([4]) в ε уравнении в качестве дополнительного источникового члена, данная следующим выражением:

$$S_e^{YAP} = 0.83 \frac{\varepsilon^2}{k} \left(\frac{L}{l_\varepsilon} \right)^2 \left(\frac{L}{l_\varepsilon} - 1 \right),$$

$$L = \frac{k^3}{\varepsilon} \quad \text{и} \quad l_\varepsilon = 2.44 \cdot x_n, \quad x_n$$

где – нормальное расстояние до стенки.

Вычислительная область, показанная на рис. 1, представляет собой параллелепипед размера $25D \times 20D \times 4D$ (x , y , z) для LES и $25D \times 10D \times 2D$ для URANS расчетов. Вычислительная сетка составляет примерно 15×10^6 расчетных ячеек для LES и 9×10^5 для URANS. Все граничные поверхности пронумерованы на рис. 1 от “1” до “4”, которым соответствуют следующие граничные условия. Цилиндр диаметра D находится на расстоянии $10D$ от входной поверхности “2”, на которой задана постоянная скорость $(U, 0, 0)$ набегающего потока. Цилиндр имеет длину L_z вдоль координаты z . На поверхностях “1” ставятся периодические граничные условия. Длина цилиндра равна $L_z = 4D$ для LES и $L_z = 2D$ для URANS. На границах “4” ставится условие проскальзывания, а на выходной поверхности “3” – конвективное выходное

граничное условие. На поверхности цилиндра обеспечивается условие прилипания.

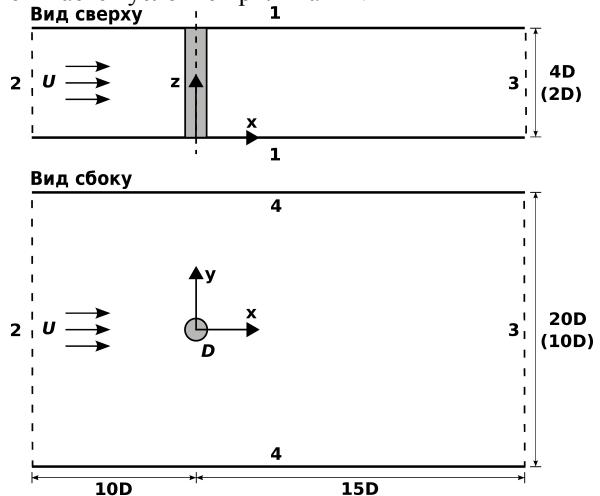
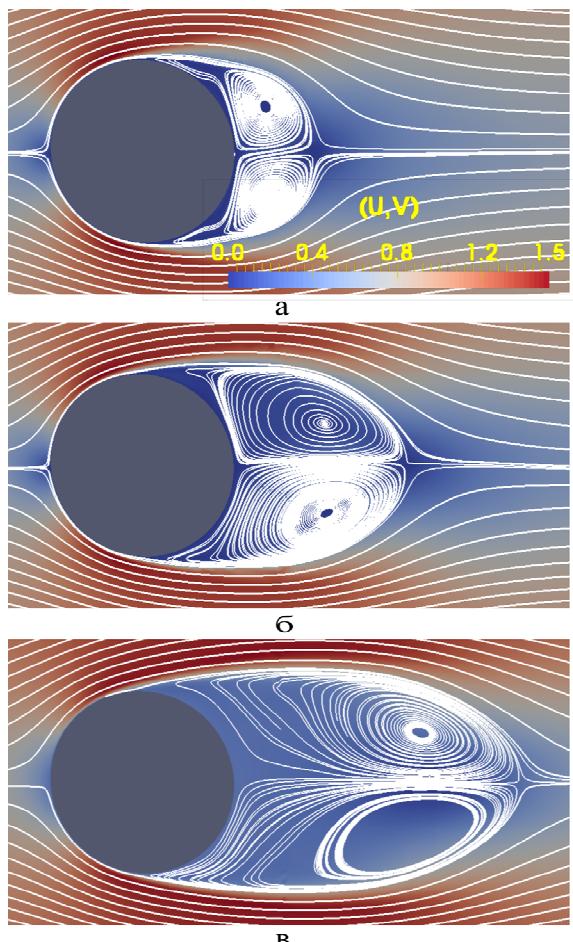


Рис. 1. Схематический вид вычислительной области.

Рис. 2. Линии тока для различных методов (а) $\zeta - f$ модель (б) $\zeta - f$ модель с Яр коррекцией (в) LES моделирование

Результаты показаны на комбинированном рис. 2. На нем представлены линии тока белыми линиями, поверх среднего поля скорости. На рис 2а изображен результат моделирования течения методом URANS со стандартной моделью турбулентности $\zeta - f$. Длина рециркуляционной зоны в этом случае составила 0.46D. На рис. 2б показаны линии тока, полученные при включении Yap добавки в стандартную модель $\zeta - f$. Длина пузыря в этом случае оказалась 0.95D. На рис 2в показаны результаты LES моделирования с подсеточной моделью Смагоринского. Длина рециркуляционной зоны в этом случае составляет 1.54D. Поправка Yap для диссипации турбулентной кинетической энергии привносит недостаточный вклад для точного описания данного отрывного течения.

В докладе будут представлены сравнительные характеристики турбулентности за цилиндром: LES

моделирование, URANS со стандартной моделью турбулентности $\zeta - f$, URANS с некоторыми поправками к модели $\zeta - f$.

Список литературы:

1. Williamson C.H.K. Vortex Dynamics in the Cylinder Wake // Annu. Rev. Fluid. Mech. 1996. Vol. 28. P. 477–539.
2. Young M. E., Ooi A. Comparative Assessment of LES and URANS for Flow Over a Cylinder at a Reynolds Number of 3900 // 16th Australasian Fluid Mechanics Conference. Crown Plaza, Gold Coast, Australia . 2-7 December 20074
3. Parnaudeau P., Carlier J., Heitz D., Lamballais E. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900 // Phys. Fluids. 2008. Vol. 20. 085101.
4. Yap, C. J. (1987). Turbulent Heat and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows, PhD Thesis, Faculty of Technology, University of Manchester, United Kingdom.

**ОЦЕНКА ПИКОВОЙ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ
ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНОГО
ЛАЗЕРНОГО ДОПЛЕРОВСКОГО АНЕМОМЕТРА**

Пономарев С.А.

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

В современных теплофизических экспериментах требуется проводить высокоточные измерения скоростей гидроаэродинамических потоков с характерными частотами пульсаций до нескольких килогерц. Технические характеристики современных лазерных доплеровских анемометров удовлетворяют требованиям.

В Институте теплофизики СО РАН разработаны лазерные доплеровские измерительные системы серии ЛАД-0**, основанные на полупроводниковом лазере с длиной волны 635 нм [1]. Измерительная система состоит из оптического модуля с сигнальным процессором и компьютера с программным комплексом, выполняющим обработку сигнала и позволяющим проводить автоматизированный эксперимент. Аппаратная часть измерительных систем серии ЛАД-0** постоянно модернизируется и ее производительность увеличивается.

В 2014 году был разработан программный комплекс высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра [2], реализующий потенциал текущей аппаратной части. Этот программный комплекс отличается проприетарной файловой базой данных, имеющей высокую производительность (до 2×10^5 записей в секунду). Также использован многопоточный алгоритм обработки доплеровского сигнала, адаптированный для работы на многоядерных процессорах.

Цель данной работы заключается в оценке пиковой производительности разработанного программного комплекса. Такая оценка позволит определить пределы производительности аппаратной части ЛДИС, при которой программный комплекс будет обеспечивать обработку всех экспериментальных данных в реальном времени.

В текущей аппаратной части лазерных доплеровских анемометров серии ЛАД-0** используется стандарт Ethernet 100BASE-TX. Поэтому нельзя оценить пиковую производительность программного комплекса на потоках данных больших, чем 100 Мбит/с, что соответствует примерно 5000 измерениям в секунду.

Для оценки пиковой производительности созданного программного комплекса высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра был создан программный эмулятор аппаратной части.

Программный эмулятор аппаратной части содержит модуль, эмулирующий работу препроцессора, и модуль, отвечающий за генерацию и отправку доплеровского сигнала. Генерируемый сигнал имеет пилообразную зависимость доплеровской частоты от времени и позволяет также проводить тестирование модулей визуализации данных программного комплекса высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра.

Программный эмулятор имеет возможность изменения длины и количества генерируемых доплеровских вспышек в реальном времени. Настройка этих параметров производится через диалог настройки препроцессора программного комплекса.

Созданный программный эмулятор реализует режимы эмуляции как одного оптоэлектронного модуля (2D режим), так и двух (3D режим).

Разработка выполнена в среде Microsoft Visual Studio 2010. Использован язык программирования C#.



Рис. 1. Схема измерения пиковой производительности.

Для оценки пиковой производительности программного комплекса высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра программный эмулятор был запущен на отдельном компьютере (см. рис. 1), подключенном к тестируемому компьютеру по каналу Ethernet на скорости 1 Гбит/с. Получена производительность на уровне 30000 измерений в секунду в 2D режиме и на уровне 25000 измерений в секунду в 3D режиме на компьютере с процессором Intel Core i5.

Проведена оценка пиковой производительности нового программного комплекса высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра. Получена пиковая производительность до 30000 измерений в секунду. Достигнутые характеристики обеспечивают успешное применение программного комплекса в теплофизических экспериментах и имеют запас производительности для дальнейшего развития аппаратной части.

Список литературы:

1. Меледин В.Г., Аникин Ю.А., Бакакин Г.В., Главный В.Г., Двойнишников С.В., Кабардин И.К., Кротов С.В., Куликов Д.В., Наумов И.В., Павлов В.А., Рахманов В.В., Романов Н.А., Садбаков О.Ю., Чубов А.С., Шархов А.С. Лазерная доплеровская измерительная система (ЛДИС) для 3D диагностики газожидкостных потоков ЛАД-056. Техническое описание и инструкция по эксплуатации Р5 134 00 00 00 ТО и ИЭ // Ин-т Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН. - Новосибирск, 2013 г. - 58 С.
2. Пономарев С.А. Программный комплекс высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра // Материалы 52-й Международной научной студенческой конференции МНСК-2014: Инструментальные методы и техника экспериментальной физики / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2014. 53 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ЦЕНТРОБЕЖНОМ ДИСКОВОМ ВЕНТИЛЯТОРЕ

Приходько Ю. М., Фомичев В.П., Чехов В.П.

Институт Теоретической и Прикладной Механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1.

Дисковые вентиляторы относятся к машинам трения. В таких устройствах рабочая среда перемещается за счет сил трения. Основной рабочий элемент дисковых вентиляторов – ротор, представляет собой набор параллельных плоских дисков установленных соосно на общем валу с некоторым зазором. При вращении ротора возникает движение газа вследствие вязкого трения на поверхностях дисков и центробежного ускорения. Ротор размещается в корпусе, который формирует зоны входа и выхода газа.

Одной из характерных особенностей дисковых вентиляторов является развитая поверхность дисков, что делает перспективным их использование в качестве теплообменников. В связи с этим исследование процессов теплообмена в таком аппарате представляется значительный интерес.

До настоящего времени исследования теплообмена проводилось либо для одиночного вращающегося диска, либо для замкнутой полости между двумя вращающимися дисками. В работе приводятся описание установки и методика проведения исследований характеристик теплообмена для диаметрального дискового вентилятора.

На рис. 1 представлен внешний вид экспериментального стенда. Установка состояла из ряда дисков с отверстием посередине. Диски были выполнены из алюминия (Д16Т) внешний радиус R_2 – 120 мм, внутренний R_1 – 60 мм, толщиной 1.8 мм, расстояние между соседними дисками b = 3 мм.

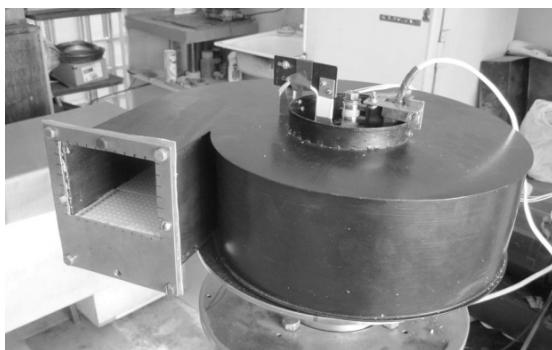


Рис. 1. Установка.

Нагрев дисков осуществлялся с помощью нихромовой нити вклеенной в канавку по внутреннему радиусу дисков. Температура поверхности дисков измерялась шестью платиновыми датчиками температуры, каждый из которых был наклеен на поверхность диска по радиусу с шагом 10 мм (рис.2). Показания датчиков выводились на токосъемную гребенку через которую подавалось на АЦП.



Рис.2 Расположение температурных датчиков на диске.

Эксперимент проводился следующим образом. Ротор раскручивался до заданной угловой скорости, обороты варьировались от 600 об/мин до 3800 об/мин с шагом 400 об/мин, затем с помощью реостата осуществляли нагрев дисков до заданной температуры (35°C, 40°C, 50°C, 60°C и 70°C). После выхода системы на стационарный режим проводились замеры напряжения с помощью АЦП.

На рис. 3 представлено относительное распределение температуры по диску при нагреве внутренней кромки до 60 °C. можно видеть, что с увеличением скорости вращения ротора с дисками увеличивается теплоотдача от поверхности дисков.

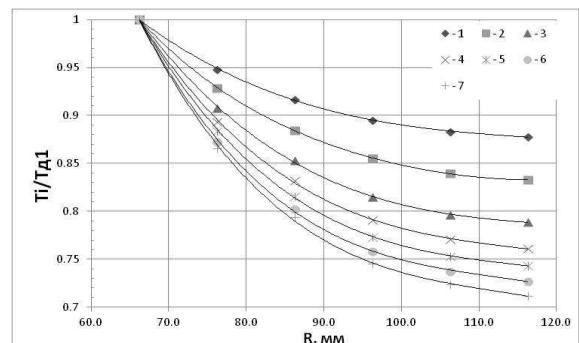


Рис. 3. Распределение температуры по диску при различной скорости вращения ротора. 1 – 600 об/мин; 2 – 1000 об/мин; 3 – 1400 об/мин; 4 – 1800 об/мин; 5 – 2200 об/мин; 6 – 2600 об/мин; 7 – 3000 об/мин.

Экспериментальные данные обрабатывались по методике, описанной в [1]. Варьированием коэффициента теплоотдачи подбиралось такое его значение, при котором дисперсия между экспериментально найденными значениями температуры и вычисленными по известному точному решению [2] была минимальна. Полученное таким образом значение и принималось за среднее значение коэффициента теплопередачи дисков α_{cp} .

На Рис. 4. представлены результаты экспериментов в виде зависимости $\lg Nu$ от $\lg Re$, где:

$$Nu = \frac{\alpha_{cp} R_2}{\lambda}, \quad Re = \frac{\omega R_2^2}{\nu}$$

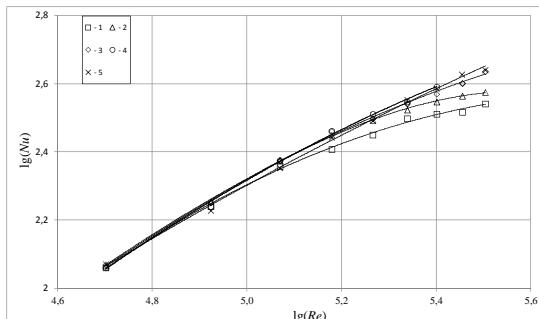


Рис. 4. Зависимость $\lg Nu$ от $\lg Re$ при различных температурах на внутреннем радиусе диска относительно первого датчика. 1 – 35°C ; 2 – 40°C ; 3 – 50°C ; 4 – 60°C ; 5 – 70°C .

Получены экспериментальные данные о теплообменных характеристиках дисков в центробежном дисковом вентиляторе. Построены зависимости $\lg(Nu)$ от $\lg(Re)$ для различных условий работы центробежного дискового вентилятора.

Список литературы:

1. Капинос В.М. Теплообмен свободно вращающегося неравномерно нагретого диска. // ИФЖ. – 1963. – т. 6. – № 3. – С. 12-20.
2. В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. Теплопередача. М.-Л.: Энергия, 1965. – 424 с.

Все вопросы по e-mail: lumin@ngs.ru.

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ
С УЧЕТОМ ИСПАРЕНИЯ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ ОБЕРБЕКА-БУССИНЕСКА**

Резанова Е.В., Тарасов Я.А.

Алтайский государственный университет,
654069, Россия, Барнаул, пр. Ленина, 61

В настоящей работе проводится математическое моделирование тонких слоев жидкости, стекающих по неравномерно нагретой наклонной подложке под действием сопутствующего потока газа с учетом термокапиллярных и гравитационных факторов. Данные течения сопровождаются переносом массы через свободную границу раздела в результате испарения. Построению подобных математических моделей и их численному исследованию посвящены работы [1-5]. В работе [5] моделирование проводилось при помощи уравнений Навье-Стокса и уравнения переноса тепла, а также обобщенных кинематического, динамических и энергетического условий [1, 4].

В настоящей работе моделирование проводится на основе уравнений конвекции Обербека-Буссинеска в двумерном случае. В задаче введены два характерных масштаба длины, поскольку характерная длина деформации свободной поверхности намного превосходит амплитуду деформации. Пусть l – продольная характерная длина и d – поперечная характерная длина, при этом $l > d$. Тогда $\varepsilon = d/l$ является малым параметром системы. С учетом вышесказанного система уравнений в безразмерном виде записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} Re\varepsilon^2(u_t + uu_x + uw_z) &= u_{zz} - p'_x + \varepsilon^2 u_{xx} - \gamma_1 \sin \alpha T, \\ Re\varepsilon^4(w_t + uw_x + ww_z) &= \varepsilon^2 w_{zz} - p'_z + \varepsilon^4 w_{xx} + \gamma_2 \cos \alpha T, \\ u_x + w_z &= 0, \\ RePr\varepsilon^2(T_t + uT_x + wT_z) &= \varepsilon^2 T_{xx} + T_{zz}. \end{aligned}$$

Здесь (u, w) – компоненты вектора скорости, T – температура, $p' = p - \frac{\gamma_1}{Bu} x \sin \alpha + \gamma_2 z \cos \alpha$ – отклонение давления p от гидростатического давления, $Re = \frac{u_* l}{\nu}$ – число Рейнольдса, $Pr = \frac{\nu}{\chi}$ – число Прандтля, $\gamma_1 = \frac{Gr}{\varepsilon}$, $\gamma_2 = \frac{Gr}{Re}$, где $Gr = \frac{d^3 g \beta T_*}{\nu^2}$ – число Грасгофа, ρ – некоторое относительное значение плотности жидкости, χ – коэффициент температуропроводности, ν – коэффициент кинематической вязкости, β – коэффициент теплового расширения жидкости, T^* – характерная температура, u^* – характерная продольная скорость. Система координат выбрана таким образом, что вектор силы тяжести имеет компоненты $(g \sin \alpha, -g \cos \alpha)$.

На термокапиллярной границе раздела искомые функции удовлетворяют обобщенным кинематическому, динамическим и энергетическим условиям. На твердой границе выполняются условия прилипания, а также задан нагрев. Для определения потока массы через границу раздела используется уравнение Герца-Кнудсена [3, 4]. Заметим, что для замыкания

постановки задачи требуется задать также начальное состояние системы (начальные условия для функций u , w , T), а также начальное положение свободной границы и условия на бесконечности для функции ее определяющей. Дальнейшее моделирование проводится в случае, когда $Re = O(1)$.

Искомые функции u , w , T , p' определяются с помощью разложения по степеням малого параметра ε . Тогда главные члены разложения для этих функций примут следующий вид с учетом выполнения условий на твердой подложке:

$$\begin{aligned} u^0 &= \frac{z^4}{24} \gamma_2 \cos \alpha A_x + \frac{z^3}{6} (\gamma_2 \cos \alpha (\Theta_0)_x + \gamma_1 \sin \alpha A) + \\ &\quad + \frac{z^2}{2} ((C_0)_x + \gamma_1 \sin \alpha \Theta_0) + C_1 z, \\ w^0 &= -\frac{z^5}{120} \gamma_2 \cos \alpha A_{xx} - \frac{z^4}{24} (\gamma_2 \cos \alpha (\Theta_0)_{xx} + \gamma_1 \sin \alpha A_x) - \\ &\quad - \frac{z^3}{6} ((C_0)_{xx} + \gamma_1 \sin \alpha (\Theta_0)_x) - \frac{z^2}{2} (C_1)_x, \\ p^0 &= \frac{z^2}{2} \gamma_2 \cos \alpha A + z \gamma_2 \cos \alpha \Theta_0 + C_0, \\ T^0 &= A(x, t) z + \Theta_0(x, t). \end{aligned}$$

Получены также выражения для первых членов разложения всех искомых функций по степеням малого параметра ε . Данные выражения представляют собой полиномы относительно z четвертой степени для первой компоненты скорости, пятой степени для второй компоненты скорости, второй степени для давления и первой для температуры.

Ограничивааясь только главными членами разложения, можно определить толщину слоя h с помощью следующего эволюционного уравнения:

$$\begin{aligned} h_t + \frac{h^4}{24} \gamma_2 \cos \alpha A_x h_x + \frac{h^3}{6} h_x (\gamma_2 \cos \alpha (\Theta_0)_x + \gamma_1 \sin \alpha A) + \\ \frac{h^2}{2} h_x ((C_0)_x + \gamma_1 \sin \alpha \Theta_0) + C_1 h h_x + \frac{h^5}{120} \gamma_2 \cos \alpha A_{xx} + \\ + \frac{h^4}{24} (\gamma_2 \cos \alpha (\Theta_0)_{xx} + \gamma_1 \sin \alpha A_x) + \frac{h^3}{6} ((C_0)_{xx} + \\ + \gamma_1 \sin \alpha (\Theta_0)_x) + \frac{h^2}{2} (C_1)_x + \frac{E \alpha_J}{\varepsilon} (A h + \Theta_0) = 0. \end{aligned}$$

Здесь $E = \frac{k T_*}{\lambda_u \nu \rho}$, $\alpha_J = \alpha \rho_s \lambda_u \left(\frac{M}{2 \pi R_g T_s^3} \right)^{\frac{1}{2}} (T - T_s)$, λ_u – скрытая теплота парообразования, R_g – универсальная газовая постоянная, M – молекулярная масса, ρ_s – плотность газа, T_s – температура насыщенного пара, α – коэффициент аккомодации. Отметим, что функции C_0 , C_1 определяются с помощью обобщенных условий на термокапиллярной границе раздела. Функция A определяется исходя из граничного

теплового режима. Зная значения функции h можно определить искомые функции продольной и поперечной скоростей, температуры и давления.

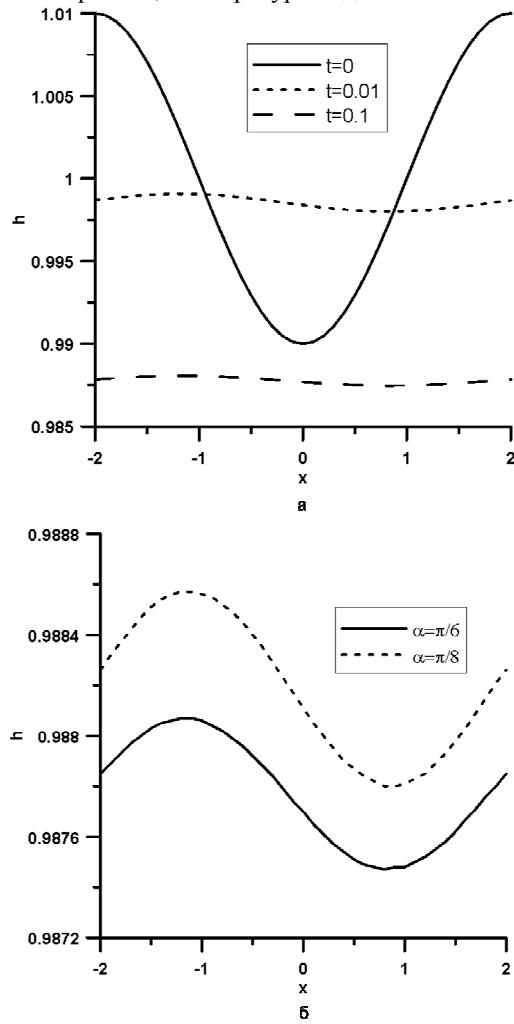


Рис. 1. Изменение толщины слоя жидкости с течением времени (а) и зависимость толщины слоя жидкости от угла наклона подложки в момент времени $t = 0.1$ (б).

В рамках данной модели проведены численные исследования по формированию течений тонкого слоя жидкости для системы "этанол-азот". На рисунке 1а представлена динамика периодического стекания слоя по неравномерно нагретой подложке с учетом испарения с течением времени. Рисунок 1б демонстрирует зависимость толщины слоя жидкости от угла наклона подложки (на рисунках приведены безразмерные значения параметров). Представлены численные результаты исследования зависимости толщины слоя стекающей жидкости от гравитационных и термокапиллярных сил, а также угла наклона подложки. В ходе численного исследования проводится сравнение математических моделей течения тонких слоев жидкостей основанных на системах уравнений Навье-Стокса и Обербека-Буссинеска.

Авторы выражают искреннюю благодарность научному руководителю Гончаровой Ольге Николаевне за постановку задачи и обсуждение результатов.

Список литературы:

1. Iorio C.S., Goncharova O.N., Kabov O.A. Heat and mass transfer control by evaporative thermal patterning of thin liquid layer // Computational Thermal Sci. 2011. №3(4). P. 333-342.
2. Kabova Yu.O., Kuznetsov V.V., Kabov O.A. Temperature dependent viscosity and surface tension effects on deformations off non-isothermal falling liquid film // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1271-1278.
3. Miladinova S., Slavtchev S., Lebron G., Legros J.-C. Long-wave instabilities of non-uniformly heated falling films // J. Fluid Mech. 2002. Vol. 453. P. 153-175.
4. Гончарова О.Н. Моделирование течений в условиях тепло- и массопереноса на границе // Известия АлтГУ. 2012. № 73(1/2). С. 12-18.
5. Гончарова О.Н., Резанова Е.В., Тарасов Я.А. Моделирование термокапиллярных течений в тонком слое жидкости с учетом испарения // Известия АлтГУ. 2014. № 81(1/1). С. 47-52.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-08-00163).

ДВУХФАЗНОЕ ТЕЧЕНИЕ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ЩЕЛЕВЫХ МИКРОКАНАЛАХ

Роньшин Ф. 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

Существующие системы охлаждения (преимущественно пассивное охлаждение) и системы жидкостного охлаждения не позволяют достичь современных требований по отводу тепла от тепловыделяющих элементов высокой мощности. В настоящее время происходит революционное развитие теплообменных систем с микро и нано размерами, которые оказываются гораздо более энергоэффективными, чем макросистемы с размерами каналов 3-10 мм. При уменьшении толщин плоских каналов, отношение поверхности к объему канала увеличивается обратно пропорционально его минимальному поперечному размеру, что обуславливает высокую интенсивность теплообмена в микросистемах.

В [1] проведено сравнение каналов различной геометрии и размеров. Показано, что в большинстве публикаций рассматриваются относительно длинные каналы, в которых условия ввода жидкости и газа в канал не оказывают существенного влияния на структуру двухфазного потока. Короткие каналы имеют более широкие перспективы использования в технических приложениях, например, в биочипах и устройствах охлаждения микроэлектроники. Несмотря на актуальность исследования двухфазных течений в коротких каналах, количество публикаций по этой теме весьма ограничено.

Структура двухфазного течения в микроканалах до сих пор до конца не изучена. Существует огромное количество параметров, влияющих на структуру двухфазного потока. До сих пор не существует модели, которая достаточно точно предсказывала бы режимную карту для большинства рассмотренных каналов. В [2] выполнено исследование двухфазного течения в плоских каналах высотой 400-500 мкм. В прямоугольных каналах картина течения качественно соответствует режимам в трубах, хотя границы между режимами существенно отличаются. Появляются два линейных размера, и в зависимости от их отношении существенно меняется картина процесса.

В [1] указано, что в каналах диаметром менее 300 мкм влиянием гравитации можно пренебречь. В данной работе используется каналы высотой менее 300 мкм, т.е. режимы течений в вертикальных и горизонтальных каналах отличаться не будут. Это позволяет использовать систему из микроканалов в любом положении и под действием различных ускорений, что не будет влиять на движение жидкости.

В работе выполнено экспериментальное исследование течения двухфазного потока в прямоугольных коротких горизонтальных каналах сечением 0.1x20, 03x20 мм с использованием флуоресцентного и

Шлирен методов. Определены основные режимы двухфазного потока: пузырьковый, струйно-капельный, раздельный, вспененный и кольцевой. Показано, что изменение высоты горизонтального канала и ширины оказывает существенное влияние на границы между режимами. Из рис. 1 следует, что при увеличении высоты канала возрастает область раздельного режима, а область вспененного режима существенно уменьшается. Также при увеличении высоты канала существенно расширяется область струйного режима течения. Область кольцевого режима при изменении высоты канала практически не менялась. Пузырьковый режим с увеличением высоты канала сдвигался в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости. С увеличением высоты канала интенсивность формирования капель уменьшается. В канале высотой 300 мкм капли перестают формироваться.

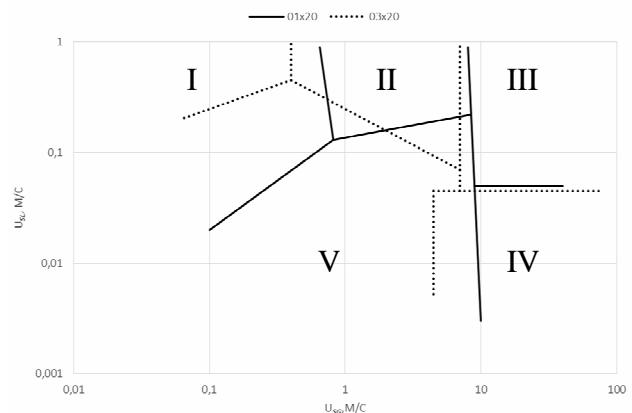


Рис. 1. Сравнение режимных карт для каналов сечением 0.1x20 и 03x20 мм соответственно. Режимы течений: I – пузырьковый, II – вспененный, III – кольцевой, IV – раздельный, V – струйный. Обозначения: U_{SL} – приведенная скорость жидкости; U_{sg} – приведенная скорость газа.

Список литературы:

1. Чиннов Е.А., Кабов О.А. Двухфазные течения в трубах и капиллярных каналах // ТВТ. 2006. Т. 44. № 5. С. 777.
2. Chinnov E. A., Guzanov V. V., Cheverda V. et al Regimes of Two-phase Flow in Short Rectangular Channel // Micro gravity science and technology. 2009. V. 21. S Issue 1, P. 199-205.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (идентификатор проекта RFMEFI60414X0053).

**О ТЕРМОДИФУЗИОННОМ РАЗДЕЛЕНИИ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ
С ПЕРЕМЕННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ПЕРЕНОСА**

Рыжков И.И., Степанова И.В.

Институт вычислительного моделирования СО РАН,
660036, Россия, Красноярск, Академгородок 50, стр. 44

Для описания и предсказания процессов тепломассообмена в смесях необходимо знание коэффициентов переноса. К ним относятся коэффициенты теплопроводности, диффузии, а также термодиффузии (если перенос массы под действием градиента температуры, называемый также эффектом Соре, является существенным). Эти коэффициенты в общем случае зависят от температуры и концентрации компонентов смеси. Если эта зависимость слабая или неоднородности температуры и концентрации малы, то коэффициенты переноса можно считать постоянными. Однако, в коллоидных суспензиях, растворах полимеров, а также в смесях вблизи критической точки фазового расслоения эффект термодиффузии является весьма значительным. В этом случае малая разность температур приводит к возникновению большой разности концентраций [1,2]. В коллоидных суспензиях часто наблюдается смена знака коэффициента Соре при изменении температуры. В указанных случаях необходимо учитывать зависимость физических свойств от температуры и концентрации для корректного описания процесса разделения.

В данной работе рассматривается процесс стационарного тепломассопереноса бинарной смеси в плоском слое, горизонтальные границы которого поддерживаются при различных постоянных температурах (рис. 1). Градиент температуры вызывает разделение смеси под действием эффекта термодиффузии. Такая конфигурация часто используется для измерения коэффициентов диффузии и термодиффузии в смесях [3]. Распределения температуры T и концентрации C в смеси описываются одномерными уравнениями переноса тепла и массы:

$$\frac{d}{dz} \left(\kappa(T, C) \frac{dT}{dz} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\rho(T, C) \left(D(T, C) \frac{dC}{dz} + C(1-C) D_T(T, C) \frac{dT}{dz} \right) \right) = 0.$$

Здесь κ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность смеси, D – коэффициент диффузии, D_T – коэффициент термодиффузии. На границах слоя задаются значения температуры, а также ставится условие отсутствия диффузионного потока массы:

$$z = 0: \quad T = T_1; \quad z = L: \quad T = T_2; \quad (2)$$

$$z = 0, L: \quad D(T, C) \frac{dC}{dz} + C(1-C) D_T(T, C) \frac{dT}{dz} = 0.$$

В настоящей работе предложена общая схема интегрирования задачи (1), (2). Показано, что эта задача сводится к решению обыкновенного дифференциального уравнения, описывающего траекторию системы на плоскости $T - C$, и неявному соотношению

между температурой T и вертикальной координатой z .

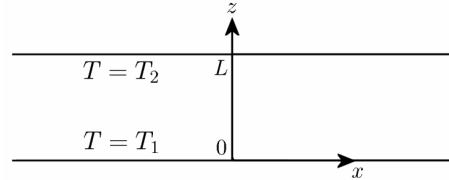


Рис. 1. Плоский слой с разностью температур между стенками.

Исследованы различные случаи, для которых задача (1), (2) может быть проинтегрирована в явном виде. Построен ряд новых точных решений для профилей температуры и концентрации. В общем случае задача решалась численно с помощью метода стрельбы. Рассмотрены примеры термодиффузационного разделения в бинарных смесях с переменными коэффициентами переноса (этанол–вода, хлорид натрия–вода, наножидкость оксид алюминия–вода, смесь полимеров и др.). Полученные профили температуры и концентрации существенно отличаются от линейных профилей, соответствующих постоянным коэффициентам переноса.

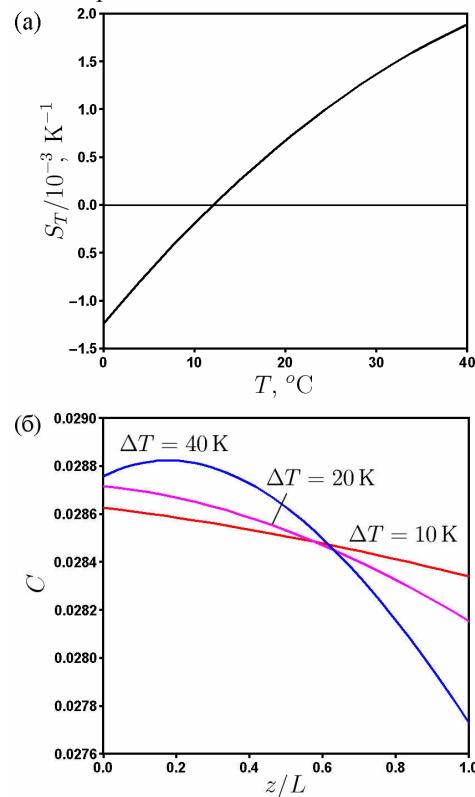


Рис. 2. Коэффициент Соре (а) и профили концентрации хлорида натрия (б) в водном растворе при различных разностях температур $\Delta T = T_2 - T_1$.

В качестве примера на рис. 2 (а) показана зависимость коэффициента Соре $S_T = D_T / D$ от температу-

ры в водном растворе хлорида натрия. При $T = 12.04$ $^{\circ}\text{C}$ коэффициент Соре меняет знак. Профили концентрации, соответствующие линейному профилю температуры, показаны на рис. 2 (б) для различных разностей температур между стенками. Средняя температура $T_0 = (T_2 + T_1) / 2 = 25$ $^{\circ}\text{C}$, средняя концентрация хлорида натрия $C_0 = 0.0285$ близка к его концентрации в морской воде. В случае $\Delta T = 10$ К имеем $T_1 = 20$ $^{\circ}\text{C}$, $T_2 = 30$ $^{\circ}\text{C}$. Коэффициент Соре в указанном диапазоне положителен, поэтому концентрация более тяжелого (по сравнению с водой) хлорида натрия выше у холодной стенки, чем у горячей. Увеличение коэффициента Соре с ростом температуры приводит к более крутым наклонам профиля вблизи горячей стенки. С ростом разности температур ($\Delta T = 20$ К) этот эффект становится более выраженным. При $\Delta T = 40$ К диапазон тем-

ператур в слое включает точку смены знака коэффициента Соре. Поэтому концентрация хлорида натрия достигает максимума в некоторой точке и уменьшается при приближении к границам слоя.

Список литературы:

1. Braibanti M., Vigolo D., Piazza R. Does thermophoretic mobility depend on particle size? // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. 108303.
2. Voit A., Krekhov A., Köhler W. Laser-induced structures in a polymer blend in the vicinity of the phase boundary // Phys. Rev. E. 2007. V. 76. 011808.
3. Mialdun A., Shevtsova V. Measurement of the Soret and diffusion coefficients for benchmark binary mixtures by means of digital interferometry // J. Chem. Phys. 2011. V. 134. 044524.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 14-01-31038.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПЫЛЕВОГО КВАЗИАТОМА

Сальников М.В.

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

В данной работе исследуется поляризация облака ионов, захваченных сильно заряженной пылевой частицей, помещённой в плазму, при наличии внешнего электрического поля [1].

Полная энергия ионов, испытывающих столкновения с нейтралами вблизи пылевой частицы, может стать отрицательной, вследствие чего ионы начинают орбитировать вокруг неё, образуя вокруг частицы положительно заряженное облако. Образуется система: пылевая частица - облако ионов, так называемый пылевой квазиатом. Характерный размер такой системы порядка дебаевской длины экранирования.

Во внешнем электрическом поле облако захваченных ионов смещается вдоль поля, и у данной системы возникает дипольный момент. Целью данной работы было изучение характеристик данной системы и получение зависимостей её поляризации от величины электрического поля, заряда и радиуса пылевой частицы и длины свободного пробега ионов [2,3]. Вопросы зарядки пылевой частицы и формирования ионного облака рассматривались в статьях [4,5,6], но, к сожалению в них не был поведён анализ влияния на ионного облака внешнего электрического поля.

Задача решалась методом прямого статистического моделирования Монте-Карло процессов столкновения с нейтралами, пылевой частицей и движения ионов, наблюдалась эволюция ионного облака в окрестности пылевой частицы при наложении внешнего электрического поля.

Система разделена на ячейки по координатам ρ и z . Положение ионов в каждый момент времени находится из системы уравнений движения, решаемой методом Рунге-Кутта 4-ого порядка. По полученной координате иона в данный момент времени определяется ячейка пространства, в которой он расположен. В элемент массива, который закреплён за данной ячейкой, вносится время, нормированное на объём ячейки, проведённое ионом в ней. Это время равно:

$$T = \frac{dt}{\pi(\rho_{r,n}^2 - \rho_{l,n}^2)(z_{r,n} - z_{l,n})} \quad (1)$$

где $\rho_{r(l),n}$ – правая грань n -ой ячейки по координате ρ , $z_{r(l),n}$ – аналогично по z .

Накопленные значения времени, проводимого ионами в каждой ячейке, прямо пропорциональны плотности ионов. Коэффициент пропорциональности определяется следующим соотношением:

$$A \langle T \rangle_k = n_0 \quad (2)$$

где $\langle T \rangle_k$ – усреднённое значение времени пребывания ионов по всем крайним ячейкам, n_0 – известная плотность ионов вдали от пылевой частицы.

В результате численного моделирования получено распределение плотности ионов вблизи пылевой частицы в отсутствии внешнего электрического поля

(Рис.1), для различных значений внешнего электрического поля E (Рис.2), при различных значениях заряда пылевой частицы Q .

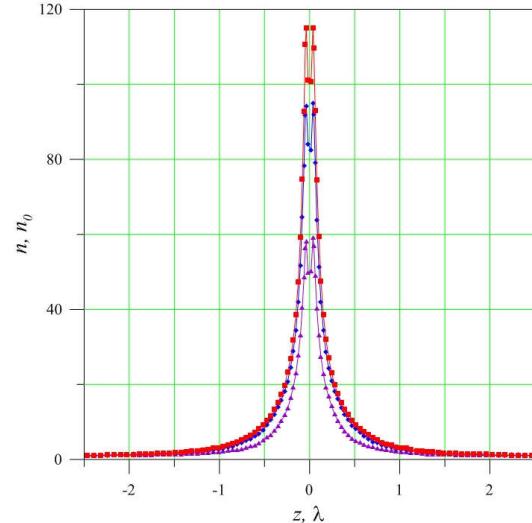


Рис. 1. Распределение плотности ионов вблизи пылевой частицы в отсутствии внешнего электрического поля E при различных значениях безразмерного заряда пылевой частицы Q :
квадраты – 1.85; ромбы – 3.75, треугольники – 5.5.

Плотность ионов у пылевой частицы значительно возрастает с ростом заряда. Происходит стягивание ионов к частице. Зависимость максимума плотности ионов от заряда пылевой частицы для данных значений близка к линейной.

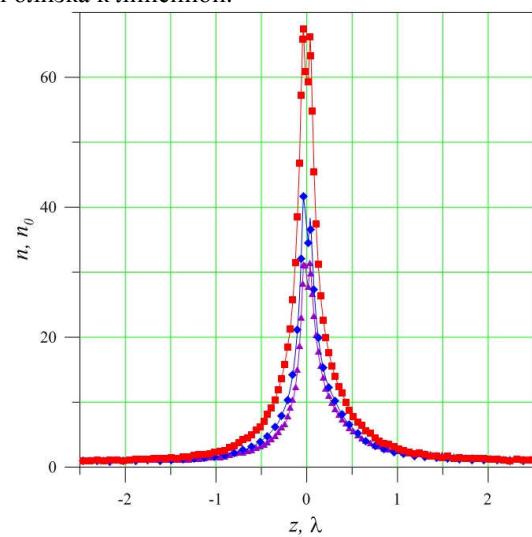


Рис. 2. Распределение плотности ионов вблизи пылевой частицы при различных значениях безразмерного внешнего электрического поля E :
квадраты – 0.2; ромбы – 0.5, треугольники – 1.

В присутствии поля симметрия пропадает, плотность начинает смещаться вправо по оси z в направлении поля. Плотность ионов с правой стороны от пылевой частицы больше, чем плотность с противоположной стороны.

положной стороны. Орбиты ионов в среднем вытягиваются в правую сторону.

Получена зависимость дипольного момента системы от внешнего электрического поля (Рис.3). Дипольный момент системы равен:

$$P = e \int z n(z, \rho) dz \rho d\rho, \bar{P} = e \lambda^3 P. \quad (3)$$

Из дипольного момента следующим образом найден коэффициент поляризации:

$$\alpha = \frac{P}{E} = \frac{1}{4\pi} \frac{\bar{P}}{E} \lambda^3. \quad (4)$$

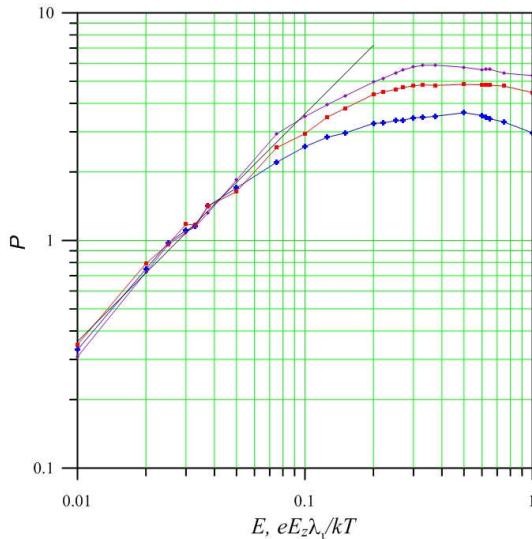


Рис. 3. Зависимость безразмерного дипольного момента P от безразмерного внешнего электрического поля E при различных значениях, безразмерного заряда пылевой частицы Q :
1 – 1.85; 2 – 3.75, 3 – 5.5.

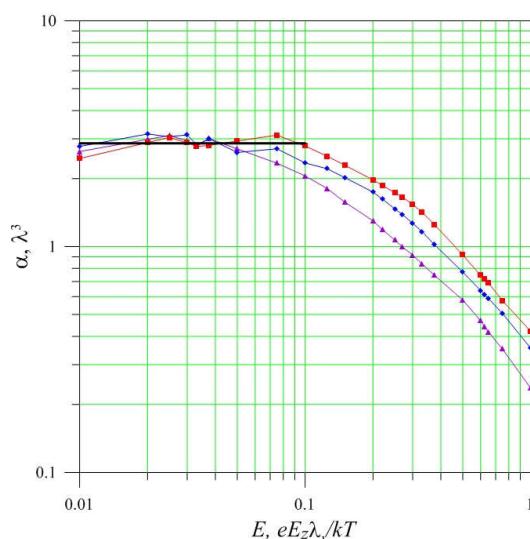


Рис. 4. Зависимость коэффициента поляризации α при значениях безразмерного заряда пылевой частицы Q :
1 – 1.85; 2 – 3.75, 3 – 5.5.

С возрастанием напряжённости поля дипольный момент возрастает и имеет максимум. Для каждого

значения заряда зависимость дипольного момента от поля для малых внешних полей линейна. Для всех зарядов пылевой частицы линейные области зависимостей совпадают. После преодоления максимума зависимость начинает плавно спадать, и, чем больше заряд пылевой частицы, тем выше находится область спада. Линейная область для больших значений заряда становится длиннее, так как возвращающие силы становятся сильнее. Максимум для каждой зависимости находится при $E = 0.5$ в безразмерных переменных. Полученный дипольный момент ионного облака оказался на шесть порядков больше, чем дипольный момент, возникающий вследствие поляризации самой пылевой частицы, равный $P \approx E r_0^3$ [7].

Из дипольного момента по формуле (4) получен коэффициент поляризации. Его зависимость от поля представлена на (Рис.4). Для значений полей до 0.1 в безразмерных единицах поляризация для всех значений заряда пылевой частицы ведёт себя как константа. Этот участок зависимости соответствует линейному участку для зависимости от поля дипольного момента. При дальнейшем росте внешнего электрического поля коэффициент поляризации для различных значений заряда пылевой частицы расслаивается и начинает спадать, что связано с «ионизацией» «квазиатома». Для линейной области зависимости дипольного момента коэффициент поляризации $\alpha \approx 3\lambda_i^3$. Такое значение коэффициента поляризации системы «пылевая частица - облако ионов» на 18 порядков больше коэффициента поляризации самой заряженной частицы, равный $\alpha_d(E) \approx Er_0^3$ [7,8].

Работа сделана при поддержке гранта РФФИ 12-02-00518-а.

Список литературы:

1. M. Lampe, R. Goswami, Z. Sternovsky, S. Robertson, V. Gavriishchaka, G. Ganguli, and G. Joyce, Trapped ion effect on shielding, current flow, and charging of a small object in a plasma, *Phys. Plasmas*, vol. 10, no. 5, pp. 1500–1513, May 2003.
2. I. H. Hutchinson and L. Patacchini, Computation of the effect of neutral collisions on ion current to a floating sphere in a stationary plasma, *Phys. Plasmas* 14, 013505(2007).
3. A. V. Zobnin, A. D. Usachev, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Ion current on a small spherical attractive probe in a weakly ionized plasma with ion-neutral collisions (kinetic approach), *Phys. Plasmas*, vol. 15, no. 4, p. 043 705, Oct. 2008.
4. В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков, О.Ф. Петров, Пылевая плазма, УФН, Том 147, №5, 2004.
5. G. I. Sukhinin and A. V. Fedoseev, Formation of a Trapped-Ion Cloud Around a Dust Particle in Low-Density Plasma, *IEEE Trans. Plasma Sci.* 38, 2345 – 2352 (2010)
6. G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev, S. N. Antipov, O. F. Petrov, and V. E. Fortov, Effect of trapped ions and nonequilibrium electron-energy distribution function on dust-particle charging in gas discharges, *Phys. Rev. E* 79, 036404 (2009)
7. P.K. Shukla, B. Eliasson, Fundamentals of dust-plasma interactions, *Reviews Of Modern Physics*, vol. 81, Jan.-March. 2009.
8. P.K. Shukla, D.D. Tskhakaya, Dipole-dipole interactions between dust grains in plasmas, *ЖЭТФ*, том 125, вып.1., стр. 63-71, 2004

Сатонкина Н.П.^{1,2}, Рубцов И.А.²¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Введение

Эмульсионные взрывчатые вещества (ЭмВВ) получили широкое практическое применение благодаря безопасности, легкости изготовления, не токсичности, однако процесс детонации для них до сих пор остается недостаточно изученным.

ЭмВВ по ряду показателей является нетипичным: немонотонная зависимость скорости детонации от плотности, увеличение критического диаметра и времени реакции при росте плотности. Также наблюдаются особенности поведения и для электропроводности, этому и посвящена данная работа.

ЭмВВ интересно контролируемой по размеру неоднородностью, на нем можно исследовать процесс разгорания горячих точек. Горячие точки — основная на данный момент гипотеза распространения детонации по ВВ, но другие конденсированные ВВ в силу большей плотности и скорости не позволяют «заглянуть» в зону химической реакции из-за малой длительности химпика [1] и агрессивности исследуемой среды. Для ЭмВВ ширина зоны химической реакции ~ 2 мм, что превышает разрешение используемого метода на два порядка.

Методом высокого разрешения, разработанного ранее и подробно описанного в работе [1], получены данные по распределению электропроводности ЭмВВ, проведен их анализ.

Использовалась эмульсия на основе аммиачной и натриевой селитр, аналогичная использованной в [2]. Для получения ВВ в эмульсию добавляли сенсибилизатор — полые стеклянные микросфера, масса которых составляла долю от массы эмульсии сверх массы эмульсии.

Было учтено наличие в продуктах детонации диэлектрика, метод подробно описан в [2]. Все дальнейшие результаты приведены для чистых продуктов в приближении отсутствия заметного расширения.

Результаты экспериментов и обсуждение

Эволюция профиля электропроводности.

Согласно теории Зельдовича-Неймана-Деринга, детонационная волна состоит из ударной волны, примыкающей к ней области химической реакции (пик фон Неймана) и волны разгрузки (волны Тейлора). В наших экспериментах мы получаем профиль электропроводности качественно напоминающий профиль давления детонационной волны. Из ранних данных известно, что электропроводность отслеживает приход фронта с точностью не хуже 10 нс. В работе [1] показано, что для традиционных ВВ длительности пика электропроводности и химпика, полученного другими методами, близки.

На данный момент нет полного понимания природы проводимости детонационной волны, но есть основание полагать, что для ВВ сбалансированного состава (гексоген, октоген, тэн) проводимость в хим-

пике порождена хемоионизацией, а в волне Тейлора ионная проводимость.

Кратко опишем характерный профиль электропроводности конденсированных ВВ сбалансированного состава. Профиль состоит из пика шириной десятки наносекунд и остаточной электропроводности величиной ниже максимальной примерно на порядок. Время достижения максимума ограничено паразитными индуктивностями нашей схемы и составляет меньше 10 нс [1].

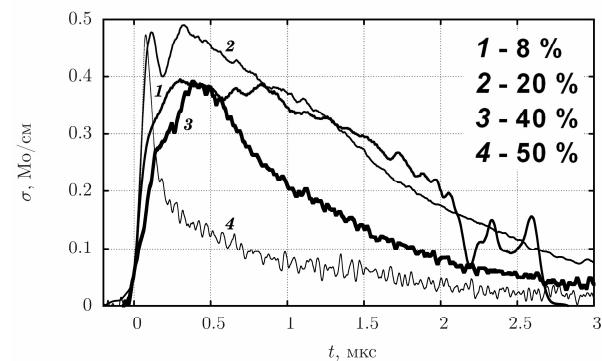


Рис.1. Эволюция профиля электропроводности.

На рисунке 1 приведены профили распределения электропроводности ЭмВВ при разном содержании сенсибилизатора. На профилях 1 и 2 для 8 и 20 % микросфер ярко выраженного пика, коррелирующего с зоной химической реакции, нет, распределение широкое со слабым спадом, остаточная электропроводность одинаковая, не смотря на отличие объемной доли эмульсий до взрыва в 1.5 раза и детонационной скорости на 800 м/с. Отличие есть в области максимума: профили для 8 % растут медленнее, что может говорить о более медленном разгорании, для 20 % максимум раздваивается. Причиной этого может быть пространственное разделение двух областей проводимости, первая - порожденная химической реакцией и вторая – ионная электропроводность, источником которой является натрий, содержащийся в составе ЭмВВ.

С увеличением доли микросфер характер распределения сильно меняется, происходит монотонное уменьшение значения электропроводности в волне Тейлора.

При этом, скорость спада электропроводности в волне Тейлора возрастает с увеличением содержания микросфер. Среда продуктов детонации (ПД) все больше заполняется диэлектриком, что ускоряет разгрузку, увеличивает длительность линий тока и, таким образом, увеличивает сопротивление. Кроме того, происходит снижение термодинамических параметров, таких как температура и давление. [3]

Для ЭмВВ с 50 % микросферы продукты детонации сильно разбавлены инертной добавкой, концентрация эмульсии до взрыва снижается почти в 3 раза по сравнению с 8 % и составляет 0.25 объемных долей, остаточная электропроводность сильно падает и на профиле выделяется пик длительностью ~0.2 мкс.

Максимальное значение электропроводности практически не зависит от содержания микросфер и составляет величину около $0.4 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$. Напоминаем, что нами учтено наличие диэлектрика, и отсутствие зависимости говорит о схожести как химических реакций, так и термодинамических характеристик при разном содержании сенсибилизатора.

Переходные режимы детонации.

На рисунке 2 приведены профили электропроводности с добавлением 30 % микросфер при разных режимах, детонация 1 – стационарная, 2 – пересжатая. Через 3 мкс наблюдается значительное отличие величин в волне Тейлора, что говорит о разной кинетике химических реакций. По-видимому, ЭмВВ с 30 % микросфер позволяет реализоваться разным режимам детонации при варьировании условий инициирования.

На рисунке 3 показаны профили электропроводности для ЭмВВ с 40 % сенсибилизатора. Для одинаковой детонационной скорости реализованы три режима детонации, что видно из разной формы пиков электропроводности. При этом, все три профиля в волне Тейлора имеют одинаковую электропроводность и, по-видимому, одинаковые термодинамические параметры. Примечательно, что пик 1 раздвоен, и длительность первого пика совпадает с длительностью пика профиля 3.

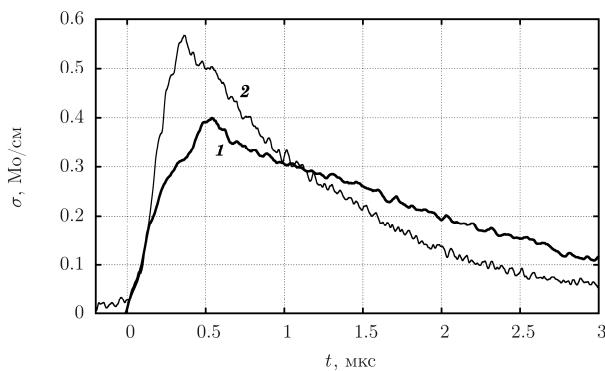


Рис. 2. Профили электропроводности ЭмВВ с содержанием 30 % микросфер. Скорости детонации для 1 – 2.89 км/с, для 2 – 3.4 км/с.

Тонкая структура зоны реакции.

Эмульсионные ВВ уникальны тем, что, являясь конденсированным ВВ, позволяют различать тонкую структуру реакции благодаря относительно небольшой скорости и широкой зоне реакции.

Электропроводность чутко отслеживает состояние среды продуктов детонации. На рис. 1 профили 1, 3 видно, что в момент ~0.1 мкс происходит измене-

ние угла наклона, далее идет более пологий рост. На рис. 2 наблюдается изгиб при $t \sim 0.3$ мкс на обоих профилях. На рис. 3 профиль 2 имеет ту же особенность. Такое поведение профиля вблизи максимума наблюдается только для эмульсионных ВВ и отражает ход химической реакции.

Время роста электропроводности до максимального значения минимально при наибольшем содержании микросфер 50 %, составляет величину 0.1 мкс, максимально при 3 % – 0.5 мкс и монотонно возрастает с плотностью. Оценка времени схлопывания для микросфер диаметром $d=60$ мкм (средний размер) при скорости детонации $D=4$ км/с (соответствует содержанию микросфер $\mu=8$ %), считая показатель адиабаты равным $n=3$ [4], составляет $d(n+1)/D \approx 60$ нс, для $\mu=50$ % время схлопывания 120 нс. Эти значения близки времени роста электропроводности с максимальным градиентом.

При сравнении наших данных и данных работы [4] интересно отметить, что особенности, наблюдавшиеся нами на профилях электропроводности, коррелируют с длительностями указанной работы.

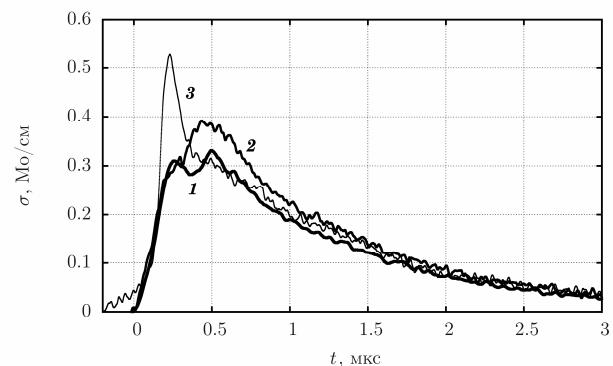


Рис. 3. Профили электропроводности ЭмВВ с содержанием 40 % микросфер. Скорость детонации 3.1 км/с.

Список литературы:

- Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Иванов Г.М. Профили электропроводности в плотных взрывчатых веществах // Химическая физика. 2007. Т. 26, № 12. С. 21-33.
- Satonkina N.P., Prueel E.R., Ershov A.P., et all. Electrical conduction of emulsion explosives// Journal of Engineering Thermophysics. 2011. V. 20, № 3. P. 315-319.
- Yoshida M., Iida M., Tanaka K., Fudjiwara S. Detonation behavior of emulsion explosives containing glass microballoons // Proc. 8th Symposium (Intern.) on Detonation. 1985. P. 993-1000.
- Юношев А.С., Пластиинин А.В., Сильвестров В.В. Исследование влияния плотности эмульсионного взрывчатого вещества на ширину зоны реакции // ФГВ. 2012, Т. 48, N 3, С. 79 -- 88.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН № 2 (проект № 7), Лаврентьевского молодежного проекта № 4 (проект № 5).

ГАЗОСТРУЙНОЕ ОСАЖДЕНИЕ ФТОРПОЛИМЕРНЫХ ПОКРЫТИЙ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА, ОБЛАДАЮЩИХ ЯВЛЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

Сафонов А.И., Андреев М.Н.

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

Получение дешевых солнечных элементов на основе тонких пленок аморфного кремния сопряжено с недостатком - более узким спектром поглощения света по сравнению с элементами, изготовленными из кристаллического кремния [1,2]. Относительно недавно для усиления поглощения и, соответственно, повышения эффективности солнечных элементов на основе тонкопленочного кремния было предложено использовать покрытия, обладающие явлением поверхности плазмонного резонанса (ППР) [3,4]. Такие покрытия, состоящие из наночастиц металла и матрицы диэлектрика, позволяют расширить рабочую спектральную полосу солнечного элемента. Проведённые исследования показали, что интенсивность и ширина области поглощения света существенно зависят от: материала, размера, формы и концентрации наночастиц в покрытии [6]. Существенную роль играет при этом и материал матрицы [7]. Для получения таких покрытий существует потребность в использовании универсального метода осаждения, позволяющего получать наноструктуры в широком диапазоне размеров и форм, а также диэлектрических матриц с различной структурой. На наш взгляд, для этих целей подходит метод вакуумного газоструйного осаждения, как для синтеза наночастиц металла [8], так и матрицы диэлектрика [9]. Более того, применение в качестве матрицы фторполимера может придать покрытию ряд дополнительных потребительских свойств, таких как: гидрофобность, высокая химическая и биологическая инертность, которые позволяют дополнительно защитить поверхность солнечного элемента. Представленная работа направлена на получение таких покрытий и изучение их свойств.

Было проведено две серии экспериментов. В первой серии на поверхность стекла и кремния газоструйным методом [8] осаждены наночастицы серебра различного размера. Основная идея метода следующая: в разреженной атмосфере инертного газа происходит агрегация паров металла в наночастицы. Далее смесь инертного газа и наночастиц истекает в вакуум через сверхзвуковое сопло, где наночастицы осаждаются на поверхности мишени. Изменяя газодинамические параметры в источнике можно регулировать размер и концентрацию наночастиц металла.

Вторая серия экспериментов была направлена на газоструйное осаждение композитов [10], состоящих из наночастиц серебра и фторполимерной матрицы, на поверхность кремния и стекла. На рис. 1 представлена схема используемого метода. Основная идея метода заключается в том, что осаждении композитного покрытия происходит на вращающуюся цилиндрическую мишень из двух газовых струй: струи предшественника фторполимера и струи аргона с кластерами серебра. Источником фторполимерной компоненты является термический реактор, в кото-

ром происходит пиролиз окиси гексафторпропилена (ОГФП) - предшественника фторполимерной пленки, до образования активных компонент, истекающих в вакуум в виде газовой струи и с их дальнейшей полимеризацией на мишени. Данная схема позволяет, изменения параметры торможения и условия осаждения, получать композитные пленки с различной структурой.

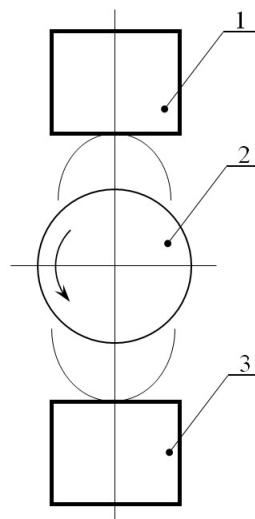


Рис. 1. Схема метода газоструйного осаждения композитов:

1 – источник НЧ серебра; 2 – вращающаяся мишень;
3 – источник фторполимерной компоненты.

У полученных образцов была изучена морфология и измерены оптические свойства.

Морфология поверхностей полученных композитных покрытий изучалась методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с помощью электронного микроскопа JEOL JSM-6700F.

Оптические свойства полученных образцов изменились спектрометром ДФС-485С. На рис. 2(а) представлены результаты измерений образцов только с наночастицами серебра. Наблюдается пик плазмонного резонанса в диапазоне длин волн 470-560 нм. Также можно заметить смещение пика в красную область спектра с увеличением среднего размера осажденных наночастиц. Морфологические исследования показали частичную коагуляцию наночастиц при их высоких концентрациях на поверхности, которая и объясняет смещение пика. На картинках вы можете наблюдать эти структуры. Они имеют длину порядка 30 нм и ширину порядка 12 нм.

Результаты измерений для образцов, полученных при различных параметрах осаждения, представлены на рис. 2(б). Для сравнения также приведены значения оптической плотности фторполимерного покрытия (матрицы) без наночастиц серебра. Из графиков видно, что все образцы металлополимеров имеют пик

поглощения в диапазоне длин волн 470 – 500 нм. Полученные образцы дополнительно были исследованы методами эллипсометрии. Результаты исследований подтвердили наличие в нанокомпозитах эффекта плазмонного резонанса на указанных длинах волн. Можно заметить, что с увеличением среднего размера наночастиц в образце наблюдается сдвиг пика поглощения в красную область спектра. Но величина этого смещения не значительная. Это объясняется тем, что матрица препятствует коагуляции наночастиц в структуры, которые мы наблюдали для чистого серебра. Таким образом, для получения покрытий обладающих ППР в красной области спектра необходимо выращиватьnanoструктуры из серебра, и затем покрывать их матрицей из фторполимера.

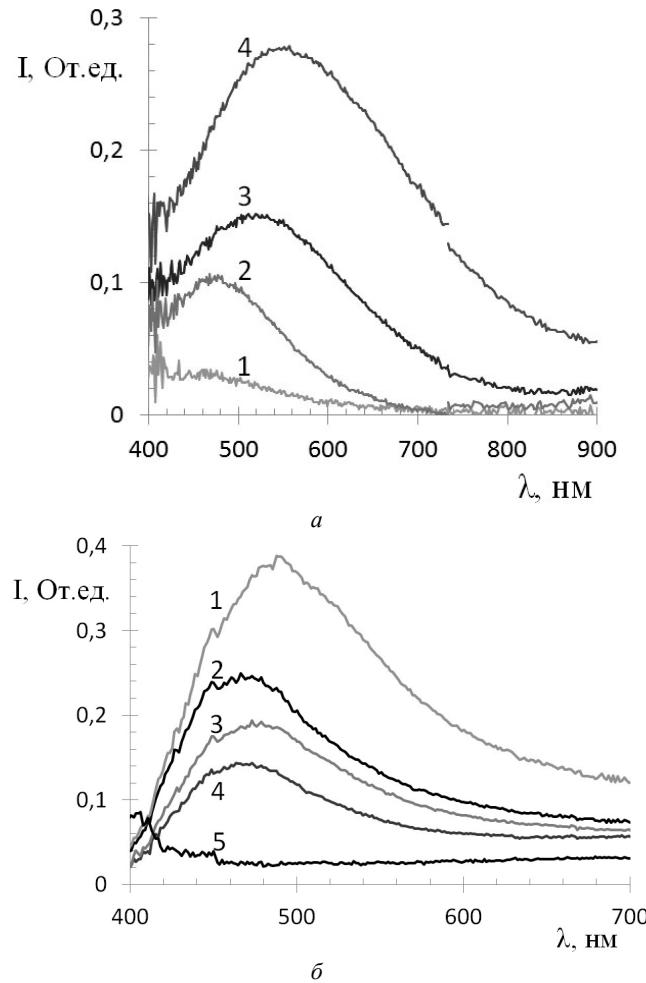


Рис. 2. Оптическая плотность покрытий I

(а) и наночастиц серебра различного среднего размера:
1 – 6 нм; 2 – 8 нм; 3 – 10 нм; 4 – от 12×12 нм до 12×30 нм;
(б) с наночастицами серебра различного среднего размера:
1 – 50 нм; 2 – 30 нм; 3 – 19 нм; 4 – 15 нм; 5 – ПТФЭ.

Газоструйным методом были осаждены наночастицы серебра различного размера на поверхность кремния и стекла. Измерение оптических свойств у полученных образцов показала наличие пика плазмонного резонанса в диапазоне длин волн 470-550 нм.

Морфологические исследования показали, что при высоких концентрациях НЧ серебра наблюдается их коагуляция в более крупные структуры. Это приводит к сдвигу пика плазмонного резонанса в красную область спектра.

Газоструйным методом на поверхность кремния и стекла были осаждены композиты, состоящие из наночастиц серебра различного размера и фторполимера. Измерение оптических свойств у полученных образцов показала наличие пика плазмонного резонанса в диапазоне длин волн 470-490 нм.

Список литературы:

1. Catchpole K.P., Polman A. // Appl. Phys. Lett. 2008. V.93. P. 191113.
2. Алфёров Ж.И. и др. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики // ФТП. 2004. Т. 38. В. 8. С. 937-948.
3. Wu J., Mangham S. et al. // Solar Energy Mat. & Sol. Cells. 2012. V. 102. P. 44-49.
4. Pillai S., Green M.A. // Solar Energy Mat. Sol. Cells. 2010. V. 94. P. 1481-1486.
5. Плазмоника. Теория и приложения. / Майер С.А. Перевод с английского. Под ред. С.С. Савинского, М., Ижевск: R&C Dynamics, 2011. 277 с.
6. Evanoff D. Jr. and Chumanov G. // Chem. Phys. Chem. 2005. V. 6. P. 1221-1231.
7. Takele H., Zaporojtchenko V. et al. // Nanotechnology. 2006. V. 17. P. 3499-3505.
8. Андреев М.Н., Ребров А.К., Сафонов А.И., Тимошенко Н.И. // Российские нанотехнологии. 2011. Т. 6. № 9 – 10. С. 85-88.
9. Rebrov A.K. et al. // Plasma Processes and Polymers. 2005. V. 2. P. 464-471.
10. Ребров А.К., Сафонов А.И., Тимошенко Н.И. и др. Газоструйный синтез серебряно-полимерных пленок // ПМТФ. 2010. В. 51. №4. С. 176-182.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований: проекты 12-08-00441 и 14-08-00534.

ВЛИЯНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ НА ОТТЕСНЕНИЕ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ВДУВЕ ГАЗА ЧЕРЕЗ ПОРИСТУЮ ПЛАСТИНУ

Сахнов А.Ю.

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

Известно [1], что при однородном вдуве газа в пристенное течение в условиях постоянного потока вещества $\bar{j}_w(x) = \text{const}$ оттеснение пограничного слоя наступает при $\bar{j}_w \sqrt{\text{Re}_x} = 0.86$, где $\bar{j}_w = V_w / U_e$ и $\text{Re}_x = U_e x / \nu$. При этом коэффициент трения становится равным нулю.

Для условий совместного воздействия отрицательного градиента давления и проницаемой стенке в работе [2] представлено аналитическое решение уравнения движения, из которого следует, что коэффициент трения в асимптотической области течения можно определить по следующей формуле:

$$\frac{c_f}{2} = \frac{c\sqrt{2K} \cdot \text{erfc}(-c\Psi_{aw})}{2c^2\Psi_{aw} \text{erfc}(-c\Psi_{aw}) + \exp(-c^2\Psi_{aw}^2)}, \quad (1)$$

где $c = \sqrt{\pi}/2$, $\Psi_{aw} = \bar{j}_w / \sqrt{K\pi/2}$ - относительная асимптотическая функция трения, $K = \nu / U_e^2 (dU_e / dx)$ - параметр ускорения потока.

Можно показать, что при $\Psi_{aw} \rightarrow \infty$, т.е. при очень большом вдуве или при очень малом ускорении потока, коэффициент трения стремится к нулю. Другими словами, наступает оттеснение пограничного слоя.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования уравнений ламинарного пограничного слоя при одновременном воздействии отрицательного градиента давления и вдува воздуха через обтекаемую поверхность. Рассматривалось течение воздуха в области нижнего пограничного слоя плоского сужающегося канала, в котором параметр ускорения K сохраняет постоянное значение по всей длине канала (см. рис. 1). Предполагалось, что верхняя наклонная стенка канала располагается достаточно далеко от нижней поверхности канала, так что $h_0 \gg \delta$.

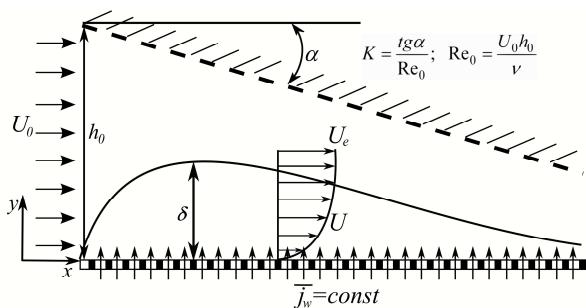


Рис. 1. Схема течения

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента трения от числа Рейнольдса при $\bar{j}_w = 10^{-2}$ и различных значениях параметра ускорения K . В случае безградиентного течения $K = 0$ вдув газа приводит к

оттеснению пограничного слоя при $\text{Re}_x \approx 7500$, что согласуется с условием $\bar{j}_w \sqrt{\text{Re}_x} = 0.86$.

Однако при появлении достаточно слабого отрицательного градиента давления со значением $K = 10^{-7}$, коэффициент трения, хотя и становится малым $c_f / 2 = 10^{-5}$, но не обращается в нуль. Более того, реализуется режим асимптотического течения [3], когда коэффициент трения не зависит от числа Рейнольдса, рассчитанного по продольной координате. При этом значения c_f можно определить по формуле (1).

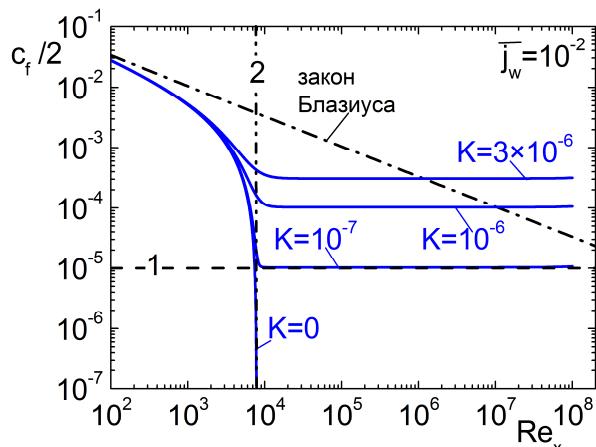


Рис. 2. Совместное воздействие отрицательного градиента давления и вдува газа на коэффициент трения. 1 - формула (1), 2 - точка оттеснение пограничного слоя при вдуве $\bar{j}_w \sqrt{\text{Re}_x} = 0.86$ [1].

Как видно, с увеличением параметра ускорения K коэффициент трения растёт практически не изменяется до $\text{Re}_x \approx 7500$ и возрастает при больших числах Рейнольдса. Можно заметить, что во всех случаях коэффициент трения остаётся постоянным при $\bar{j}_w \sqrt{\text{Re}_x} > 0.86$. Таким образом, данное условие начала оттеснения пограничного слоя следует использовать для определения границы асимптотической области при совместном воздействии отрицательного градиента давления и вдува газа через проницаемую поверхность.

На рис. 3 приведены профили продольной скорости для $\bar{j}_w = 10^{-2}$ и $K = 10^{-7}$ при различных числах Рейнольдса. При $\text{Re}_x = 10^3$ расчётный профиль практически совпадает с профилем Блазиуса [4]. Далее с ростом числа Рейнольдса профили становятся менее заполненными и в точке возможного оттеснения при $\text{Re}_x = 7.5 \times 10^3$ производная на стенке практически равна нулю.

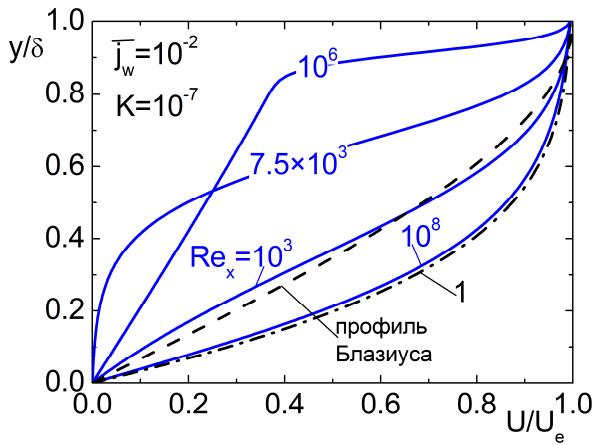


Рис. 3. Профили продольной скорости при одновременном влиянии ускорения и вдуве газа в пограничный слой. I – профиль продольной скорости при асимптотическом отрицательном градиенте давления на непроницаемой стенке [3], формула (2).

Под воздействием отрицательного градиента давления пограничный слой не оттесняется от стенки, и профили становятся более заполненными. При этом, например, при $Re_x = 10^6$ в распределении продольной скорости существует линейный участок. При $Re_x = 10^8$ распределение продольной скорости соответствует профилю скорости при $K Re_x > 1$ в условиях ускоренного потока на непроницаемой стенке [3], который определяется следующей формулой:

$$\frac{U}{U_e} = 1 - e^{-\frac{K}{2} Re_y^2} + Re_y \sqrt{\frac{K}{2} \pi} \cdot erfc\left(\sqrt{\frac{K}{2}} Re_y\right), \quad (2)$$

где $Re_y = \frac{U_e y}{v}$.

На рис. 4 представлены профили поперечной скорости для тех же параметров, что и профили продольной скорости. На стенке для всех чисел Рейнольдса поперечная скорость равна интенсивности вдува. При этом в остальной области пограничного слоя поперечная скорость возрастает до возможной точки оттеснения при $Re_x = 7.5 \times 10^3$.

Далее поперечная скорость снижается $Re_x = 10^6$, постепенно принимает линейный характер распределения и становится отрицательной при $Re_x = 10^8$, что соответствует асимптотическому характеру течения [3].

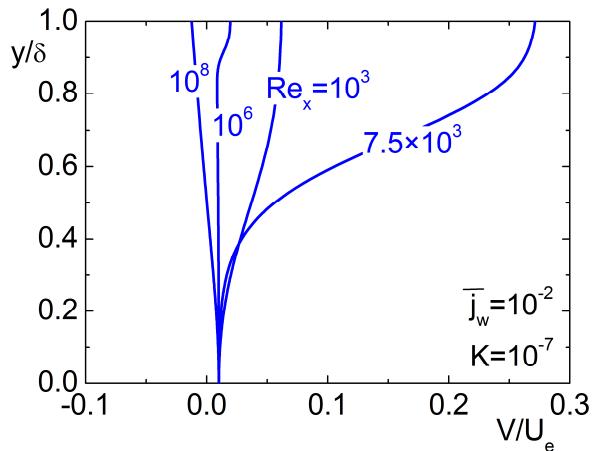


Рис. 4. Профили поперечной скорости при одновременном влиянии ускорения и вдуве газа в пограничный слой.

Таким образом, отрицательный градиент давления препятствует оттеснению пограничного слоя при вдуве газа через пористую поверхность. Направленная к стенке поперечная скорость, являющаяся следствием ускорения основного течения, противодействует вдуву газа. При этом коэффициент трения остается на достаточно низком уровне.

Список литературы:

1. Ерошенко В.М., Зайчик Л.И. Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях / М.: Наука, 1984. с. 274
2. А.Ю. Сахнов, Аналитическое решение уравнений ламинарного пограничного слоя в условиях асимптотического отрицательного градиента давления и проницаемой стенки // Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии: Доклады IX Всероссийской конференции молодых учёных / Под. ред. В.В. Козлова. Новосибирск: Параллель, 2012, с. 240 – 243.
3. E.P. Volchkov, M.S. Makarov, A. Yu. Sakhnov, Boundary layer with asymptotic favourable pressure gradient // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 2837 – 2843.
4. Schlichting H., Gersten K., Boundary Layer Theory // 8th ed. Springer: Berlin. – 2003.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской фонда фундаментальных исследований: грант № 14-08-31115 мол_a

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И РАЗВИТИЯ КРИЗИСНЫХ ЯВЛЕНИЙ В СТЕКАЮЩИХ НЕДОГРЕТЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ

Сердюков В.С.^{1,2}, Сургаев А.С.¹

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

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

Режимы испарения и кипения в тонких плёнках обеспечивают при малых расходах жидкости и низких температурных напорах высокую интенсивность теплообмена. По этой причине, плёночные течения жидкости в настоящее время широко используются в различных технологических процессах: в дистилляционных установках, системах охлаждения и термостабилизации, в крупномасштабных аппаратах по снижению природного газа и т.д.

Если теплообмен при испарении стекающей плёнке жидкости изучен достаточно всесторонне, то зависимости, позволяющие достоверно описывать опытные данные по теплообмену при кипении в широком диапазоне изменения режимных параметров, на настоящий момент отсутствуют [1].

На сегодняшний день существует популярный подход к описанию теплообмена при кипении жидкости, так называемая RPI-модель, учитывающая вклад различных составляющих передачи тепла [2]. В данной модели предполагается, что суммарный тепловой поток, передающийся при кипении жидкости, является суммой различных составляющих тепломассопереноса. Для определения данных составляющих необходимо знание таких локальных характеристик при кипении как: размер паровых пузырей, частота зарождения, перегрев тепловыделяющей поверхности и число центров парообразования.

Высокоэффективный теплообмен при кипении и испарении в плёнках жидкости ограничен по тепловому потоку развитием кризисных явлений. Поэтому, наряду с задачами определения интенсивности процессов тепломассопереноса не менее важной задачей является определение границ оптимальных режимов работы (критических тепловых нагрузок). В настоящее время известно несколько механизмов, приводящих к возникновению на нагревательной поверхности сухих пятен в гравитационно-стекающих плёнках жидкости. Во-первых, это – разрыв нагреваемой плёнки под действием термокапиллярных сил. Во-вторых, кризисные явления с образованием устойчивых сухих пятен могут наступать в результате локального утончения в остаточном слое волновой плёнки жидкости при испарении. В-третьих, ухудшение теплоотдачи связано с отеснением плёночного потока от тепловыделяющей поверхности паровой прослойкой и развитием кризиса кипения. Различные сценарии развития кризисных явлений в стекающей плёнке жидкости в существенной мере зависят от степени орошения и недогрева жидкости. В то же время, вопрос о границах развития кризисных явлений остаётся открытым.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования локальных и интегральных характеристик теплообмена при кипении, а

также развития кризисных явлений в стекающих плёнках недогретой воды.

Схематический вид и описание экспериментальной установки для исследования теплообмена и кризисных явлений в стекающих плёнках воды при различных законах тепловыделения представлены в работе [3]. Эксперименты проводились с использованием дистиллированной воды в условиях недогрева до температуры насыщения при атмосферном давлении. В качестве нагревательного элемента использовалась константановая фольга толщиной 25 и 50 мкм. Плотность теплового потока измерялась по показаниям величины тока, пропускаемого через фольгу, и разности потенциалов между клеммами, расположенными на концах рабочего участка. Тепловой поток в эксперименте изменялся от 10^4 до $240 \cdot 10^4$ Вт/м².

Термографическая съёмка тепловыделяющей поверхности и свободной поверхности плёнки жидкости осуществлялась с использованием высокоскоростной инфракрасной камеры Titanium HD 570M. Со стороны свободной поверхности плёнки жидкости в экспериментах производилась высокоскоростная визуализация с использованием цифровой видеокамеры Phantom v.7.0.

С использованием высокоскоростной видеосъёмки были получены данные по динамике роста и конденсации паровых пузырей в зависимости от плотности теплового потока для различных чисел Рейнольдса и степеней недогрева. Данные были получены при усреднении по ансамблю пузырей для каждой плотности теплового потока. Из анализа полученных данных следует, что существенное влияние на максимальный размер паровых пузырей перед конденсацией в плёнке оказывает степень недогрева жидкости, при этом размер пузырей слабо зависит от числа Рейнольдса в исследованном диапазоне. Также показано, что максимальный диаметр паровых пузырей перед конденсацией увеличивается с ростом теплового потока.

Зависимость температуры поверхности в области активного центра парообразования от времени, полученная с использованием инфракрасной камеры, представлена на рис. 1. Вертикальными линиями на графике обозначены моменты времени, соответствующие появлению парового пузыря в плёнке жидкости, как следует из анализа данных цифровой видеосъёмки.

Также на рисунке представлены кадры появления и конденсации парового пузыря, полученные со стороны свободной поверхности плёнки жидкости в различные моменты времени. Как можно видеть из графика, представленного на рис. 1, этот цикл можно разбить на два временных отрезка. Временной интервал t_{RK} , на котором температура поверхности снижа-

ется, соответствует стадии рождения и конденсации парового пузыря. Временной интервал t_0 , на котором происходит рост температуры тепловыделяющей поверхности, соответствует ожиданию повторного появления пузыря на поверхности после его конденсации. При этом частота зародышеобразования определяется как $f = 1/(t_{pk} + t_0)$.

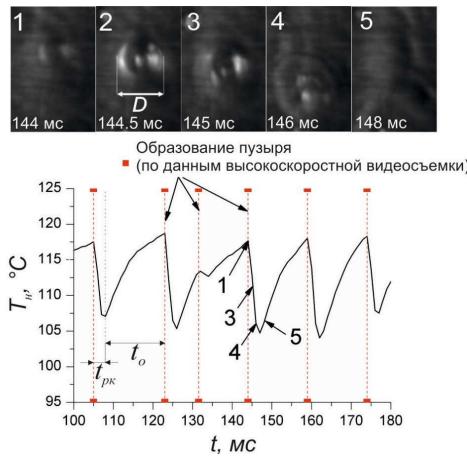


Рис. 1. Динамика роста и конденсации паровых пузырей в стекающей плёнке воды и зависимость температуры нагревательной поверхности под паровым пузырем от времени.

Анализ полученных данных показал, что размер паровых пузырей перед конденсацией существенным образом зависит от недогрева жидкости на входе и увеличивается с ростом плотности теплового потока. Наибольшее влияние на частоту зародышеобразования оказывает изменение плотности теплового потока. Показано, что частота зародышеобразования не может быть описана с использованием общепринятых зависимостей вида $f \sim D^{-1}$ в области малых тепловых потоков.

С использованием данных по распределению температуры в различных координатах вдоль течения были построены кривые кипения (рис. 2) в стекающей плёнке жидкости при варировании степени недогрева для близких чисел Рейнольдса и зависимости, полученные с использованием моделей описания теплообмена при кипении насыщенной жидкости в условиях большого объёма [4, 5]. Из рисунка видно, что при малых температурных напорах интенсивность теплообмена существенно зависит от координаты вдоль течения плёнки жидкости и опытные данные не могут быть описаны в рамках существующих моделей теплообмена при кипении насыщенной жидкости.

В области более высоких температурных напоров коэффициент теплоотдачи перестаёт зависеть от координаты вдоль течения, и опытные данные лежат в области, ограниченной расчётными зависимостями, полученными для кипения насыщенной жидкости в условиях большого объёма.

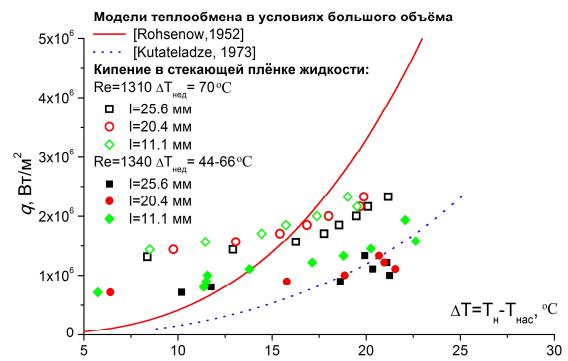


Рис. 2. Кривая кипения для стекающей плёнки недогретой воды.

В работе также выявлены различные режимы развития кризисных явлений в стекающих плёнках недогретой жидкости. Как показал анализ опытных данных развитие кризиса при высоких числах Рейнольдса связано с возникновением сухих пятен в режиме развитого пузырькового кипения с их последующим ростом по механизму продольной теплопроводности в теплопередающей стенке.

В пределе для самого наименьшего числа Рейнольдса $Re = 601$, исследованного в работе, и степени недогрева жидкости $\Delta T_{ned} = 70$ $^{\circ}\text{C}$ механизм развития кризиса принципиально меняется. Как показали данные высокоскоростной визуализации, сухие пятна в данных режимах течения возникают до развития кипения в плёнке при существенно меньших значениях плотности теплового потока. Данный тип кризиса связан с возникновением термокапиллярных сил и реализуется при течении глубоко недогретой жидкости с неравномерно распределенной по толщине плёнкой.

Полученные данные дают возможность обосновать области применимости различных моделей при описании критических тепловых потоков и динамики развития кризисных явлений в стекающих плёнках недогретой жидкости.

Список литературы:

1. Gogonin I.I. Heat transfer in boiling of liquid in a film moving under gravity // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2010. Vol. 83. P. 876-881.
2. Podowski M.Z., Podowski R.M. Mechanistic multidimensional modeling of forced convection boiling heat transfer // Science and Tech. of Nuclear Installations. 2009. 10 p.
3. Surtae A.S., Pavlenko A.N., Tsoi A.N. Development of heat transfer at boiling and crisis phenomena in falling liquid film at stepwise heat generation // Procedures of «ExHFT-8», Lisbon, Portugal. 2013. 8 p.
4. Rohsenow W.M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids // Trans. ASME. 1952. Vol. 74. P. 9
5. Кутателадзе С.С. Пристенная турбулентность. Новосибирск, 1973. 227 с.

Работа выполнена при поддержке программы интеграционных фундаментальных исследований, выполняемых в учреждениях УрО РАН совместно с организациями СО РАН (№ 2).

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ВЯЗКОСТЬ НАНОЖИДКОСТЕЙ
НА ОСНОВЕ 10% РАСТВОРА ВОДЫ В ЭТИЛЕНГЛИКОЛЕ И НАНОЧАСТИЦ Al_2O_3**

Серебрякова М.А.

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

Наножидкости представляют собой двухфазную среду, включающую в себя жидкость и частицы твердой фазы нанометрового диапазона размеров. Интерес к таким системам связан с тем, что даже малые концентрации наночастиц могут существенно изменять теплофизические свойства базовых жидкостей [1]. Использование наножидкостей на практике связано с возможностью создания жидкого высокоеффективного теплоносителя. Однако, наряду с изменением теплопроводности при внесении наночастиц в жидкость изменяются и другие теплофизические свойства. Наиболее важной характеристикой является вязкость, т.к. выигрыш, полученный в результате увеличения теплопроводности может быть потерян за счет увеличения энергетических затрат на прокачку жидкости. Поэтому является актуальным одновременное измерение, как теплопроводности, так и вязкости наножидкостей.

К настоящему времени проведено большое количество экспериментальных исследований теплопроводности и вязкости наножидкостей. Многие полученные данные значительно разнятся у разных авторов и не согласуются с теоретическими предсказаниями как для теплопроводности, так и для вязкости. Обобщение результатов можно найти в обзорах и коллективных исследованиях [2-7]. Интенсивные исследования показали, что при малых концентрациях наночастиц твердой фазы теплопроводность описывается теорией Максвелла [8], а вязкость может существенно превышать предсказания теории Эйнштейна [9] и Бэтчелора [10]. В большом количестве исследований в качестве материала твердой фазы используются лиофильные наночастицы Al_2O_3 , которые позволяют создавать стабильные наножидкости без использования поверхностно-активных веществ. В качестве базовой жидкости наиболее часто используются вода, этиленгликоль и их смеси. В настоящей работе представлены результаты измерений вязкости и теплопроводности наночастиц Al_2O_3 в 10% (по весу) растворе воды в этиленгликоле.

В работе использовались наночастицы оксида алюминия $\gamma-Al_2O_3$ (Degussa, Germany) со средним размером частиц 13 нм. Для синтеза наножидкостей использовалось ультразвуковое диспергирование в течение часа. Измерения теплопроводности и вязкости проведены при весовой концентрации наночастиц 0 – 5% и при температуре 25 °C.

Измерения теплопроводности наножидкостей проводились нестационарным методом нагретой проволочки. Использовался прибор [11], в котором применена платиновая проволока диаметром 5 мкм и длиной 3 мм. Калибровочная зависимость получена на следующих жидкостях: вода, этиленгликоль, изопропиловый спирт, растворы этилового спирта в воде при концентрации спирта 96 %, 75 %, 50 % и 25 %. Определение величины теплопроводности реализо-

валось по интерполяции калибровочных измерений.

При условии, что теплопроводность твердой фазы значительно превышает теплопроводность жидкости и для ее малой концентрации, относительное увеличение теплопроводности может быть записано как 0.03ϕ , где ϕ – объемная концентрация твердой фазы [8]. При обработке данных использовалось значение плотности оксида алюминия – 3.68 г/см³. Значение теплопроводности вычислялось при усреднении по 20 измерениям, что дало погрешность измерения среднего значения менее 0.5 %. Рис. 1 наглядно показывает, что для условий настоящих экспериментов теория Максвелла хорошо описывает теплопроводность исследованных наножидкостей.

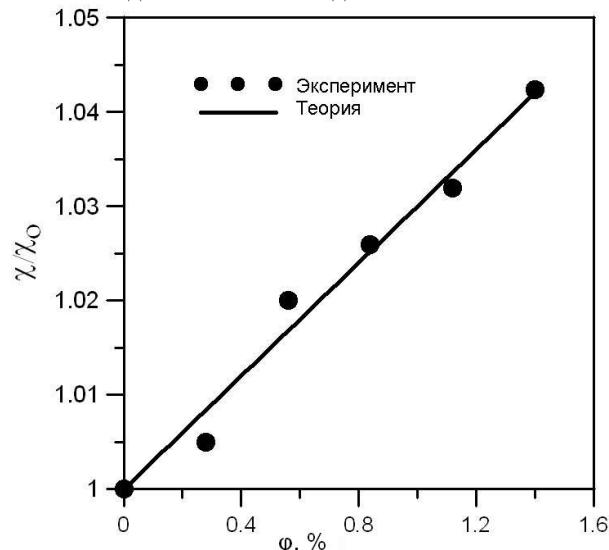


Рис. 1. Зависимость теплопроводности наножидкостей от объемной концентрации наночастиц

Измерения вязкости проведены на ротационном вискозиметре Brookfield DV-II+ Pro и для малых сдвиговых напряжений на самодельном капиллярном вискозиметре: длина капилляра 300мм, диаметр 1,2мм, диапазон чисел Рейнольдса 3-12, время измерения расхода жидкости 60 с, вязкость рассчитывалась по закону Хагена-Пуазейля.

Эксперименты по измерению вязкости на ротационном вискозиметре проведены при скоростях сдвига от 25 до 250 с⁻¹. Поскольку погрешность измерений вязкости при уменьшении скоростей сдвига возрастает, для уточнения возможности существования реологических свойств использовалось измерение расхода жидкости при течении в капилляре при заданном перепаде давлений. Были обнаружены реологические свойства тестируемых наножидкостей, результаты представлены на Рис. 2. Значение напряжения сдвига рассчитывалось с учётом средней скорости по радиусу капилляра.

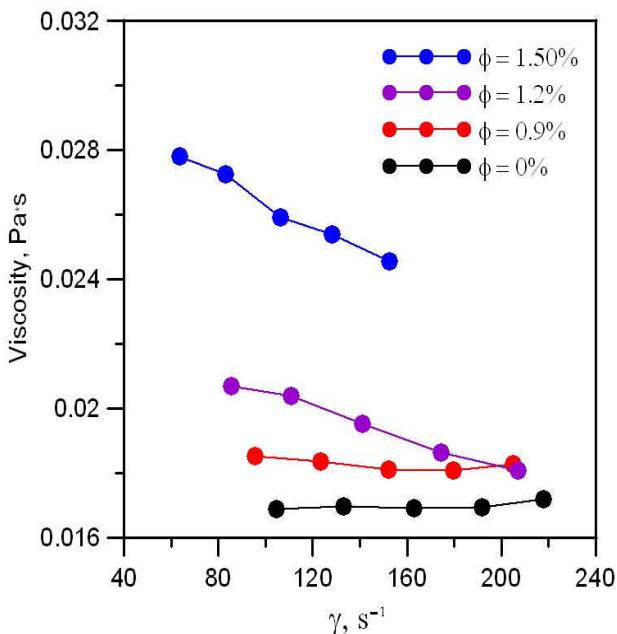


Рис.2. Реологические свойства наножидкостей

На Рис. 3 представлены данные, полученные капиллярным методом и с использованием ротационного вискозиметра (при максимальных скоростях сдвига). В пределах точности измерений эти данные близки друг к другу.

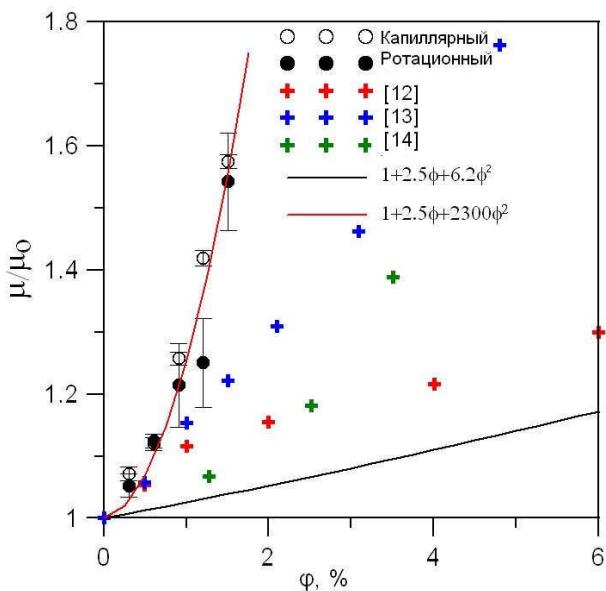


Рис.3. Зависимость вязкости наножидкостей от объемной концентрации наночастиц

Как показывает рисунок, полученные в настоящей работе экспериментальные данные не согласуются с теорией Эйнштейна и Бэтчелора. Кроме того, на рисунке представлены данные работ [12-14]. Рисунок наглядно показывает, что данные, полученные разными авторами также сильно отличаются от предсказаний теории, друг от друга и от результатов настоящей работы. Отметим, что сопоставление с результатами данной работы качественное, так, как мы использовали 10% раствор воды в этиленгликоле, а в

цитированных работах, использовался чистый этиленгликоль. Между тем, можно проследить увеличение вязкости с уменьшением размера частиц при одинаковой объемной концентрации.

Согласно анализу проведённых исследований, зависимость теплопроводности от объемной концентрации наночастиц правильно описывается теорией Максвелла. Одновременно, вязкость значительно отличается от обоих теоретических значений и данных других авторов. Кроме того, реологические свойства были отмечены при объемной концентрации наночастиц выше 1%. При максимальной объемной доле наночастиц (1,5%), используемой в настоящем исследовании, увеличение теплопроводности составило около 5%, а вязкости около 50%. Эти значения показывают, что исследованные наножидкости не имеют перспективы для использования в качестве эффективного теплоносителя по сравнению с базовой жидкостью.

Список литературы:

1. Choi S.U.S. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles, in: Siginer D.A., Wang H.P. (Eds.). Developments and Applications of Non-Newtonian Flows, FED-vol. 231/MD-vol. 66. ASME. New York. 1995. P. 99–105.
2. I.M. Mahbubul, R. Saidur, M.A. Amalina, Latest developments on the viscosity of nanofluids, International Journal of Heat and Mass Transfer – 55. (2012) 874-885.
3. X.Q. Wang, A.S Mujumbar, Heat transfer characteristics of nanofluids: a review, International Journal of thermal Science. 46(2007) 1-19.
4. W. Yu, D. France, J. Routbort, S. Choi. Review and Comparison of Nanofluid Thermal Conductivity and Heat Transfer Enhancements. Heat Transfer Engineering, 29(5) (2008) 432-460..
5. S. Mursched, K. Leong, C. Yang. Thermophysical and electrokinetic properties of nanofluids – A critical review. Applied Thermal Engineering 28 (2008) 2109–2125.
6. Jacopo Buongiorno, David C. Venerus, Naveen Prabhat, Thomas McKrell et al. A benchmark study on the thermal conductivity of nanofluids. Journal of Applied Physics 106 (2009) 094312.
7. D.C. Venerus, J. Buongiorno, R. Christianson, J. Townsend et al. Viscosity measurements on colloidal (nanofluids) for heat transfer applications, Applied Reology20 (2010) 1-7.
8. J. C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, 2nd Ed., 1, Clarendon Press, Oxford, U.K., 1881 p.435.
9. A. Einstein, A new determination of molecular dimensions, Annals of Physics 19 (1906) 289.
10. G.K. Batchelor, Brownian diffusion of particles with hydrodynamic interaction, Journal of Fluid Mechanics 74 (1976) 1–29.
11. P.V. Skripov, A.A. Smotritskiy, A.A. Starostin, A.V. Shishkin, A Method of Controlled Pulse Heating: Applications, Journal of Engineering Thermophysics. 16 (3) (2007) 155–163.
12. K.B. Anoop, S. Kabelac, T. Sundararajan, S.K. Das, Rheological and flow characteristics of nanofluids: Influence of electroviscous effects and particle agglomeration, Journal of Applied Physics – 106 (2009) 034909-1-034909-7.
13. M. J. Pastoriza-Gallego et al. Thermal conductivity and viscosity measurements of ethylene glycol-based Al_2O_3 nanofluids, Nano-scale research letters – 6(1). – (2011)1-11.
14. X. Wang, X. Xu, S.U.S. Choi, Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture, Journal of Thermophysics and Heat Transfer 13 (1999) 474–480.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект №14-19-01379

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИНЖЕКЦИИ ВОЗДУХА НА ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКА В МОДЕЛЬНОЙ ОТСАСЫВАЮЩЕЙ ТРУБЕ

Скрипкин С. Г.

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

В настоящее время одним из основных направления в развитии гидротурбостроения является улучшения эксплуатационных характеристик гидротурбин и повышение эффективности при работе в фиксированных режимах. Зачастую в таких режимах поток, сходящий с рабочего колеса, приобретает большую степень закрутки, что в совокупности с увеличением площади поперечного сечения отводящего канала (отсасывающей трубы) приводит к формированию и распаду вихря, который начинает прецессировать [1]. Таким образом, прецессирующее вихревое ядро (ПВЯ) вызывает сильные пульсации давления, что в свою очередь может привести к выходу гидрооборудования из строя. В связи с этим большинство современных исследований направлено на оптимизацию геометрии турбин, для минимизации эффекта ПВЯ. На ряду с этим развиваются и методы по контролю и подавлению уже сформировавшегося ПВЯ, к ним можно отнести установку крестовин, рёбер, подачу центральной струи воды и воздуха.

Одним из широко используемых методов, для подавления пульсаций давления, является введение в зону рециркуляции воздуха. Течение стабилизируется и образуется воздушная полость, окруженная закрученным потоком. Таким образом, происходит переход от спиралевидного вихревого жгута к растянутому воздушному пузырю. Эта методика была апробирована путём проведения многочисленных тестов для оценки влияния подачи воздуха на КПД турбины. Было получено, что относительно небольшое введение воздуха значительно уменьшает колебания давления и практически не оказывает влияния на энергетические характеристики гидротурбин. Однако с увеличением подачи воздуха, было установлено значительное уменьшение эффективности турбины. С увеличением воздушной полости начинала изменяться собственная частота колебаний в отсасывающей трубе.

В основном, большинство экспериментальных работ направлено на исследование оптимального места инжекции воздуха и обычно содержат данные по одному фиксированному расходу воздуха. Целью исследований [2,3] было получение экспериментальных данных с использованием различные тестовых моделей для повышения концентрации растворённого кислорода в воде, протекающей через турбину.

Были разработаны несколько систем подачи воздуха, в которых воздух подавался вдоль центральной оси, с обтекателя, с периферии и с задней кромки рабочего колеса. Проведённые исследования показали, что каждое из устройств имеет свои сильные и слабые стороны, которые в свою очередь зависят от условий эксплуатации. Первой полезной информацией полученной из тестовых экспериментов было то, что подача воздуха с периферии и по центру не изменяет КПД турбины. Очевидно, что подача воздуха

существенно влияет на возбуждение собственных частот системы при прохождении воды через турбину. В результате экспериментов, самым эффективным методом подачи кислорода стала аэрация через конус обтекателя.

Для исследований влияния объёмного газосодержания на частотные характеристики закрученного потока гидродинамический стенд, содержащий рабочий участок, изготовленный по геометрии отсасывающей трубы TURBINE-99, был оснащён датчиком расхода газа, что позволило изменять расход воздуха от 0 до 50 л/с при фиксированных расходах жидкости. Для обобщения данных эксперимент проводился с тремя различными стационарными завихрителями, моделирующими рабочее колесо турбины с конструктивными параметрами закрутки потока: 0.4, 0.65, 1.1.

Предварительная визуализация течения камерой высокоскоростной съёмки позволила выделить интересный эффект формирования двух неустойчивых прецессирующих вихревых жгутов, которые объединялись через несколько секунд после их появления (см. рис 1), причём подобный процесс перехода обладал некоторой цикличностью.

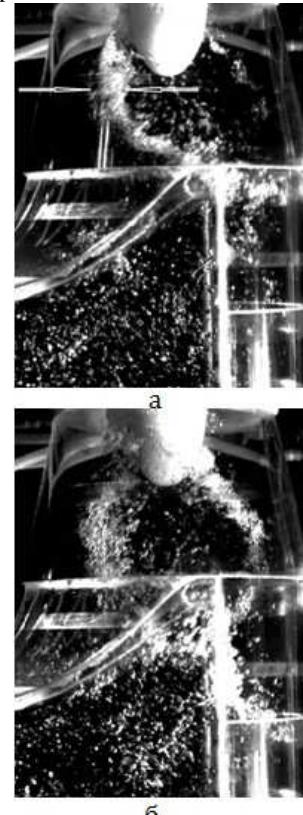


Рис. 1. Односпиральный вихревой жгут (а)
двуспиральный вихревой жгут (б)

В ходе экспериментального исследования были получены данные содержащие зависимости частоты прецессии вихревого жгута от расхода добавляемого воздуха, а также влияние малого газосодержания на

амплитуду пульсаций. Помимо этого были получены данные по влиянию добавления воздуха на коэффициент восстановления давления отсасывающих труб, который является одним из основных показателей их эффективности. При небольшом газосодержании наблюдается незначительное уменьшение, а затем с увеличением расхода воздуха рост и явно выраженный максимум функции коэффициента восстановления давления.

Список литературы:

1. Puolakka O., Keto-Tokoi J., Matusiak J. Unsteady load on an oscillating Kaplan turbine runner Journal of Fluids and Structures 2013 T. 37. C. 22–33
2. Benoit Papillon Methods for air admission in hydroturbines Proceedings of the XXIst IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems 2002. September 9 - 12, 2002, Lausanne
3. Veli TURKMENOGLU The vortex effect of Francis turbine in electric power generation// Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences. 2011. T. 21. C. 26 -37.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ТРЕХМЕРНОЙ ДИНАМИКИ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ
С УЧЕТОМ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ И ТЕПЛОМАССООБМЕНА В РЕАКТОРАХ ПИРОЛИЗА**

Стадниченко О.А.^{1,2,3}, Снытников В.Н.^{1,2,3}, Снытников Вл.Н.^{1,2}

¹ Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 5

² ООО «УНИКАТ»,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 5

³ Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Экспериментально и методами математического моделирования изучается процесс пиролиза легких углеводородов в условиях интенсивных физических воздействий. Были проведены работы по пиролизу углеводородов в режиме смешанной подачи энергии: с помощью внешнего нагрева и вводом лазерного излучения. В частности изучалась возможность инициации реакции пиролиза пропана и этана высокointенсивным лазерным излучением малой мощности при низких значениях пристеночной температуры.

Были проведены эксперименты на проточных лабораторном и опытно-демонстрационном реакторах. Проведены оценки потоков тепла при поглощении лазерного излучения и расчеты общего теплового баланса. Показано, что только один нагрев и увеличение температуры газа лазерным излучением не может объяснить резкий скачок конверсии этана в лабораторном реакторе ламинарного. Следовательно, для выяснения эффективности использования лазерного инициирования в процессе пиролиза легких углеводородов в переходном и турбулентном режимах течений необходимо провести масштабный переход к ОДР и пилотному реактору. При проектировании этих реакторов необходимо проводить их математическое моделирование с оптимизацией физико-технических и массо-габаритных характеристик.

Разработана суперкомпьютерная математическая модель лабораторного трубчатого реактора автокаталитического пиролиза C_2 -алканов с ламинарной динамикой. В качестве кинетической схемы пиролиза этана выбран разветвленный радикально-цепной механизм¹. Разработан специализированный пользовательский модуль для пакета ANSYS FLUENT оптимизации задания начальных и граничных условий по температуре и феноменологического учета нагрева реакционной среды лазерным излучением двумя способами. В первом способе нагрев среды происходит за счет поглощения этиленом лазерного излучения по модели Зимонта (Zimont). Второй способ связан с введением источника в уравнение энергии в приближении закона Бугера – Ламберта. Бера.

Кинетическая автокаталитическая схема радикально-цепных реакций пиролиза этана, изучена совокупностью методов, основанных на анализе областей неопределенности и анализе чувствительности с привлечением данных экспериментальных измерений. Показано, что исследуемая схема с автокаталитическими маршрутами адекватно описывает пиролиз этана с высоким выходом этилена при температурах 750–900 С. Методом статистических испытаний (Монте-Карло) определены допустимые области изменения предэкспоненциальных коэффициентов и

энергий активации стадий. Для указанного температурного диапазона показана дальнейшая нередуцируемость схемы.

Суперкомпьютерная модель верифицирована со-поставлением экспериментальных и расчетных данных для зависимостей конверсии этана от пристеночной температуры. Кроме того, сравнивались температурные распределения в объеме реактора и соотношения продуктов реакции в смеси на выходе из реактора. Взаимная верификация результатов численного моделирования и данных по температурным измерениям для экспериментов по пиролизу этана без и с лазерным инициированием продемонстрировала совпадение результатов моделирования с экспериментальными данными в пределах точности этих данных.

Численно и экспериментально показана принципиальная возможность масштабирования системы управления пиролизом этана с помощью лазерного излучения в существующих реакторах. Использование феноменологического энергетического подхода к учету поглощения лазерного излучения позволило получить оценки влияния плотности мощности излучения на конверсию этана с анализом тепловых и энергетических режимов трубчатого реактора пиролиза. Кроме того, разработанные суперкомпьютерные модели использованы при масштабном переходе к опытно-демонстрационной установке с поиском оптимальной геометрии и физических параметров в случае сохранения ламинарного режима течения газа.

Список литературы:

1. L. Nurislamova; O. Stoyanovskaya; O. Stadnichenko; I. Gubaydullin; V. Snytnikov, A Reduced Kinetic Scheme of Gaseous Autocatalytic Ethane Pyrolysis and its Evaluation by Means of Uncertainty Domains and Sensitivity Analysis // Chemical Product and Process Modeling, (2014) (submitted).

Работа выполнена при поддержке РФФИ 120800871A, 120831095, 140131516, Проект «УНИХИТ» Фонда Сколково (А64), Грант Президента РФ 2737.2013.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ЗОЛОТА В ВОДЕ В РЕЖИМАХ СИНТЕЗА КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ

Старинский С.В.¹, Шухов Ю.Г.¹, Булгаков А.В.^{1,2}

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

² EaStCHEM, School of Chemistry, University of Edinburgh,
West Mains Road, EH9 3JJ, UK

Синтез наноматериалов одно из важнейших направлений современной науки и индустрии. Особое внимание уделяется наноматериалам на основе благородных металлов. Так, золотые наночастицы золота обладают уникальными свойствами (оптическими, катализитическими и т.д.), которые уже нашли применение в оптоэлектроники, медицине, химической промышленности [1-3].

Сегодня разрабатываются и внедряются различные методы синтезаnanoструктур. Весьма перспективным методом является Импульсная Лазерная Абляция (ИЛА). К достоинствам ИЛА можно отнести в первую очередь высокую чистоту, универсальность по отношению к материалу и возможность контроля над процессом роста nanoструктур. ИЛА уже зарекомендовала себя как эффективный метод синтеза золотых nanoструктур [4].

Последние десятилетия особое внимание уделяется синтезу коллоидных растворов методом ИЛА в жидкости (ИЛАЖ). В отличие от традиционного подхода (напыления тонких пленок золота в вакууме и в фоновом газе), ИЛАЖ позволяет исключить из экспериментальной установки дорогостоящую вакуумную технику. Не смотря на большое количество работ в этой области, полного понимания процессов протекающих во время синтеза пока не достигнуто. Так, например, остается открытым вопрос о механизме уноса материала с поверхности мишени при лазерном облучении в жидкости [5-7].

Данная работа нацелена на многостороннее экспериментальное и теоретическое исследование ИЛАЖ золота. С помощью взаимодополняющих экспериментальных методик (Просвечивающая Электронная Микроскопия (ПЭМ), Абсорбционная Спектроскопия (АС), Сканирующая Электронная Микроскопия (СЭМ), Метод Теневой Фотографии (МТФ)) получена информация о корреляции между параметрами коллоидных частиц и условиями синтеза, проанализированы процессы протекающие на поверхности мишени и в окружающей среде, установлены важные закономерности.

В работе использовалось излучение твердотельного Nd:YAG лазера на длине волны 1064 нм, с длительностью импульса 7 нс. В экспериментах варьировались плотность энергии излучения ($F_0 = 1 - 10$ Дж/см²), количество импульсов ($N = 1000-10000$), площадь пятна лазера ($S = 0.1 - 1$ мм²). Золотая мишень (чистота 99,99%) погружалась в деионизованную дистиллированную воду ($V = 20$ см³). Для подготовки ПЭМ образцов несколько капель коллоидного раствора высушивались на поверхности специальной медной сетки. Для теневого фотографирования прозрачная кювета, с погруженной в воду мишенью, ус-

танавливалась между синхронизированными фотокамерой и стробоскопической подсветкой.

На Рис. 1.а. представлены спектральные зависимости экстинкции коллоидных растворов, синтезированных при различных плотностях энергии лазерного излучения. На 522 нм наблюдается резонансный отклик частиц на падающее излучение, характерный для сферических частиц размером 8-12 нм. Выявлено, что форма и положение резонансного пика слабо зависит от интенсивности излучения лазера. Схожие результаты наблюдаются при изменение числа импульсов и площади пятна лазера. Увеличение любого из перечисленных параметров синтеза влечет почти линейный рост амплитуды резонансного пика (см. вставку на Рис.1,а). Такое изменение оптических свойств коллоидных растворов происходит в результате увеличения концентрации наночастиц, при сохранении их размеров и геометрии.

Результаты АС хорошо согласуются результатами ПЭМ. На снимках ПЭМ зарегистрированы частицы сферической формы, со средним размером 10 нм. Распределение частиц по размерам весьма слабо зависит от плотности энергии лазерного излучения и числа импульсов лазера (см. вставку на Рис 2,б). Полученные гистограммы хорошо аппроксимируются логнормальным распределением, при этом дисперсия составляет всего 6,5 нм.

Для определения абсолютного значения концентрации частиц в растворе был проведен теоретический расчет спектров экстинкции коллоидных растворов. Расчет основывался на полной теории Ми [8] с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от размера частиц, предложенной Крейбигом [9]. Спектр экстинкции был получен путем складывания расчетных спектров частиц различного размера, с учетом их распределения (см. вставку на Рис. 1,б). Достигнуто хорошее согласие экспериментального и расчетного положения резонансного пика (Рис. 1, б), при этом наблюдается большое различие в синий и красной области спектра экстинкции. Для устранения этого расхождения была проведена коррекция распределения частиц по размерам. Во-первых, была увеличена концентрация малых частиц (размером 2,5 нм). При высушивания коллоидного раствора на ПЭМ сетке малые частицы коагулировали между собой и большими частицами, в результате чего не были зарегистрированы на снимках. Так же в раствор включены большие частицы с очень малой концентрацией (>100 нм). После корректировки теоретический спектр экстинкции описал экспериментальные данные во всей видимой области (Синяя пунктирная линия на Рис.1,б). Таким образом в растворе присутствует два сорта частиц: наночастицы размером 2 – 20 нм, которые вероятно сформировались в результа-

те конденсации в лазерного факела, и крупные частицы размером более 100 нм.

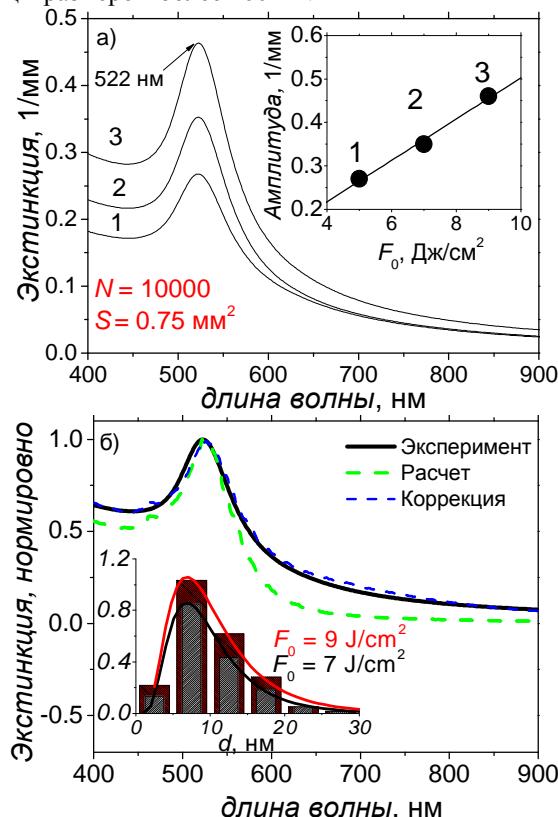


Рис. 1 (а). Спектральная зависимость экстинкции коллоидных растворов, синтезированных при различной плотности энергии 1 – 5 Дж/см², 2 – 7 Дж/см², 3 – 9 Дж/см². На вставке зависимость амплитуды резонансного пика от плотности энергии лазера. (б) Сравнение экспериментальной и теоретической спектральной зависимости экстинкции. На вставке распределение частиц по размерам, аппроксимировано логнормальным распределением.

Для выявления механизма формирования крупных наночастиц был проведен СЭМ анализ поверхности мишени после ее облучения в жидкости (воде) и в фоновом газе (атмосфере) (Рис. 7). На поверхности мишеней обнаружены неоднородности волнового характера. Причина появления таких неоднородностей связана с развитием гидродинамической неустойчивости расплава на поверхности мишени [10]. Развитие неустойчивости обусловлено наличием инерциальной силы, которая в данном случае возникает в результате ускоренного движения фронта расплава, причем чем выше эта сила, тем меньше размер неоднородностей. С ростом температуры поверхности мишени скорость фронта испарения увеличивается, при постоянстве скорости плавления, направленной вглубь мишени. Таким образом, с ростом интенсивности лазерного излучения достигаются все большие температуры поверхности, что приводит к уменьшению ускорения, а следовательно и инерционной силы, которую испытывает расплав, а значит и к увеличению характерного размера неоднородностей [11]. Рост характерного размера неоднородностей с увеличением плотности энергии лазера наблюдается как при аблации в жидкости, так и при аблации в фоновом газе, но в жидкости структура поверхности обладает более мелким масштабом в сравнение аблацией в газе. Это может быть объясне-

но, с одной стороны, эффективным отводом тепла от поверхности мишени в воду, с другой стороны более эффективной экранировкой мишени лазерной плазмой, что существенно влияет на динамику нагрева материала.

Известно, что в результате развития гидродинамической неустойчивости с поверхности мишени происходит эмиссия капель субмикронного размера. Вероятно, в отличие от случая аблации в фоновом газе, когда эмитируемые частицы свободно уносятся в окружающее пространство, при аблации в жидкости происходит обратное осаждение этих частиц на мишень в результате развития и схлопывания кавитационного пузыря, и только малый процент этих частиц остается в виде взвеси в растворе. Таким образом, мы полагаем, что образование крупных частиц, обусловлено микрокапельной эмиссией расплавленного металла.

Методом теневой фотографии проведена визуализация процессов, протекающих в жидкости после облучения лазером погруженной в нее мишени. Установлено, что аблация происходит в несколько этапов (Рис. 6): частичное поглощение лазерного излучения жидкостью и последующее ее вскипание вдоль оси луча; взаимодействие прошедшего излучения с мишенью, приводящее к нагреву и испарению; распространение ударной волны. За ударной волной над поверхностью пятна облучения происходит рост кавитационного пузыря. Пузырь дорастает до своего максимального размера на временах ~200 мкс затем происходит его схлопывание. За схлопыванием следует зарождение нового кавитационного пузыря. Процесс повторяется несколько раз, после чего образуются пузырьки малого размера. Первое схлопывание кавитационного пузыря происходит на временах, когда поверхность мишени успевает затвердеть, таким образом оно не может влиять на формирование волновой структуры, а следовательно и на эмиссию микрокапель.

Список литературы:

1. M.B. Cortie, E. Lingen. Catalytic gold nano-particles // Mater. Forum., 2002, Vol. 26, pp. 1-14
2. A. Moores, F. Goettmann. The Plasmon band in noble metal nanoparticles: an introduction to theory and applications // New J. Chem., 2006, Vol. 30, pp. 1121-1132
3. E. Boulais, R. Lachaine, A. Hatet, M. Meunier. Plasmonics for pulsed-laser cell nanosurgery: Fundamentals and applications // J. Photochem. Photobiol. C, 2013, Vol. 17, pp. 26-49
4. D. Bäuerle. Laser Processing and Chemistry // Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000
5. Z. Yan, D. B. Chrisey. Pulsed laser ablation in liquid for micro-/nanostructure generation. // J. Photochem. Photobiol. C, 2012, Vol. 13, pp. 204-223
6. Y. Ishikawa, K. Kawaguchi, Y. Shimizu, T. Sasaki, N. Koshizaki. Preparation of Fe-Pt alloy particles by pulsed laser ablation in liquid medium. // Chem. Phys. Lett., 2006, Vol. 428, pp. 426-429
7. A.T. Izgaliev, A.V. Simakin, G.A. Shafeev, F. Bozom-Verduraz. Intermediate phase upon alloying Au-Ag nanoparticles under laser exposure of the mixture of individual colloids. // Chem. Phys. Lett., 2004, Vol. 390, pp. 467-471
8. К. Борен, Д. Хафмен. Поглощение и рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ. // М: Мир, 1986 г.
9. U. Kreibig, M. Volmer. Optical properties of metal clusters. // Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995.
10. T.D. Bennet, C.P. Grigoropoulos, D.J. Krajnovich. Near-threshold laser sputtering of gold. // J. Appl. Phys., 1995, Vol. 77, pp. 849-864
11. A.B. Brailovsky, S.V. Gaponov, V.I. Lunchin. Mechanism of melt droplets and solid-particle ejection from target surface by pulsed laser action. // Appl. Phys. A., 1995, Vol. 61, pp. 81-86

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР
ОХЛАЖДЕННОЙ СРЕДЫ В АБСОРБЦИОННЫХ БРОМИСТОЛИТИЕВЫХ
ТЕРМОТРАНСФОРМАТОРАХ**

Степанов К.И.¹, Волкова О.В.²

1. Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

2. Институт холода и биотехнологий НИУ ИТМО,

191002, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9

Существует 2 основных класса холодильных машин для охлаждения воды и других сред:

- Электроиспользующие парокомпрессионные холодильные машины (ПКХМ), работающие на различных хладонах (как правило, фреонах);
- Теплоиспользующие абсорбционные бромистолитиевые холодильные машины (АБХМ), использующие воду и бромид лития в качестве рабочей пары.

ПКХМ имеют возможность работать в широком диапазоне рабочих температур, в т.ч. и отрицательных, но машины данного типа являются, электроиспользующими, что далеко не всегда оправдывает их применение.

АБХМ используются для охлаждения воды и других жидкостей до температуры не ниже «плюс» 3 °С. используя при этом либо сбросное тепло, либо первичное топливо. Данный диапазон температур покрывает потребности многих производств и технологий в искусственном холода, но, несомненно, исследование возможности расширения границ применимости для такого типа машин – актуально на сегодняшний день.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию изучения принципиальной возможности получения отрицательных температур испарения в теплоиспользующих АБХМ и определению минимальной температуры испарения при фиксированных параметрах внешних теплоносителей.

Анализ литературы указывает на практическую реализуемость получения отрицательных температур кипения хладагента, которым является вода с добавлением абсорбента. Так, в [1] были исследована температура замерзания хладагента с концентрацией бромида лития до 30 %., а немного позже в японском журнале [2] приведен типоряд АБХМ мощностью от 176 до 965 кВт по холоду и промышленный опыт применения таких машин.

Для изучения процессов низкотемпературной абсорбции в 2013 г. в Институте теплофизики СО РАН был создан стендовый комплекс (рис. 1, рис. 2) с целью экспериментального исследования получения отрицательных температур охлажденной среды – раствора пропиленгликоля.

Базовым оборудованием стендового комплекса является мини-АБХМ, в нержавеющем исполнении, оснащенная современными средствами обеспечения поддержания и регистрации рабочих параметров.

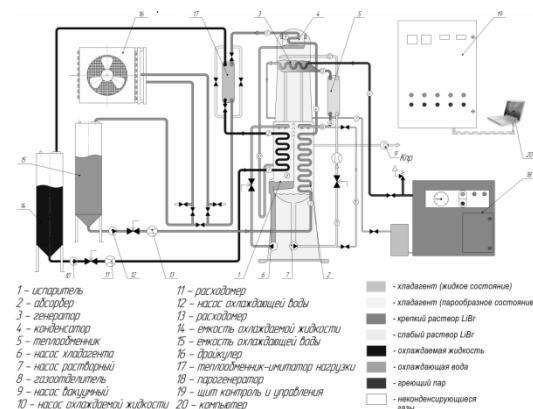


Рис. 1. Стендовый комплекс для исследования процессов в АБХМ. Схема принципиальная.



Рис. 2. Учебно-демонстрационный комплекс на базе АБХМ.

Результаты эксперимента приведены ниже (табл. 1) и (рис. 3):

Таблица 1. Результаты исследований охлаждения раствора пропиленгликоля.

Точка на рис. 1 и 2	Энтальпия, кДж/кг	Массовый расход, кг/с	Давление, кПа	Температура, °C	Концентрация, масс., (%) LiBr	Примечание
1	0	0,175	-	0		Раствор пропиленгликоля
2	-16			-4		
3	63,36			15,1		
4	76,34			18,2		
5	92,22			22,0		
6	2676,3	0,00214	101,325	100		Охлаждающая вода
7	334,9		101,325	80		
8	2501,0	0,0012	0,400	-5		Греющий пар
9	2522	0,0012	3,100	65		Конденсат греющего пара
10	98,50	0,04	-	-5,5	15	Насыщенный водяной пар
11	44,646	0,012	-	21	53	Перегретый водяной пар
12	116,930	0,012	-	55	53	Хладагент
13	127,205	0,0117	-	65	59	Слабый раствор
14	66,538	0,0117	-	34	59	Крепкий раствор
15	44,646	0,024	-	21	53	Слабый раствор
16	50,691	0,036	-	24,5	55	Крепкий раствор
						Смешанный раствор

В результате работы экспериментально установлено следующее:

- при температуре охлаждающей воды 15-16 °C возможно получать охлажденную жидкость до температуры «минус» 5 °C с минимальным риском кристаллизации и обмерзания наружной поверхности труб испарителя;
- коэффициент трансформации тепла при условиях (табл. 1), равен 0,6;

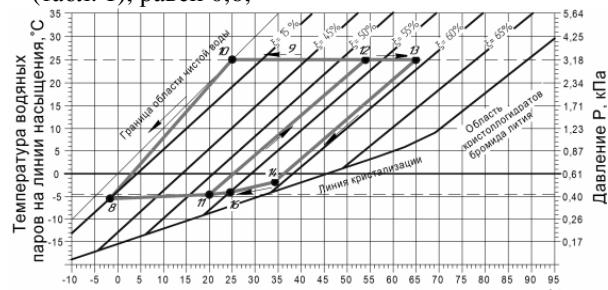


Рис. 3. Р-Т-ξ – диаграмма холодильного цикла в АБХМ.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

АБХМ – абсорбционная бромистолитиевая холодильная машина;
ПКХМ – парокомпрессионная холодильная машина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Hisajima, H. Kawamura and T. Oouchi :Determination of Thermal Properties of Dilute LiBr-Water Solutions // Int. Journal of Thermophysics, Volume 18, Issue 2 , pp 397-406 1997
2. S. Uchida, A. Nishiguchi Low temperature absorption refrigeration machine with Water-LiBr mixed refrigerant // Refrigeration, JP, 2006; vol. 81; № 94бж 618-621. БМИХ, 2007, №3, с. 49.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ SiO_2 АЭРОГЕЛЯТен К.А.¹, Прууэл Э.Р.^{1,2}, Рубцов И.А.², Кашкаров А.О.^{1,2}¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15² Новосибирский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2**Введение**

В работе исследовалась структура высокопористого наноструктурного материала на основе диоксида кремния (аэрогель).

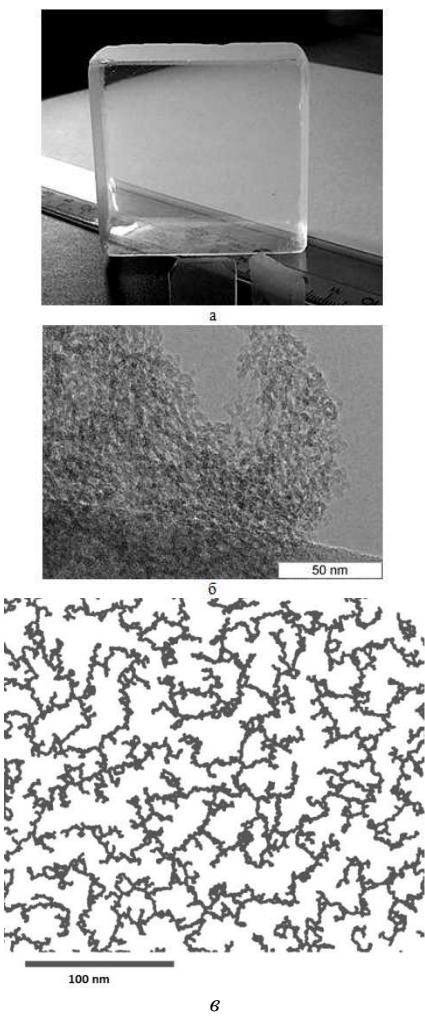


Рис. 1. SiO_2 аэрогель – внешний вид (а), внутренняя микроструктура (б), модель структуры аэрогеля (в).

Измерено малоугловое рентгеновское рассеяние (МУРР) на образцах аэрогеля различной плотности с использованием синхротронного излучения (СИ) в СЦСИ ИЯФ СО РАН. Построена модель структуры аэрогеля с использованием пакета LAMMPS Molecular Dynamics Simulator которая позволяет расчитать сигнал МУРР как в статическом, так и в быстропротекающем процессе, при ударно-волновом нагружении.

Определение размеров частиц

Исследуемый образец аэрогеля крепился на специальную площадку под монохроматический пучок СИ (длина волны $\lambda=0.1516$ нм). Рассеянное излучение регистрировалось однокоординатным детектором OD-3 с фокусным расстоянием 350 мм [1].

В соответствии с общей теорией малоуглового рассеяния [2, 3], исходным характеризующим параметром является вектор рассеяния q :

$$q = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda},$$

где 2Θ – угол рассеяния, λ – длина волны рассеивающего излучения.

В приближении сферических частиц можно качественно оценить размер частиц из условия первого минимума интенсивности:

$$\theta = \frac{\lambda}{d},$$

где d – диаметр рассеивающих частиц.

Получим зависимость диаметра частиц от рассеивающего вектора:

$$d \approx \frac{2\pi}{q} \quad (1)$$

Построив график (интенсивность от рассеивающего вектора) по формуле 1 можем качественно оценить размеры частиц. Видно, что рассеяние на отдельных частицах $\sim 1/q^4$ (режим Гинье), а рассеяние на более крупных объектах (структурах) $\sim 1/q^n$, где $n \approx 2$ (рисунок 2).

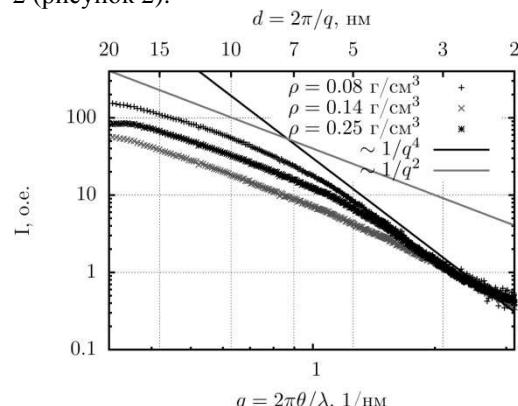


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от вектора рассеяния (по верхней шкале отложен диаметр частиц (формула 1).

Были проведены эксперименты с SiO_2 аэрогелем при различных плотностях: $\rho=0.08; 0.14; 0.25 \text{ г}/\text{см}^3$, результаты которых приведены на рисунке 2 (видно, что правее излома, в области рассеяния на частицах диаметры составляют 3 – 4 нм, что согласуется с данными электронного микроскопа и моделью (рисунок 1-б)). Видим, что для $\rho=0.14 \text{ г}/\text{см}^3$ излом плохо наблюдается, однако в области более $q=2 \text{ 1}/\text{нм}$ он полностью согласуется с остальными графиками. Различие наблюдается в области рассеяния на конгломерациях частиц, однако всю структуру аэрогеля нам проследить не удается; качественно можно сказать, что фрактальные характеристики различны для разных плотностей аэрогеля.

Более точный результат дает формула Гинье [3]

$$I(q, R) = I_0 \exp \left(-\frac{(qR_g)^2}{3} \right),$$

где R_g – радиус инерции. Для сферической частицы

$$R = \sqrt{\frac{5}{3}} R_g = \frac{d}{2},$$

где R – радиус частицы, d – ее диаметр.

На графике в координатах, логарифм интенсивности от квадрата рассеивающего вектора в области рассеяния на частицах, т.е. где интенсивность спадает как $1/q^4$ (q изменяется от 1.2 до 2.2 1/нм) – правее излома кривой на рисунке 2. Тогда диаметр частиц:

$$d = 2\sqrt{-5w}, \quad (2)$$

где w – угол наклона графика в координатах $\ln(I)$ от q^2 (рисунок 3).

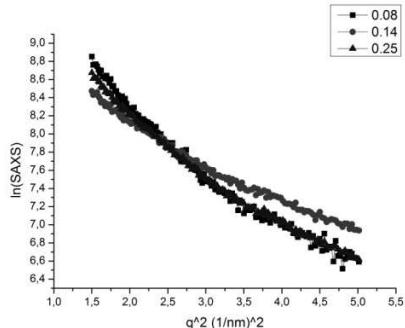


Рис. 3. Зависимость логарифма интенсивности рассеянного излучения от квадрата вектора рассеяния.

ρ , г/см ³	d_{avg} , нм
0.08	3.5
0.14	2.9
0.25	3.4

Средний диаметр частиц по формуле Гинье (формула 2, рисунок 3).

Как видно из таблицы диаметр частиц, в среднем составляет 3.3 нм. В образцах встречаются частицы с диаметром от 2.5 до 4 нм.

Моделирование структуры аэрогеля

Компьютерное моделирование позволило создать модель структуры аэрогеля с плотностью частиц $\rho=0.4$ г/см³. Полученное при этом МУРР совпадает с экспериментальными (рисунок 4), поскольку расчетная область имеет конечный размер, то вносится искажение за счет дифракции на расчетной области (в виде дифракционной картины от расчетной области накладывающейся на полезный сигнал).

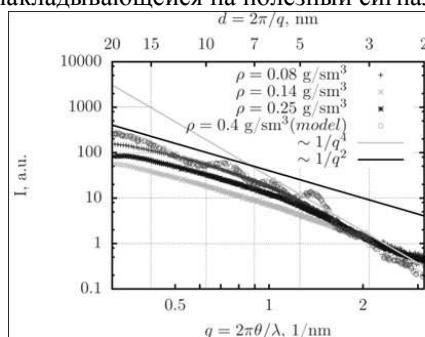


Рис. 4. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от вектора рассеяния (сравнение с экспериментом).

Моделирование прохождения ударной волны по структуре аэрогеля

По расчетной области заполненной аэрогелем (кубик с ребром 40 нм и плотностью частиц диоксида кремния $\rho=0.4$ г/см³) моделируется прохождение ударной волны со скоростью 2 км/с (рисунок 5), что соответствует реальному эксперименту [1, 4]. При этом в модели, как и в эксперименте наблюдается разрушение структуры, а потом и самих частиц аэрогеля.

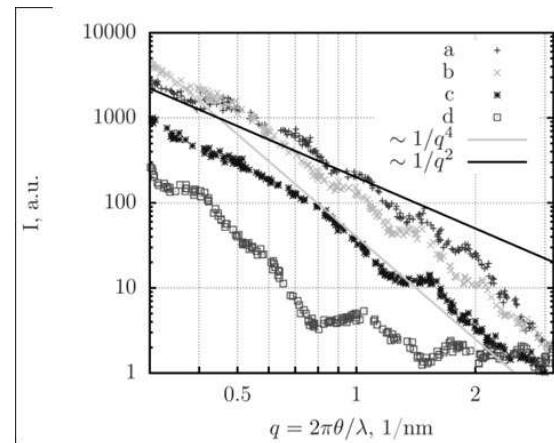


Рис. 5. Модель динамики МУРР на ударной волне (а - невозбужденное состояние; б - 5 нс; в - 10 нс; г - 20 нс).

Модель динамики МУРР качественно совпадает с экспериментальными данными [4] представленными на рисунке 6

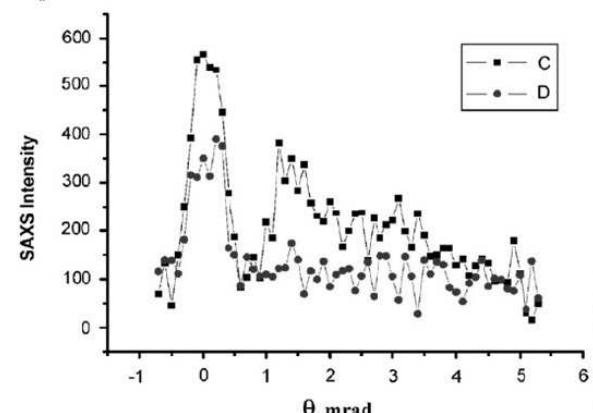


Рис. 6. МУРР аэрогеля при ударно-волновом нагружении (С – невозбужденное состояние; D – в ударной волне).

Список литературы:

1. Мерзлиевский Л.А., Прууэл Э.Р., Лукьянчиков Л.А., Тен К.А., Титов В.М. Динамика фрактальной размерности аэрогеля при ударном нагружении. // Физика экстремальных состояний вещества –2007. Под редакцией В.Е. Фортова, В.П. Ефремова и др. Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, 2007. Стр. 135-136.
2. Feigin L.A. & Svergun D.I. Structure Analysis by Small-Angle X-Ray and Neutron Scattering. // NY, Plenum Press. 1987.
3. Anton Paar The SAXS Guide, GmbH, Austria, 2011.
4. L. A. Merzhievsky, L. A. Lukianchikov, E. R. Prueel, K. A. Ten, V. M. Titov, B. P. Tolochko, O. V. Evdokov, I. L. Zhogin, M. A. Sheromov. Synchrotron diagnostics of shock-wave compression of aerogel. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 575 (2007) 121-12

ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ПОТОКА С ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ СЪЕМКИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ В ЩЕЛЕВОЙ СТРУЕ

Токарев М.П.¹, Шестаков М.В.¹, Карчевский М.Н.²

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

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

В природе и промышленности достаточно широко распространены квази-2D турбулентные струйные течения. Во многих практических приложениях, а также в разрабатывающихся устройствах используются струи, распространяющиеся в узких каналах, например: геотермальная техника, современные мини-канальные химические процессы, системы охлаждения и т.д. Моделирование процессов фильтрации и разработка оптимальных методов извлечения нефтяного сырья, также требуют получения полной информации о структуре таких потоков. В настоящее время многие исследователи заинтересованы в микро и мини струях в ограниченном пространстве. Малогабаритные технические системы имеют наибольший интерес, потому что, как правило, они являются более эффективными и экономичными, по сравнению с крупномасштабными устройствами.

Струя в щелевом канале имеет ряд особенностей, которые существенно отличают ее от течений в свободном пространстве и осесимметричных каналах. Наличие ограничивающих поверхностей приводит к возникновению различных вихрей с характерными масштабами. Возникновение вихрей Кельвина-Гельмгольца сопровождается сильным влиянием трения о стенки, что приводит к существованию в потоке принципиально различных режимов: от классических режимов Хеле-Шоу до развитых турбулентных течений, которые проявляют некоторые черты 2D турбулентности. Струя в таком канале содержит мелкомасштабные 3D турбулентности, с максимальным размером порядка глубины канала и квази-2D крупномасштабной частью потока с характерными размерами больше глубины канала [1,2]. Особенности таких потоков позволяют исследовать в лаборатории свойства квази-2D турбулентности и механизмы динамического взаимодействия между крупномасштабными 2D структурами и мелкомасштабными 3D турбулентностями.

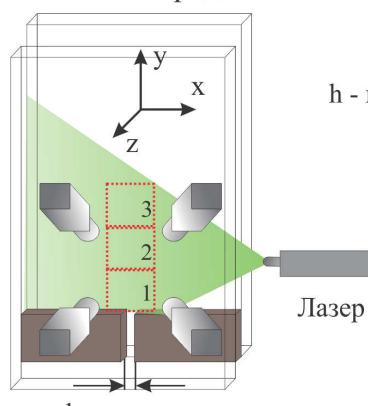
Данные, полученные локальными методами измерения, не обеспечивают полную картину течения и не дают всеобъемлющую информацию о трехмерных структурах. Таким образом, необходимо использовать современные методы объемного измерения скорости, например, томографических PIV [3]. Наше предыдущее исследование щелевой струи [2] было сделано с использованием измерительной системы 2D PIV с частотой съемки 1 кГц. Это позволило нам получить динамические и временные спектры флуктуаций скорости вдоль потока в дальней зоне струи. Тем не менее, информацию о ближнем поле струи детально разрешить не удалось в связи с пространственно-временными ограничениями.

Несколько недавних работ [2,5,6] описывают высокоскоростные томографические измерения PIV в

осесимметричных и шевронных струях. В данной работе исследуется динамика трехмерных вихрей в турбулентной щелевой струе, используя томографическое PIV разрешенного по времени. Частота съемки достигала 25 кГц, что позволяет анализировать поведение потока вблизи сопла, где возникают вторичные течения. Целью данной работы является обобщить преимущества измерений в объеме и регистрации с высокой частотой для анализа сложного поведения и структуры турбулентных струй.

Экспериментальная установка состояла из закрытого гидродинамического контура, включающего в себя резервуар, насос, расходомер и рабочий участок. Рабочим участком был узкий канал, образованный двумя пластина из органического стекла (размер: 307 × 270 мм², толщина: 20 мм), расположенных на расстоянии $h = 4$ мм друг от друга. Данные были получены для чисел Рейнольдса $Re = (hU_0)/v = 20\ 000$, где U_0 является объемной скоростью потока. Поток засевали 50 мкм частицами полиамида. Прямоугольное/квадратное сопло без сужения было образовано двумя плоскими вставками, которые размещались между стеклянными пластинами Рис. 1. Ширина сопла была $d = 4, 10$ мм соответственно. Было получено две тысячи кадров для каждого режима течения. Измерения проводились в трех незначительно перекрывающихся зонах на расстоянии от среза сопла 4h, 12h и 20h соответственно. Размер области измерения составлял 60 × 60 мм².

вид спереди



вид сбоку

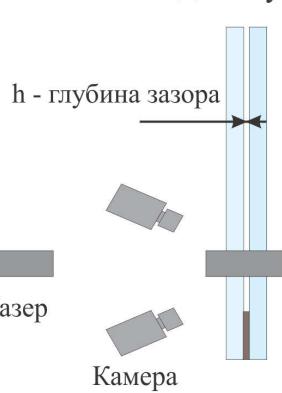


Рис. 1. Схематичное изображение участка с диагностическим оборудованием для Томо PIV измерений в турбулентной щелевой струе

Обработка полученных данных выполнялась программным обеспечением ActualFlow, разработанным в ИТ СО РАН. Процедура самокалибровки была выполнена до томографической реконструкции объема. Конечная средняя ошибка калибровки была менее 0,05 пикс и максимальное значение дисперситета рав-

нялось 4 пикс. Кроме того, полученные с камер изображения были предварительно обработаны путем вычитания минимальной статистической интенсивности (для каждого пикселя).

Восстановленный 3D объем имел размеры $1024 \times 1024 \times 128$ вокселей. Физический размер вокселя был равен 65 мкм. Объемная концентрация частиц была близка к 8,5 частиц на мм^3 . Плотность частиц на изображении при этой концентрации составляла 0,04 частиц на пиксель. Томографическая реконструкция производилась алгоритмом SMART [7]. Корреляционный анализ проводился с использованием итерационного многосеточного алгоритма с непрерывным смещением ячейки. Общее число итераций было четыре: два шага были выполнены с разрешением $32 \times 64 \times 32$ вокселя и двумя дополнительными итерациями с конечным разрешением $16 \times 32 \times 16$ вокселя. Пере-крытие составляло 75%, поэтому, окончательный размер корреляционной ячейки для расчета одного вектора скорости был $1 \times 2 \times 1 \text{ мм}^3$.

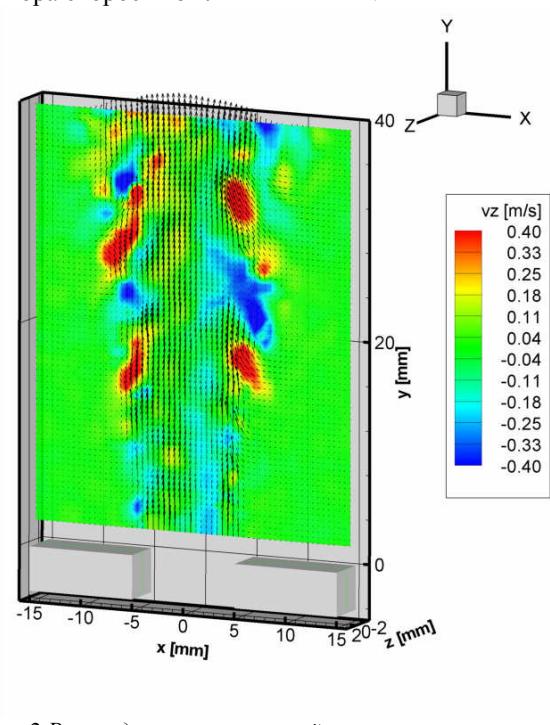


Рис. 2 Распределение мгновенной z -компоненты скорости и векторное поле скорости в центральной плоскости струи при $z = 0$. Скалярное поле частично прозрачное и векторы с отрицательной vz слегка затенены.

Рис. 2 показывает сложную 3D картину поля мгновенной скорости. В потоке присутствуют крупномасштабные квази-двумерные вихревые структуры, которые формируют в слоях смешения когерентные потоки, проходящие через канал. Кроме того, визуализируются потоки в распределении нормальной к стенке компоненты мгновенной скорости. Замечено, что потоки через канал коррелируют с крупномасштабными вихревыми структурами, которые показаны векторным полем скорости.

Исследование турбулентной струи в щелевом канале проводилось для числа Рейнольдса 20 000 и двух различных прямоугольных сопел с квадратным и прямоугольным сечением. Частота регистрации составляла 10 кГц при частоте Найквиста определяемой ограничением пространственного разрешения измерительной системы в 4 кГц.

Трехмерные мгновенные поля скоростей и Q-критерий распределения значений показали, что в слое смешения струи (пограничный слой) формируются когерентные структуры Кельвина-Гельмгольца. Эти структуры находятся под влиянием поперечного и продольного градиента скорости. Они образуют квази-продольные вихри в результате взаимодействия друг с другом.

Продольные вихри, образованные когерентными вихревыми структурами Кельвина-Гельмгольца имеют также высокую степень согласованности, что было на распределениях нормальной компоненты скорости. Продольные вихри дают вклад в формирование вторичных течений. Область существования и влияния вторичных потоков заканчивается там, где квази-продольные вихри распадаются и формируются крупномасштабные квази-двумерные вихри и далее развиваются. Основной механизм формирования квази-2D крупномасштабных вихревых структур является развитие синусоидальной неустойчивости в струе. С ростом линейного размера квази-2D турбулентных вихревых структур, спектр кинетической энергии сдвигается в область больших мод. Основной вклад в усиление данных мод вносит составляющая скорости параллельная стенке.

Список литературы:

1. Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Shestakov M.V. Turbulence measurements in a quasi-two dimensional jet in a slot channel. Proc. of the 5th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, TU Munich, Germany, 27-29 August, pp. 1067-1072, 2007.
2. Bilsky A.V., Markovich D.M., Shestakov M.V., Tokarev M.P. Tomographic PIV and planar Time-resolved PIV measurements in a turbulent slot jet Proc. of the 16th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon, 09-12 July, 2012.
3. Scarano F. Tomographic PIV: principles and practice Measurement Science and Technology., vol. 24, 012001, 2013.
4. Violato D., Scarano F. Three-dimensional evolution of flow structures in transitional circular and chevron jets. Phys. Fluids, vol. 23 (12), 124104, 2011.
5. Violato D., Ianiro A., Cardone G., Scarano F. Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets Int. J. Heat Fluid Flow., vol. 37, pp. 22-36, 2012.
6. Ianiro A., Violato D., Scarano F., Cardone G. Three dimensional features in swirling impinging jets Proc. of the 15th International Symposium on Flow Visualization, 25-28 June, Minsk, Belarus, 2012.
7. Bilsky A.V., Lozhkin V.A., Markovich D.M. and Tokarev M.P. A maximum entropy reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry Measurement Science and Technology., vol. 24. 045301, 2013.

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА В НАКЛОННОЙ ОХЛАЖДАЕМОЙ ТРУБЕ

Фёдоров В.А., Кондратьев А.В., Птахин А.В., Крылов В.С.

ЗАО «НПВП «Турбокон»,
248010, Россия, Калуга, Комсомольская роща, 43

При конденсации водяного пара внутри оребрённых труб воздушных конденсаторов паротурбинных установок [1-3], скоростной напор пара на входе в теплообменные трубы

$$\frac{\rho'' \cdot w''_{BX}}{2} \leq 550 \text{ Па},$$

число Рейнольдса по пару

$$Re'' = \frac{w''_{BX} \cdot d}{v''} \leq 12500,$$

по конденсату

$$Re' = \frac{w' \cdot d}{v'} \leq 200,$$

где v', v'' – кинематические вязкости конденсата и пара, соответственно; w', w''_{BX} – скорости конденсата при $\chi_2 = 0$ и пара на входе в трубу при $\chi_1 \geq 0$ по отношению к полному сечению трубы, $d = 21$ мм – внутренний диаметр трубы, χ_1, χ_2 – расходные массовые паросодержания на входе и выходе из трубы. В [4] предложена физическая модель течения водяного пара внутри трубы, сочетающая одновременное существование перегретого и конденсирующегося пара с $\chi_1 \geq 0.05$ при $Re' \leq 200$.

Цель работы – исследование влияния неравномерности охлаждения стенки трубы на конденсацию движущегося в трубе пара.

Опыты проводились с двумя рабочими участками: моделью с кольцевым охлаждением и разрезной моделью с полукольцевым охлаждением и теплоизоляцией между охлаждаемой и неохлаждаемой поверхностями трубы.

Сечения первой и второй моделей приводятся на рисунке 1.

При увеличении расхода пара, увеличивается толщина ручейка стекающего конденсата, уменьшается площадь проходного сечения для пара, увеличивается коэффициент теплоотдачи от пара к стенке и к конденсату. Следовательно, коэффициент теплопередачи возрастает.

В случае с разрезным макетом, при тех же расходах охлаждающей воды её скорость будет вдвое выше, т.к. проходное сечение по воде вдвое меньше, чем у кольцевого макета. Следовательно, коэффициент теплопередачи, приведенный к охлаждаемой поверхности, будет выше, чем у макета с кольцевым охлаждением.

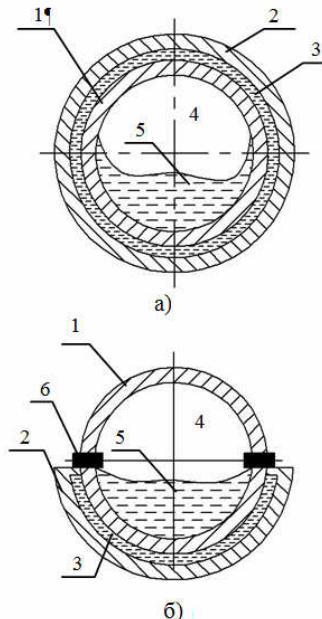


Рис. 1. Поперечные сечения рабочего участка с кольцевым охлаждением (а) и разрезного рабочего участка с полукольцевым охлаждением (б): 1 – паровая труба, 2 – внешняя труба рубашки охлаждения, 3 – охлаждающая вода, 4 – пар, 5 – конденсат 6 – теплоизоляционная вставка.

Список литературы:

1. В.А. Федоров, О.О. Мильман, П.А. Ананьев, С.Н. Дунаев, Н.В. Колесников, Б.А. Шифрин / Теплогидравлические процессы в воздушных конденсаторах паротурбинных установок // Вестник МЭИ. М.: Изд-во МЭИ. 2012. № 2. С. 5-12.
2. В.А. Федоров, О.О. Мильман, Н.В. Колесников, П.А. Ананьев, С.Н. Дунаев, А.М. Михальков, А.В. Мосин, А.В. Кондратьев / Результаты экспериментальных характеристик воздушных конденсаторов паротурбинных установок // Теплоэнергетика. 2013. № 2. С. 1-7.
3. 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 // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. V.55. Iss.21-22. pp.6054-6059.
4. В.А. Фёдоров, О.О. Мильман, Б.А. Шифрин, П.А. Ананьев, С.Н. Дунаев, А.В. Кондратьев, А.В. Птахин. / Результаты экспериментальных исследований теплогидравлических процессов при конденсации перегретого пара внутри наклонной трубы // ТВТ. 2014. Т. 52. №2. С. 1-4.

ВЯЗКОСТЬ СУСПЕНЗИЙ, ЭМУЛЬСИЙ И ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕД ПРИ СДВИГОВЫХ КОЛЕБАНИЯХ

Федотовский В.С., Михайлова Т.А., Никулина А.Н.

ФГУП «ГНЦ РФ - Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского»,
249030, Россия, Обнинск, пл. Бондаренко

Рассматриваются гидродинамические диссиpативные процессы при сдвиговых колебаниях супензии твердых сферических частиц. На основе простой ячеичной модели получены зависимости для скорости диссиpации энергии и соответствующие формулы для эффективной сдвиговой вязкости при низко- и высокочастотных сдвиговых колебаниях супензии.

Рассмотрены сдвиговые колебания несжимаемой супензии одинаковых и равномерно распределенных в несущей жидкости твердых сферических включений. Для простоты и наглядности используется простая ячеичная модель, где элементарным представительным объемом супензии является сферическая ячейка жидкости с одним твердым включением.

Показано, что к известным формулам реологии супензий добавляется весьма существенное динамическое слагаемое, зависящее от радиуса включений, вязкости жидкости и частоты сдвиговых деформаций.

Обычно, эффективная сдвиговая вязкость дисперсных сред типа супензий определяется при медленных стационарных сдвиговых течениях, когда в уравнении движения несущей жидкости можно пренебречь инерционными эффектами по сравнению с вязкостными. Эффективная вязкость дисперсной среды при этом определяется скоростью диссиpации энергии в представительной ячейке.

Однако, при нестационарных колебательных деформационных движениях дисперсных сред гидродинамическая обстановка в окрестности дисперсных включений существенно изменяется и инерционные эффекты проявляются в эффективной сдвиговой вязкости.

Математическая модель эффективной сдвиговой вязкости построена при следующих предположениях:

частицы-включения твердой, жидкой или газообразной фазы представляют собой сферы одинакового размера, равномерно распределенные в объеме несущей фазы; на границах непрерывной и диспергированной фаз выполняются условия прилипания; отсутствуют непосредственные контакты дисперсных частиц друг с другом; рассматриваются сдвиговые деформационные колебания дисперсной среды при произвольных частотах или произвольных колебательных числах Рейнольдса, определенных по частоте колебаний, радиусу включения и вязкости жидкости.

Постановка и решение задачи об эффективной вязкости определяется при этом решением нестационарного уравнения движения Стокса, учитывающим влияние инерционности жидкости на эффективную вязкость дисперсной среды при ее сдвиговых колебаниях. В предельном случае, при частоте деформационных колебаний дисперсной среды стремящейся к нулю, из общего решения вытекают известные результаты стационарной реологии супензий.

Список литературы:

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука. 1978. 336 с.
2. Федотовский В.С., Прохоров Ю.П., Верещагина Т.Н. Динамическая плотность и скорость распространения волн давления в дисперсных средах // Теплоэнергетика. Т. 48, № 3, 2001, с. 70-74.
3. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир. 1976. 630 с.
4. Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: Гостехиздат. 1947. 928 с.
5. Федотовский В.С., Прохоров Ю.П., Верещагина Т.Н. Эффективная сдвиговая вязкость концентрированных эмульсий, супензий и пузырьковых сред: препринт № 2606. – Обнинск: ФЭИ, 1990

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ДВУХФАЗНОЕ ДВИЖЕНИЕ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В СИСТЕМЕ СКВАЖИНА-НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ

Хабиров Т.Р., Садретдинов А.А., Шарафутдинов Р.Ф.

Башкирский государственный университет,
450074, Россия, Уфа, ул.Заки Валиди, 32

При разработке нефтегазовых месторождений важным элементом является диагностика состояния скважины и пласта. При этом одним из информативных методов диагностики является термометрия. Поэтому изучение термо-гидродинамических процессов в системе скважина-пласт является актуальной задачей. Ниже приводится математическое моделирование процесса движения газированной нефти в системе скважина- пласт.

При разработке математической модели неизотермического движения нефти и газа в системе скважина-пласт приняты следующие допущения: пренебрегается влиянием капиллярного давления и температуры на гидродинамические параметры. За основу принята модель black oil. Далее будут действовать следующие обозначения для фаз: 1-нефть, 2-газ; для компонент: 1-нефтяная, 2-газовая. В отношении рассматриваемой системы примем, что нефть не испаряется в газовую фазу, процесс разгазирования равновесный. Равновесная концентрация газа в нефтяной фазе находится по закону Генри. Температуры фаз и скелета считаем одинаковыми для пласта, капиллярными эффектами пренебрегаем. Вязкости фаз считаются постоянными, плотности нефтяной и газовой фазы зависят только от давления и температуры для пласта и постоянны для скважины. Разгазирование происходит мгновенно, считается, что насыщенность газовой фазы достаточно для создания равновесной концентрации.

С учетом сделанных выше допущений уравнения равновесной двухфазной неизотермической фильтрации в пласте с учетом разгазирования нефти в одномерной радиальной постановке имеют вид:

$$\begin{aligned}
 m \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 S_1 \{1 - C_{12}\}) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho_1 \{1 - C_{12}\} \frac{k_1(S_1) \partial P}{\mu_1} \right) \\
 m \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 S_1 + \rho_2 S_2) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left[\rho_1 \frac{k_1(S_1)}{\mu_1} + \rho_2 \frac{k_2(S_2)}{\mu_2} \right] \frac{\partial P}{\partial r} \right) \\
 v_i &= -\frac{K}{\mu_i} k_i(S_i) \frac{\partial P}{\partial r} \\
 \frac{\partial}{\partial t} (m[\rho_1 c_1 S_1 + \rho_2 c_2 S_2] T + [1-m] \rho_{mtx} c_{mtx} T) + \\
 + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r[\rho_1 c_1 v_1 + \rho_2 c_2 v_2] T) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda^* \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \\
 + J_{12} (c_2 - c_1) T + J_{12} \chi_{12} + m(\rho_1 c_1 S_1 \eta_1 + \rho_2 c_2 S_2 \eta_2) \frac{\partial P}{\partial t} - \\
 - (\epsilon_1 \rho_1 c_1 v_1 + \epsilon_2 \rho_2 c_2 v_2) \frac{\partial P}{\partial r} \\
 J_{12} &= m \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 S_1 C_{12}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho_1 C_{12} \frac{k_1(S_1) \partial P}{\mu_1} \right)
 \end{aligned}$$

Здесь m – пористость, t – время; ρ_i – плотности фаз; S_i – насыщенности фаз; C_{ik} – концентрация k -го компо-

нента в i -ой фазе; r – радиальная координата; k_i – фазовые проницаемости; μ_i – вязкости фаз; P – давление; v_i – скорости фильтрации фаз; K – абсолютная проницаемость; индекс mtx обозначает относящуюся к скелету величину; c_i – удельные теплоемкости фаз; T – температура; λ^* – теплопроводность насыщенной горной породы (зависит от пористости, насыщенности фаз и теплопроводностей скелета и фаз); J_{12} – интенсивность переноса массы при разгазировании; χ_{12} – теплота фазового перехода при разгазировании; η_i – адиабатические коэффициенты i -ой фазы; ϵ_i – коэффициент Джоуля- Томсона i -ой фазы.

Система уравнений, описывающая движение газированной нефти в вертикальной скважине:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_i A) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_i \rho_i u_m A + (-1)^i \bar{\rho} u_R A) &= [(-1)^i J_{12} + J_i] A \\
 \bar{\rho} &= \frac{\alpha_1 \alpha_2 \rho_1 \rho_2}{\rho_m} \quad \rho_m = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \\
 \frac{\partial}{\partial t} (\rho_m u_m A) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_m u_m^2 A + \bar{\rho} u_R^2 A) &= -A \frac{\partial P}{\partial z} - \tau \Sigma - \rho_m g A \\
 \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i c_i \rho_i T_i A) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_i c_i \rho_i u_m T_i A + (-1)^i c_i \bar{\rho} u_R T_i A) &= Q_k A \\
 Q_1 &= -h_{12} F_{12} (T_1 - T_2) - h_1 F_1 (T_1 - T_{ex}) + \eta_1 \alpha_1 \rho_1 c_1 \frac{\partial P}{\partial t} - \\
 &\quad - c_1 J_{12} T_1 + \chi_{12} J_{12} + c_1 J_1 T_{mj} \\
 Q_2 &= -h_{12} F_{12} (T_2 - T_1) - h_2 F_2 (T_2 - T_{ex}) + \eta_2 \alpha_2 \rho_2 c_2 \frac{\partial P}{\partial t} + \\
 &\quad + c_2 J_{12} T_1 + c_2 J_2 T_{mj}
 \end{aligned}$$

где α_i – объемное содержание i -ой фазы; A – площадь поперечного сечения скважины; u_R – скорость проскальзывания; J_i – приток массы i -ой фазы из пласта; u_i – скорости фаз; индекс m обозначает среднеобъемную величину; τ – касательное напряжение на стенке канала; Σ – периметр сечения скважины; g – ускорение свободного падения; h_{12} – коэффициент межфазного теплообмена; F_{12} – площадь межфазной поверхности на единицу объема для i -ой фазы; h_i – коэффициент теплообмена с окружающей средой i -ой фазы; F_i – площадь поверхности соприкосновения со стенкой скважины на единицу объема для i -ой фазы; T_{ex} – температура окружающих горных пород; T_{mj} – температура поступающего из пласта флюида.

Массовая доля газа в нефти в соответствии с законом Генри определяется так:

$$C_{12}(P) = \begin{cases} \Gamma \frac{\rho_2^0}{\rho_1^0} \frac{P}{P_s}, & P \leq P_s \\ \Gamma \frac{\rho_2^0}{\rho_1^0}, & P > P_s \end{cases}$$

где P_s – давление насыщения, Γ – коэффициент Генри, ρ^0 – плотность фазы при определенных термобарических условиях, принятых за базовые.

Условия сопряжения моделей пласта и скважины следующие: в скважине задается источниковое слагаемое, описывающее поступивший из пласта флюид, а в пласте, на границе со скважиной, задается забойное давление, рассчитанное в модели скважины.

Таким образом, получена система уравнений для описания переноса массы и тепла при движении газированной нефти в пласте и скважине. Для построения замкнутой системы также задаются уравнения состояния фаз, относительные фазовые проницаемо-

сти, соотношения для расчета коэффициентов теплообмена, а также начальные и граничные условия.

Проведены расчеты формирования температурного поля, объемного содержания фаз и давления.

Список литературы:

1. Чекалюк Э. Б. Термодинамика нефтяного пласта / Э. Б. Чекалюк. М.: Недра, 1965. 240 с.
2. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения / Г. Уоллис. М.: Мир, 1972. 440 с.
3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛЕНОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЗА ПАРНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ И ОТВЕРСТИЯМИ В СФЕРИЧЕСКИХ УГЛУБЛЕНИЯХ

Халатов А.А.^{1,2}, Безлюдная М.В.^{1,2}, Панченко Н.А.^{1,2}, Борисов И.И.¹, Дащевский Ю.Я.³

¹ Институт технической теплофизики НАН Украины,
03680, Украина, Киев, ул. Желябова, 2а

² Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
03056, Украина, Киев, пр. Победы, 37

³ ГП НПКГ «Зоря»-«Машпроект»,
54018, Украина, Николаев, пр. Октябрьский, 42-а

Представлены результаты экспериментального исследования эффективности пленочного охлаждения двух схем двухрядного пленочного охлаждения — наклонных цилиндрических отверстий в сферических углублениях (рис.1а) и парных наклонных цилиндрических отверстий при сложных углах подачи охладителя («double-jet») (рис.1б). Данные схемы представляют практический интерес для использования в системе охлаждения лопаток перспективных высокотемпературных газовых турбин.

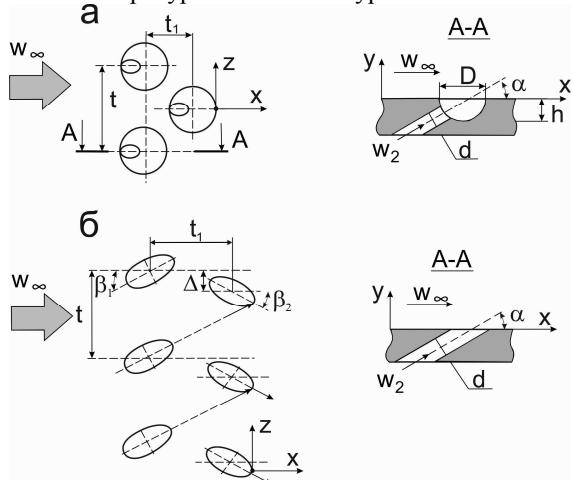


Рис. 1. Конфигурации отверстий вдува: а — отверстия в сферических углублениях, б — парные отверстия

Основные относительные геометрические параметры системы отверстий были следующими:

- отверстия в сферических углублениях: $t/d = 5$, $t_1/d = 2.5$, $h/D = 0.5$, $\alpha = 30^\circ$;
- парные отверстия $t/d = 4$, $t_1/d = 3.125$, $\Delta/d = 1$, $\alpha = 30^\circ$, $\beta_1 = \beta_2 = 25^\circ$.

Исследования проводились в следующем диапазоне: скорость основного потока: 35...38 м/с, его температура: 23,5...26 °C, температура вдуваемого воздуха: 64...79 °C. Отношение плотностей вдуваемого и основного воздуха $DR = 0.85...0.88$, параметр вдува $m = 0.5...2.0$.

Турбулентность внешнего потока создавалась перфорированной пластиной с относительным проходным сечением 17,3%, которая устанавливалась перед соплом Витошинского. Турбулентность потока на выходе из сопла составляла около 7%.

В экспериментах с ускорением потока поочередно использовались два сменных профиля, которые крепились к верхней крышке экспериментального участка. Профиль № 1 обеспечивал уменьшение попечного сечения канала на выходе в полтора раза, а профиль № 2 — в два раза. Профили проектирова-

лись таким образом, чтобы параметр ускорения K соответствовал условиям близким к течению в межлопаточном канале газовой турбины. В экспериментах профиль №1 обеспечивал изменение абсолютной величины параметра K от $0,5 \cdot 10^{-6}$ до $2,0 \cdot 10^{-6}$, а профиль №2 — от 10^{-6} до $3,5 \cdot 10^{-6}$. Влияние ускорения внешнего потока исследовано в условиях низкотурбулентного потока на входе в канал ($Tu \approx 1\%$).

В работе [1] конфигурация отверстий в сферических углублениях сравнивается с системой стандартных наклонных цилиндрических отверстий с таким же шагом $t = 5d$ при угле подачи охладителя $\alpha = 30^\circ$. Показано, что конфигурация отверстий в сферических углублениях обеспечивает более высокую эффективность пленочного охлаждения при всех исследованных значениях параметра вдува.

В работе [2] конфигурация парных отверстий сравнена со стандартной схемой цилиндрических отверстий с таким же шагом $t = 4d$ и углом $\alpha = 30^\circ$. При $m = 0.50$ и $m = 1.0$ схема парных отверстий демонстрирует более высокую эффективность охлаждения по сравнению с традиционной схемой. При более высоких значениях параметрах вдува ($m = 1.5$) экспериментальные данные для обеих конфигураций практически соответствуют друг другу.

Как показали исследования при $m = 0.5$ значения средней эффективности для обеих исследованных в настоящей работе схем соответствуют друг другу. Однако при $m = 1.0$, 1.5 и 2.0 результаты для схемы с отверстиями в сферических углублениях превышают данные для схемы парных отверстий, причем эта разница увеличивается с ростом параметра вдува.

Обобщение опытных данных по эффективности пленочного охлаждения в условиях внешней турбулентности и ускорения потока выполнено с использованием принципа суперпозиции отдельных воздействий, при использовании которого средняя по ширине пластины эффективность пленочного охлаждения записывается в виде произведения [3]:

$$\bar{\eta} = \bar{\eta}_0 \cdot \varepsilon_{Tu} \cdot \varepsilon_{dp} \quad (1)$$

где $\bar{\eta}_0$ — средняя по ширине пластины эффективность пленочного охлаждения плоской поверхности при отсутствии турбулентности и ускорения основного потока; ε_{Tu} и ε_{dp} — поправочные функции, учитывающие влияние турбулентности и ускорения внешнего потока.

При обобщении опытных данных при безградиентном и низкотурбулентном ($Tu \approx 1\%$) течении на

плоской пластине использована форма соотношения, использованная в работе [4]:

$$\bar{\eta}_0 = \frac{C_1}{t/d + C_2 m^{C_3} (x/sm)^{C_4}} \quad (2)$$

Найденные в результате обобщения данных абсолютные значения коэффициентов C_1 , C_2 , C_3 и C_4 , входящие в уравнение (2), представлены в табл. 2.

Таблица 2. Значения коэффициентов в уравнении (2)

Вариант	C1	C2	C3	C4	Максимальная относительная погрешность
Отверстия в сферических углублениях	1,42	0,082	0,585	0,835	$\pm 15\%$
Парные отверстия	1,55	0,133	1,07	0,81	$\pm 20\%$

Сравнение уравнения (2) с экспериментальными данными представлено на рис. 2 и 3. Для обоих вариантов подачи охладителя максимальное отклонение опытных данных от обобщающей зависимости наблюдается на начальном участке. Это связано с неустойчивостью течения при подаче охладителя в полу-сферическое углубление или при «импактном» взаимодействии струй в двухструйной схеме.

Исследование влияния внешней турбулентности на среднюю эффективность пленочного охлаждения показало, что при малых ($m = 0.50$) и умеренных ($m = 1.0$) параметрах вдува для обеих схем имеет место незначительный рост эффективности вследствие улучшения поперечного распределения охладителя по поверхности пластины. В целом, внешняя турбулентность оказывает слабое влияние на эффективность пленочного охлаждения для обеих схем подачи охладителя. Поэтому поправочная функция εTu в уравнении (1) может быть принята равной 1,0.

Опытные данные по влиянию ускорения внешнего потока представлены в виде зависимости средней по поверхности эффективности пленочного охлаждения от приведенной скорости основного потока w/w_0 . При такой обработке полученные зависимости носят достаточно универсальный характер.

Для схемы отверстий в сферических углублениях влияние ускорения потока характеризуется постоянным значением функции εdp в уравнении (1), которое равно 0,85 при $m = 0.50$ и 0,95 – при $m \geq 1.0$.

Для схемы парных отверстий влияние ускорения потока является функцией относительной скорости потока. Обработка опытных данных позволила получить следующее степенное уравнение:

$$\bar{\eta} = \bar{\eta}_0 \left(\frac{w}{w_0} \right)^{-n} \quad (3)$$

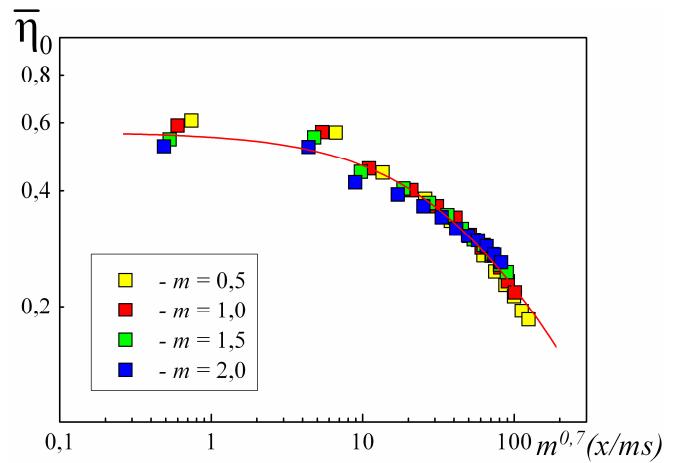


Рис. 2. Обобщение экспериментальных данных для варианта подачи охладителя (вторичного воздуха) в сферические углубления

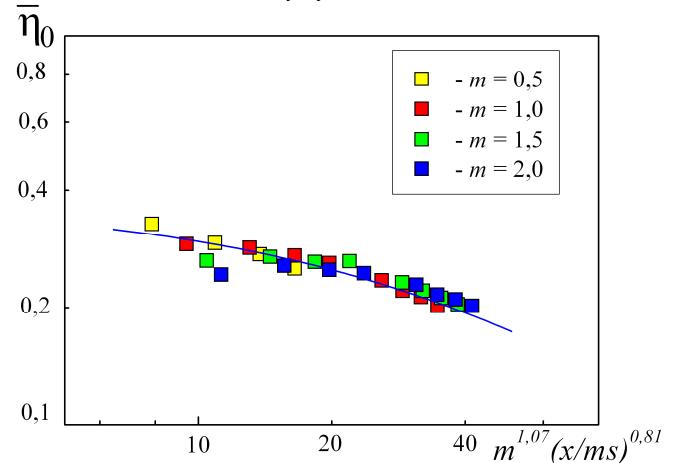


Рис. 3. Обобщение экспериментальных данных для варианта подачи охладителя (вторичного воздуха) в систему парных отверстий

Показатель степени n в этом уравнении является функцией параметра вдува и определяется выражением:

$$n = 0.15 + 0.57 \exp(-m) \quad (4)$$

Список литературы:

- Халатов А.А., Борисов И.И., Коваленко А.С., Дащевский Ю.Я., Шевцов С.В. Эффективность пленочного охлаждения плоской поверхности системой наклонных отверстий, расположенных в сферических углублениях // Пром. теплотехника, – 2012. – Т.34. – №3. – С. 5-12.
- Халатов А.А., Борисов И.И., Коваленко А.С., Дащевский Ю.Я., Панченко Н.А., Шевцов С.В., Эффективность двухструйного пленочного охлаждения плоской поверхности // Пром. теплотехника, – 2014. – Т.36. – №1. – С. 20-26.
- Локай В.И., Бодунов М.Н., Жуков В.В., Щукин А.В. Тепло-передача в охлаждаемых деталях газотурбинных двигателей летательных аппаратов. – Москва, Машиностроение, 1985. – 216 с.
- Colban W.F., Thole K.A. & Bogard D. A film-cooling correlation for shaped holes on a flat-plate surface // Trans. Of the ASME. Journ. of Turbomachinery. – 2011, Vol. 133. – 011002-1. – 11002-11.

Работа выполнена при финансовой поддержке НАН Украины, договор № 01-08-14, совместный проект НАНУ и РФФД

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА СМЕШЕНИЯ ПОЛИФРАКЦИОННЫХ СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ В СМЕСИТЕЛЕ БАРАБАННОГО ТИПА

Хасхачих В.В.

Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского,
119991 г. Москва, Ленинский проспект, д. 19

При термическом разложении твёрдых топлив в барабанных реакторах установок с твёрдым теплоносителем (УТТ) эффективность процесса во многом зависит от качества смешения исходных материалов. Реактор пиролиза в технологии УТТ представляет собой герметичный смеситель барабанного типа, в котором в результате тепло – массообменных процессов происходит разложение органической части топлива с образованием парогазовой смеси и коксозольного остатка. В качестве топлива используется измельченный до фракции 0–15 мм горючий сланец, а в качестве твёрдого теплоносителя – сланцевая зола фракции 0–1 мм с температурой 750–800 °С.

Анализ процесса смешения полифракционных сыпучих материалов в смесителях барабанного типа показал, что данный способ смешения малоэффективен, а зачастую и вовсе не смешивает, а разделяет материалы. Причина заключается в том, что при попадании во вращающийся барабан сыпучих материалов в виде смеси частиц различного фракционного состава и плотностей происходит их разделение (сегрегация), приводящее к образованию ядра из более мелкой и тяжелой фракции в центре циркуляции и крупных, лёгких частиц на периферии, независимо от того как первоначально были загружены компоненты. Поэтому во многих технологиях, использующих вращающиеся барабаны для работы со смесями разнородных частиц, для предотвращения образования (или разрушения уже образовавшихся разнородных зон) применяют различные дополнительные устройства и приемы – лопасти, полки, раздельная зонная подача материалов и т.д.

Для технологии УТТ такое расслоение должно приводить к неполному использованию теплового потенциала теплоносителя и, как следствие, не позволяет достичнуть оптимальной температуры пиролиза сланца, что приводит к потерям основной целевой продукции – смолы пиролиза.

Конечной задачей работы является выявление закономерностей распределения материалов в реакторе и выдача рекомендаций по улучшению технологического процесса УТТ.

В докладе изложены результаты первого этапа экспериментальных исследований – изучение процесса смешения горючего сланца со сланцевой золой на стенде - модели реактора УТТ (рис.1.).

Модель реактора пиролиза представляет собой смеситель барабанного типа ($L = 400$ мм, $D = 150$ мм), без внутренних элементов, выполненный из органического стекла, вращающийся на опорах при помощи электропривода. Подачу материала обеспечивают дозаторы сланца и золы. В качестве модельных материалов применялся сланец Ленинградского месторождения, фракции 0–5 мм и зола сланца, фракции 0–1 мм.



Рис.1 Экспериментальный стенд.

Перед началом эксперимента дозаторы заполнялись соответственно сланцем и золой и устанавливались режимы их работы, обеспечивающие требуемое соотношение расхода материалов. Производилось одновременное включение дозаторов и электропривода смесителя. После того как смеситель полностью заполнялся материалом и расход материала на выходе и входе становился одинаковым, движение материала считалось установленвшимся и прекращалось вращение смесителя и подача материала. Затем последовательно определялся коэффициент неоднородности материалов в разных сечениях барабана, где по его длине имеются пазы, позволяющие разделить материал в барабане на сечения при помощи вдвигаемых тонкостенных пластин. В каждом сечении производилась фотосъемка положения материалов и отбор проб из 19-ти точек посредством специального пробоотборника, обеспечивающего возможность отбирать пробы без нарушения структуры материала.

Пробоотборное устройство представляет собой диск с отверстиями, в которые вставлены пробоотборные капсулы с поршнями. Перед отбором проб, поршни вдвигаются в капсулы заподлицо с передней плоскостью пробоотборного диска.

Пробоотборный диск устанавливается перед тонкостенной пластиной, после чего пластина изымается, а из диска выдвигаются пробоотборные капсулы до соприкосновения со следующей пластиной, причём поршни остаются на месте. Затем поршни удаляются и со свободного конца пробоотборной капсулы происходит выемка пробы. Пробы нумеруются, рассеиваются на фракции и взвешиваются.

На рис. 2 представлена типичная картина распределения фракций материала в барабане. Фракции окрашены в разные цвета: до 0,2 мм – желтый (35%); 0,2 – 0,5 мм – красный (15%); 0,5 – 1,0 мм – зелёный (10%); 1,0 – 2,0 мм – синий (15%); 2,0 – 5,0 мм – чёрный (25%).

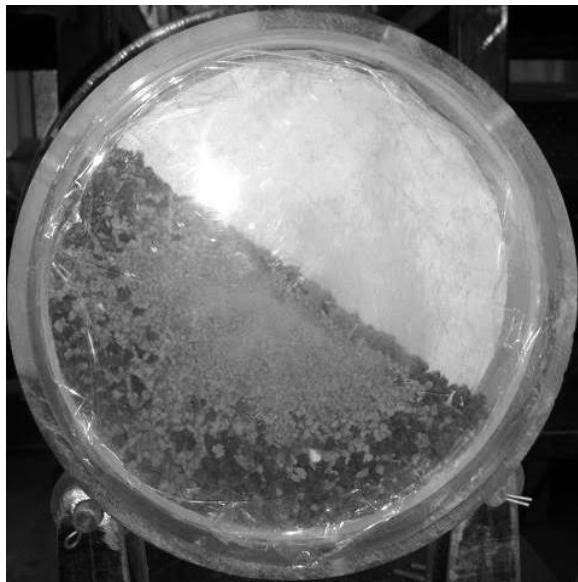


Рис.2 Распределение материала в барабане

На рис. 3 представлены результаты одного из опытов по определению качества смешения.

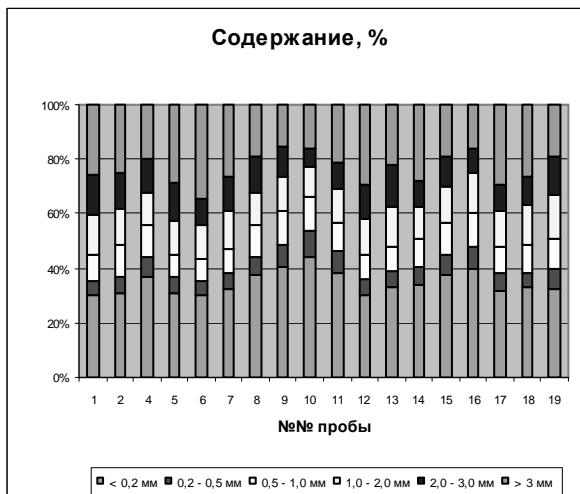


Рис. 3 Распределение фракций материала по пробам одного сечения

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что при смешении полифракционных сыпучих материалов происходят следующие процессы:

- имеет место сегрегация материалов по фракциям;
- образование ядра происходит уже в самом начале движения материала в барабане и далее сохраняется почти в неизменном виде;
- практическое разделение мелких частиц (золы) и крупных частиц (сланец) в реальном процессе должно существенно ухудшить процесс теплообмена, следствием чего является необходимость увеличения времени нахождения материала в реакторе за счёт его габаритов, что, в свою очередь, нежелательно с точки зрения технологии процесса и экономики.

Задачей следующих этапов работы является проведение исследований на «горячей» модели реактора УГГ с целью выработки рекомендаций по модернизации существующего оборудования.

Список литературы:

1. Термическая переработка сланца-куксерсита/ И.С. Галынкер, М.Я. Губергриц, Б.И. Тягунов и др., под редакцией М.Я. Губергрица Таллин: "ВАЛГУС", 1966. 355 с.
2. Аппараты для смешения сыпучих материалов/Макаров Ю.И.. М.: Машиностроение, 1973. 216 с.

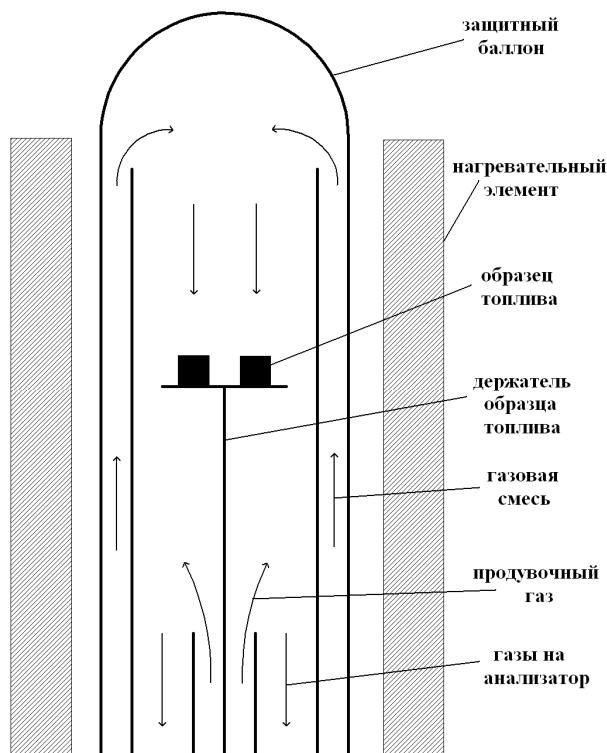
**ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОБДУВА И КОНЦЕНТРАЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ
НА ВЫГОРАНИЕ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ПРИ ТЕРМОГРАВИМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ**

Худякова Г.И., Осипов П.В., Рыжков А.Ф.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина,
620002, Россия, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской 5

Применение термогравиметрического анализа (ТГА) является одним из современных методов определения характеристик твердого топлива и получения его кинетических параметров, характеризующих процессы тепломассообмена и химических превращений при конверсии в различных окислительных средах в процессе нагрева навески топлива в приборе синхронного термического анализа. Измерительный блок прибора схематически представлен на рис. 1.

Была поставлена задача определения влияния расхода окислителя и его концентрации на режим и скорость выгорания коксового остатка антрацита. Все эксперименты проводились на приборе NETZSCH STA 449F3 со стандартным ТГ-ДСК держателем.



Rис.1. Схема печи измерительного блока

Кокс твердого топлива, как известно, выгорает значительно дольше, чем испаряется влага и выходят летучие вещества. Поэтому исследовалась именно стадия конверсии коксового остатка. Получение кокса антрацита проводилось в установке ТГА.

Стадии сушки топлива и выхода летучих являлись подготовительными, в течение этих двух периодов подавался инертный газ к навеске топлива. Температурная программа была задана согласно стандартной методике определения выхода летучих с разогревом навески топлива до 900 °C и последующей выдержкой при данной температуре, затем следовало охлаждение до 400 °C. При подобной температурной программе этап подготовки кокса и его конверсии про-

ходил без остановок и без контакта образца с окружающей средой, что должно способствовать повышению точности эксперимента.

После получения коксового остатка на последнем сегменте осуществлялась подача окислителя - воздуха. Был выбран динамический режим нагрева коксово-го остатка топлива со скоростью 7,5 К/мин от 400 до 900 °C. За такой промежуток кокс антрацита полностью выгорал и убыль массы прекращалась.

Исследовался антрацит с зольностью на сухую массу 11-13%, размеры частиц и высота слоя оставались постоянными во всех экспериментах, диффузионной составляющей по высоте слоя. Расход воздуха (q_v) варьировался в пределах от 0,6-8 л/ч, размер частиц составлял 0,09-0,2 мм, при этом масса навески – $11,3 \pm 0,2$ мг равномерно распределялась по дну тигля.

Горение твердого топлива при термогравиметрическом анализе в печи происходит на его поверхности. Газовый поток, подходящий к слою топлива может быть разделен на основной поток, и поток близкий к топливной засыпке – своеобразная пограничная зона.

Можно условно представить протекание гетерогенных реакций через следующую последовательность элементарных стадий [1]:

- 1) диффузия окислителя из газовой фазы к реакционной поверхности;
- 2) диффузия окислителя в пористый скелет реагирующей частицы;
- 3) адсорбция молекул окислителя на поверхности с образованием промежуточных соединений;
- 4) химические реакции промежуточных соединений (как на поверхности, так и при соударении молекул газовой фазы);
- 5) десорбция продуктов химической реакции;
- 6) диффузия продуктов из пор частицы к поверхности;
- 7) диффузия продуктов от поверхности в основной газовый поток.

Такая схема условна, поскольку границы между этими стадиями четко не очерчены. Она согласуется с современными представлениями и поэтому ее часто используют в качестве рабочей для расчетов.

Скорость выгорания твердого топлива зависит от диффузионных и кинетических факторов. При различных условиях протекания процесса выгорание топлива может контролироваться скоростью переноса вещества или химического превращения.

Важным этапом взаимодействия газовой среды окислителя и навески твердого топлива является диффузия к реакционной поверхности, за которой следует диффузия окислителя в поры частиц топлива и непосредственно химическое взаимодействие окислителя и горючей части топлива.

Оказать влияние на скорость взаимодействия окислителя и топлива возможно при изменении рас-

ходов газовой фазы, подводимой к топливу и концентрации в ней окислителя.

Удельная скорость (1) реагирования (выгорания) определяется как отношение убыли массы топлива за время к начальной органической массе кокса образца.

$$R = \frac{dm}{m_0} \cdot \frac{1}{d\tau} \quad (1)$$

На рис. 2 приведены кривые удельной скорости выгорания кокса антрацита в зависимости от степени конверсии органической массы при различных расходах воздуха, которым обдувается навеска топлива.

R, 1/c

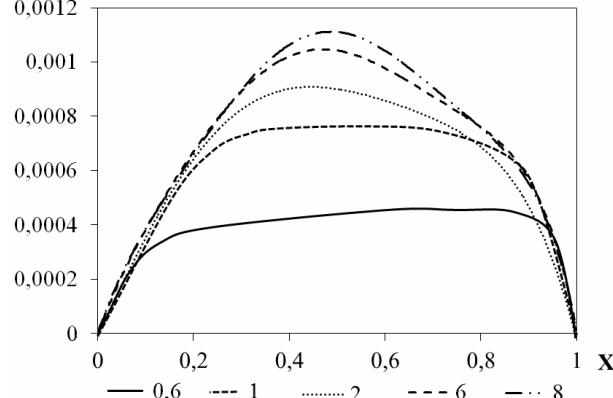


Рис. 2. Изменение скорости выгорания от степени конверсии кокса антрацита при заданном расходе воздуха.

По мере увеличения количества окислителя, подводимого к топливу, удельная скорость выгорания кокса растет, и достигает определенного максимума близкого к конверсии кокса на уровне $X = 0,5$, когда достигается выгорание половины его органической массы. При дальнейшем выгорании удельная скорость падает по мере расходования горючей части, которая в основном состоит из углерода кокса. Однако при малых расходах окислителя характер кривой меняется, так скорость выгорания кокса значительно снижается и максимальных значений R достигает при большей степени конверсии X . При этом четко выраженной «вершины» кривой мы не наблюдаем, она сменяется длительным «плато» при $X = 0,25 - 0,75$, что обусловлено подводом недостаточного объема окислителя к топливу.

Влияние расхода окислителя на скорость выгорания кокса антрацита в случае когда степень конверсии составляла $X = 0,5$ и при температуре навески $T = 900 K$ приведено на рис. 3.

Приведенные кривые хорошо согласуются между собой, таким образом можно выделить несколько режимов выгорания твердого топлива при проведении термогравиметрического анализа.

Согласно полученным экспериментальным данным можно выделить три режима реагирования при постоянной температуре. Первый участок кривой, на

котором с ростом расхода окислителя ($0,6-2 \text{ л/ч}$) наблюдается рост скорости выгорания органической массы. Малые расходы воздуха приводят к низким скоростям набегающего потока на поверхности топливной навески, что в свою очередь является причиной малого количества окислителя, который поступает к слою топлива. В данном режиме количество окислителя недостаточно для реагирования всей поверхности навески топлива, выгорание происходит по мере подвода новых порций окислителя. Низкие значения скорости выгорания связаны с затрудненным подводом окислителя к органической массе кокса сквозь пограничный гидродинамический слой, такой режим можно назвать внешнедиффузионным.

Начиная с расхода воздуха $> 1 \text{ л/ч}$ выгорание идет в переходном режиме с замедлением роста скорости выгорания по мере роста расходов окислителя.

R, 1/c

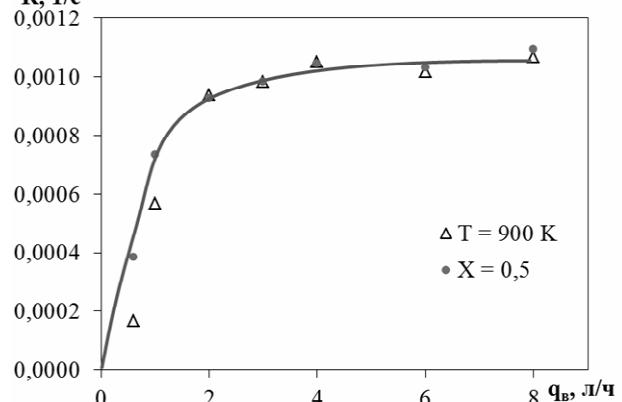


Рис. 3. Зависимость скорости выгорания от расхода воздуха при температуре навески $T = 900 K$ и степени конверсии кокса $X = 0,5$.

При дальнейшем повышении количества подводимого воздуха рост его расхода практически не оказывает влияния на рост скорости выгорания, происходит стабилизации R на уровне $1 \cdot 10^{-3} \text{ 1/c}$. Высокие скорости обдува навески топлива позволяют минимизировать сопротивление пограничного гидродинамического слоя и перейти в кинетический режим. Выгорание идет в кинетическом режиме характеризуется наличием достаточного количества окислителя, на границе засыпки топлива и постоянством его концентрации.

Следует также оценить и влияние высоты слоя засыпки топлива на процесс выгорания навески топлива во всем ее объеме, а так же проницаемости слоя при различных размерах частиц в засыпке.

Список литературы:

- Слинько М.Г. Моделирование химических реакторов. Новосибирск: Наука, 1968. 96 с.

РАСЧЕТ КОНТАКНОГО ЭКОНОМАЙЗЕРА ДЛЯ КОТЛА КВГМ-100МЦ

Цой К.А.

Дальневосточный федеральный университет, 690922,
г. Владивосток, о. Русский, п. Аякс, Кампус ДВФУ.

Ускоренное развитие газовой энергетики на территории Дальневосточного федерального округа, в том числе Приморского края создало условия для перевода стационарных тепловых установок на сжигание природного газа.

Природный газ обладает свойствами не только высококачественного топлива для энергетических установок, но и ценным энергоносителем. Потому соблюдение требований к его максимально эффективному использованию является первостепенной задачей повышения энергоэффективности при генерации тепловой энергии.

Современный уровень автоматических устройств регулирования процессами горения позволяет практически свести к нулю энергетические потери такого ценного энергоресурса. Таким образом, практически единственной статьёй потерь КПД энергетических котлов являются потери теплоты с уходящими газами.

На основании результатов теплотехнических испытаний, проведённых Центром «Модернизации котельной техники» ДВФУ на котельных агрегатах КВГМ-100МЦ, установленных на крупных теплоисточников Дальневосточного федерального округа (в том числе Владивостокская ТЦ «Северная» ст.№1-4, Хабаровская ТЭЦ-2 ст.№8-9, Владивостокская ТЭЦ-1 ст.№5-6) температура уходящих газов за дымососами данных котлов составляет от 110 °С до 138 °С. Соответственно потери тепла с уходящими газами при составлении теплового баланса по низшей теплоте сгорания топлива колеблются от 4% до 7.5%.

Также к потерям с уходящими газами прибавляются потери на испарение водяных паров, образующихся при сжигании углеводородных топлив. Скрытая теплота парообразования водяных паров составляет до 12% низшей теплоты сгорания топлива.

Суммарные потери тепла с уходящими газами при составлении теплового баланса по высшей теплоте сгорания топлива равны, таким образом, от 16% до 19%.

Таким образом, снижение потерь с теплотой уходящих газов является наиболее перспективным направлением повышения эффективности использования природного газа как топливного энергоресурса.

Далее приводится анализ возможности применения традиционных технологий, предусматривающих снижение потерь с уходящими газами с глубокой утилизацией скрытой теплоты парообразования.

В роли теплообменных аппаратов – утилизаторов теплоты уходящих газов традиционно применяют контактные поверхностные теплообменники-экономайзеры. Проблема с применением поверхностных теплоутилизаторов в роли глубоких утилизаторов теплоты уходящих газов заключается в необходимости оснащения их большой площадью теплообмена, и, как следствие, большой металлоемкостью и большим аэродинамическим сопротивлением. Та-

ким образом, с учетом необходимости увеличения постоянных затрат на электропривод дымососов, суммарная эффективность глубокой утилизации теплоты уходящих газов существенно снижается.

В трудах [1,2] приведено обоснование применения теплообменников-утилизаторов контактного типа с использованием их различных компоновок. В том числе, применяются контактные аппараты форсуночного (полого), каскадного (дискового и тарельчатого), насадочного типов.

Приведенный ниже расчёт выполнен для анализа эффективности внедрения данных технологий. Целью выполнения расчёта является определение тепловой мощности теплоутилизатора, его основных технико-экономических характеристик. Расчёт выполнялся согласно методикам [1,2].

Область применения описанных в [1,2] теплоутилизаторов не предусматривает устройство их после котельных агрегатов мощностью более 16 МВт, технико-экономический расчёт данного теплообменного аппарата для котла мощностью 100 МВт является первостепенной задачей начала проектирования.

Исходные данные для расчёта приняты согласно результатам теплотехнических испытаний котла КВГМ-100МЦ ст.№9 Хабаровской ТЭЦ-2. Расчёт выполнен при нагрузке, приближенной к максимальной эксплуатационной и составляющей 118.16 МВт.

1. Температура газов перед теплоутилизатором, $t_1 = 88.5^\circ\text{C}$.
2. Коэффициент избытка воздуха в дымовых газах $\alpha_1 = 1.12$.
3. КПД котла по низшей теплоте сгорания топлива $\eta = 91.5\%$.
4. Расход топлива на котёл $B = 12\ 617.0 \text{ нм}^3 / \text{час.}$
5. Температура воды на входе в теплоутилизатор $t_{B1} = 5^\circ\text{C}$.

Для выполнения расчёта необходимо предварительно задаться конечной температурой уходящих газов, $t_2 = 45^\circ\text{C}$.

Влагосодержание воздуха на входе в котельный агрегат определено согласно i-d диаграмме при относительной влажности 70% и температуре -15°C . Влагосодержание воздуха составляет $x_B = 0.01 \text{ кг} / \text{кг с.г.}$

Теоретические объемы расходов воздуха и газов определены согласно приведённому составу топлива: $\text{CH}_4 = 91.766\%$, $\text{C}_2\text{H}_6 = 4.805\%$, $\text{C}_3\text{H}_8 = 1.715\%$, $\text{C}_4\text{H}_{10} = 0.963\%$, $\text{C}_5\text{H}_{12} = 0.288\%$, $\text{N}_2 = 0.102\%$, $\text{CO}_2 = 0.361\%$.

Теоретический объем воздуха, необходимый для горения составляет $V_0 = 10.35 \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3}$, объем азота составляет $V_{\text{N}_2} = 8.19 \frac{\text{м}^3}{\text{м}^3}$, объем трехатомных газов

составляет $V_{RO_2} = 1.12 \frac{m^3}{m^3}$, объем водяных паров составляет $V_{H_2O} = 2.28 \frac{m^3}{m^3}$. Расчетная плотность дымовых газов при нормальных условиях $\rho_{c.e.} = 0.76 \frac{kg}{m^3}$.

Таким образом, теоретический объем сухих газов при $\alpha_1 = 1.0$ составляет $V_{c.e.}^H = 9.31 \frac{m^3}{m^3}$.

Объемный расход дымовых газов при нормальных физических условиях рассчитывается по формуле [1].

$$V_H = B \times [V_{c.e.}^H + V_{H_2O} + V_0 \times (\alpha_{yx} - 1)] = 12617 \times [9.31 + 2.28 + 10.35 \times (1.5 - 1)] = 161901.34 \frac{nm^3}{час}$$

Из условий утилизации теплоты 75% объемного расхода уходящих газов (оставшиеся 25% направляется на подогрев уходящих газов на выходе из теплоутилизатора), принимается расчетный расход газов через теплообменник

$$V_{p.H} = V_H \cdot 0.5 = 161901.34 \times 0.75 = 121426.008 \frac{nm^3}{час}$$

Расход газов при рабочих условиях составляет

$$V_{th} = V_{p.H} \cdot \frac{t_1 + 273}{273} = 121426.008 \times \frac{88.5 + 273}{273} = 160789.4 \frac{m^3}{час}$$

Влагосодержание дымовых газов на входе в теплоутилизатор

$$x_1 = \frac{0.13 + x_B \times \alpha_{yx}}{\alpha_{yx} - 0.058} = \frac{0.13 + 0.01 \times 1.5}{1.12 - 0.058} = 0.133 \frac{kg}{kg \cdot c.e.}$$

Влагосодержание дымовых газов на выходе из теплоутилизатора

$$x_2 = \frac{0.0006382 + 0.004 \times \alpha_{yx}}{0.199 + \alpha_{yx}} \times 2.7183^{0.062 \cdot t_2} = \frac{0.0006382 + 0.004 \times 1.13}{0.199 + 1.5} \times 2.7183^{0.062 \cdot 45} = 0.063 \frac{kg}{kg \cdot c.e.}$$

Теплопроизводительность контактного экономайзера

$$Q_{k3} = V_{p.H} \times [t_1 - t_2] + 435 \times \frac{x_1 - x_2}{0.6 + x_1} = 101235.453 \times [88.5 - 45] + 435 \times \frac{0.133 - 0.063}{0.6 + 0.133} = 5282072.8 \frac{ккал}{час} = 6.1 MBm$$

Действительная температура нагрева воды в контактном экономайзере принимается на 4-6 °C ниже температуры мокрого термометра (согласно [2], $t_{m.m.} = 53 °C$). Таким образом,

$$t_{62} = 53 - (4 \div 6) = 48 °C.$$

В соответствии с уравнением теплового баланса, расход орошающей воды составляет:

$$G_{op.} = \frac{Q_{k3}}{C_B \times (t_{B2} - t_{B1})} = \frac{5282072.8}{1 \times (48 - 5)} = 122838.9 \text{ кг/час}$$

Объемный расход сухих газов при нормальных физических условиях

$$V_{c.e.} = V_{p.H} \times \frac{V_{c.e.}^H \times \alpha_{yx}}{V_{c.e.}^H \times \alpha_{yx} + V_{H_2O}} = 122838.9 \times \frac{9.31 \times 1.12}{9.31 \times 1.12 + 2.28} = 99639.0 \frac{nm^3}{час}$$

Массовый расход сухих дымовых газов составляет

$$G_{c.e.} = V_{c.e.} \times \rho_{c.e.} = 99639.0 \cdot 0.76 = 75725.674 \text{ кг/час}$$

С учетом рекомендованной [1] скорости движения дымовых газов в контактной камере $W_{c.e.} = 0.8 \text{ м/сек} = 2880 \text{ м/час}$,

площадь поперечного сечения камеры составляет

$$\Omega_{kk} = \frac{V_{th}}{W_{c.e.}} = \frac{160789.4}{2880} = 55.83 \text{ м}^2$$

Таким образом, для обеспечения утилизации примерно 5% теплоты от мощности котельного агрегата при его нагрузке 118.16 МВт, необходимо:

1. устройство контактного экономайзера с камерой площадью 56 м² (размерами в плане 7.5 x 7.5 м) высотой 6.0 м [2].

2. обеспечить перекачку орошающей воды в количестве 122.8 т/ч (мощность электропривода современного насосного агрегата - от 7 до 15 кВт при высоте контактной камеры до 7 м).

3. обеспечить увеличение мощности дымососа за счет аэродинамического сопротивления контактной камеры на 50-70 мм.вод.ст.

Таким образом, большие капитальные затраты на возведение агрегата, необходимая площадь под его размещение, закупка дополнительных насосных агрегатов, увеличение электрической мощности электроприводов – все эти факторы подтверждают, что не столь высока экономическая эффективность применения контактных экономайзеров, предлагаемых [1] и [2] для котельных агрегатов большой мощности.

Следовательно, для внедрения контактных экономайзеров на котельных агрегатах мощностью более 10 МВт, имеет место необходимость проведения дополнительных исследований в части повышения эффективности контактного теплообмена, перспективными направлениями которых являются:

1. применения современных методов тонкого распыла воды в газовой среде;

2. применение контактных материалов с большой поверхностью теплообмена;

3. применение комбинированных контактно-поверхностных утилизаторов.

Список литературы:

1. Кудинов А.А. Энергосбережение в теплогенерирующих установках. – Ульяновск: УлГТУ, 2000.-139 с.
2. Аронов И.З. Контактные газовые экономайзеры. Киев: Техника, 1964. - 172 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАВИТИРУЮЩЕГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ В КОНУСНОЙ ЧАСТИ ОТСАСЫВАЮЩЕЙ ТРУБЫ ГИДРОТУРБИНЫ.

Цой М.А.

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

Надежность работы энергетического сектора, основной составляющей которого является Единая Энергосистема России, во многом обеспечивается гидроэнергетикой, заключающей в себе более 90 % резерва регулирующих мощностей. ГЭС являются наиболее маневренными по сравнению с другими существующими типами электростанций. Они имеют возможность в считанные минуты увеличить генерируемую мощность, таким образом, компенсируя пиковые нагрузки. Это подчеркивает важность доступного для гидротурбины диапазона регулирования. Основные ограничения накладываемые на него связаны с высоким уровнем пульсаций давления, сопровождающимися сильными гидроударами в проточной части и вибрацией.

Когда локальное давление в жидкости падает ниже давления насыщенного пара при данной температуре, происходит вскипание – образуется паровая фаза, такое явление называется кавитацией. При попадании кавитационных каверн в область высокого давления пузырьки пара мгновенно конденсируются, что приводит к возникновению шума, вибрации, ударных волн и эрозии рабочих поверхностей.

Мощные низкочастотные пульсации давления, вызываемые прецессией винтового вихревого жгута [1] под рабочим колесом гидротурбины, также накладывают ограничения на рабочие режимы и негативно сказываются на ресурсе работы оборудования, КПД гидромашин и безопасности всей гидроэлектростанции. Частота этих пульсаций является определяющей частотой переменной осевой гидравлической силы, колебаний мощности гидроагрегата, пульсаций давления в отсасывающей трубе и в спиральной камере. Причина возникновения прецессирующего вихревого жгута – распад осесимметричного вихревого ядра при высокой остаточной закрутке потока под рабочим колесом гидротурбины в режимах неполной нагрузки гидроагрегата.

В ИТ СО РАН создан экспериментальный стенд, позволяющий получать кавитирующее течение для исследования в лабораторных условиях кавитационных явлений, имеющих место за рабочим колесом гидротурбин. Стенд представляет собой замкнутый гидродинамический контур объемом 350 л. Для увеличения диапазона доступных значений числа кавитации, при ограниченной скорости потока, необходимо

варьировать гидростатическое давление в контуре, для этого в верхнюю часть контура включен промежуточный бак с воздухом, с подключенным к нему вакуумным насосом.

Рабочий участок состоит из закручивающего устройства и диффузора, имитирующего конусную часть отсасывающих труб гидротурбин. Для воспроизведения условий, имеющихся под рабочим колесом реальных гидротурбин, применяется комбинация из двух завихрителей – неподвижного и свободно врашающегося. Такая комбинация обеспечивает распределение осевой и тангенциальной компонент скорости наиболее близкое к распределению под рабочими колесами гидротурбин [2]. Для неподвижного завихрителя значение конструктивного параметра крутки S было выбрано равным 1,1.

Конический диффузор с углом конуса $8^{\circ}30'$, выполнен из оргстекла, что в совокупности с высоким качеством механической обработки поверхностей позволяет обеспечить оптический доступ к потоку и применить бесконтактные методы измерения полей скорости, такие как PIV для аксиальной и радиальной компонент скорости и LDA для тангенциальной компоненты.

Проведена визуализация прецессирующего вихревого жгута с использованием высокоскоростной камеры. Определены рабочие характеристики установки: частота прецессии вихревого жгута, скорость вращения завихрителя, перепад давления на рабочем участке. Была обнаружена неустойчивость структуры вихря – периодическая смена конфигурации между одно- и двухжгутовой модами. В работе была использована PIV техника для получения поля скорости и поля завихренности в конусе отсасывающей трубы. Выявлена крупномасштабная область приосевых обратных токов.

Список литературы:

1. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей // Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 504 с.
2. David Štefan Structure of flow fields downstream of two different swirl generators // Engineering MECHANICS, Vol. 20, 2013, No. 5, p. 339–353

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
РУЧЕЙКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ FC-72 В МИНИКАНАЛЕ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА АЗОТА**

Чеверда В. В., Кабов О. А.

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

1. Введение. Под течением плёнки жидкости понимается режим раздельного течения двухфазного потока, при котором смачивается вся поверхность подложки. При ручейковом течении смачивается только часть подложки. Использование ручейкового течения в системах охлаждения – многообещающее решение актуальной задачи из-за наличия контактной линии смачивания с аномально высоким коэффициентом теплоотдачи по сравнению с плёночным течением [1,2]. Тонкий слой жидкости в виде плёнки из-за различных возмущений или особенностей конструкции рабочего участка становится неустойчивым, например образуются сухие пятна, и в результате плёночное течение преобразуется в ручейковое. По результатам наблюдений Schmutki и Laso построили карты разновидностей ручейкового течения жидкостей (триэтиленгликоля, а также водяных растворов спирта и глицерина) по наклонной пластине [3]. Карта разновидностей волнообразования при ручейковом течении водяных растворов глицерина и спирта построена С. В. Алексеенко с соавторами [4]. Математическая модель, описывающая течение ручейка жидкости FC-72 под действием потока газа азота в мини- и микроканалах описана в работе [5], в которой учитывалось изменение значения ускорения.

2. Установка для проведения лабораторного эксперимента детально описана в работе [6]. Схема рабочего участка приведена на рис. 1. Участок состоит из текстолитовой пластины, на которую крепится пластина из нержавеющей стали – подложка. К текстолитовой пластине крепится рамка, которая сверху накрывает оптическим стеклом, образуя тем самым миниканал. Сначала рабочая жидкость поступает в буферную камеру (3). Течение жидкости в виде плёнки создаётся при помощи ножа (5) в виде тонкой пластины из латуни, который фиксируется к стальной пластине, образуя тем самым жидкостное сопло высотой 150 мкм. Газовый поток поступает через отверстие (1) и течёт над жидкостным ножом (2), после которого воздействует на жидкость. Ручейковое течение формируется частичным закрытием жидкостного сопла. Начальная ширина ручейка после выхода из сопла составляет 10 мм. Температура подложки измеряется термисторами, впрессованными в неё и регулируется путём прокачки воды с контролируемой заданной температурой через водяной теплообменник (4) и электрическим нагревателем, прикреплённым к подложке снизу (6), с помощью которого температура подложки корректируется более точно. Двухфазная смесь эвакуируется из участка через отверстие (8). Высота канала составляет 1.5 мм и

Фиксированная ширина прямоугольного миниканала составляет 40 мм, длина 120 мм.

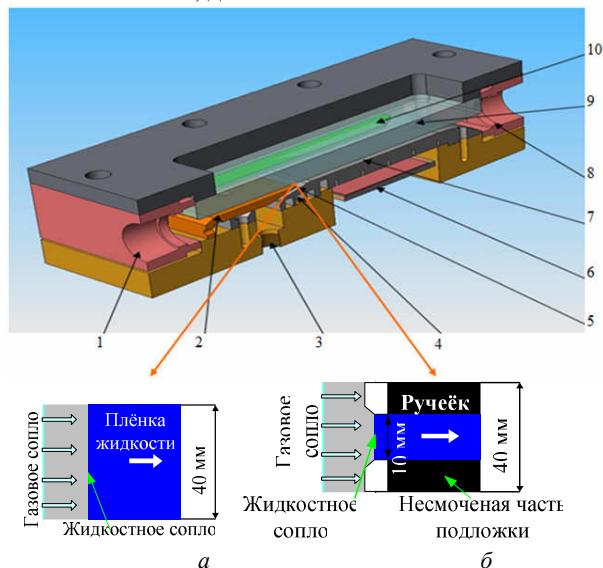


Рис. 1. Схема рабочего участка для исследования двухфазного потока жидкости FC-72 и газа азота: а) плёночное течение; б) ручейковое, 1 – отверстие для входа газа, 2 – область формирования газового потока, 3 – отверстие для входа жидкости, 4 – водяной теплообменник, 5 – сопло для жидкости, 6 – пластинчатый нагреватель, 7 – миниканал, 8 – выход двухфазной смеси, 9 – окно из оптического стекла, 10 – калиброванные вставки.

3. По результатам экспериментов построена карта 11 разновидностей ручейкового течения в зависимости от расходов жидкости и газа. Наблюдались геометрические деформации (рис. 2, 4) и деформации поверхности ручейка (рис. 3, 5), где геометрические деформации делятся на **неустойчивое** (а) при малом расходе жидкости ручейки начинает изгибаться, разделяется на два, распадается на капли; **сужающееся** (б): ручейок сужается и при высоких температурах подложки полностью испаряется; с увеличением расхода жидкости наблюдается **прямолинейное** (в): его ширина в области видения изменяется на 5 %, не более; с дальнейшим увеличением расхода жидкости наблюдается **расширяющееся** (г): ширина ручейка увеличивается по ходу течения более чем на 10 %; **плёночное** (д) как результат расширения ручейка, когда он начинает касаться стенок миниканала; **инвертированное** (е): плёночное течение при полном или частичном затоплении миниканала по ширине более чем на 10 %.

регулируется металлическими вставками (10), к которым сверху прижимается оптическое стекло (9).

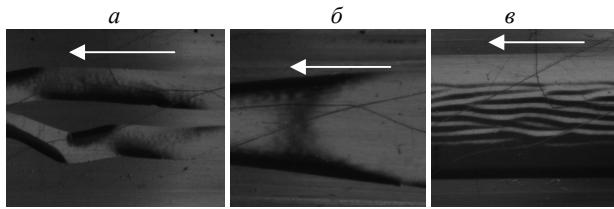


Рис. 2. Геометрические деформации ручейка жидкости FC-72 (фото).

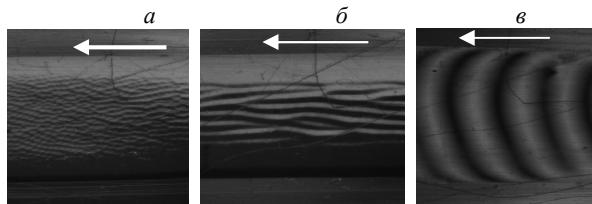


Рис. 3. Деформации поверхности ручейка жидкости FC-72 (фото).

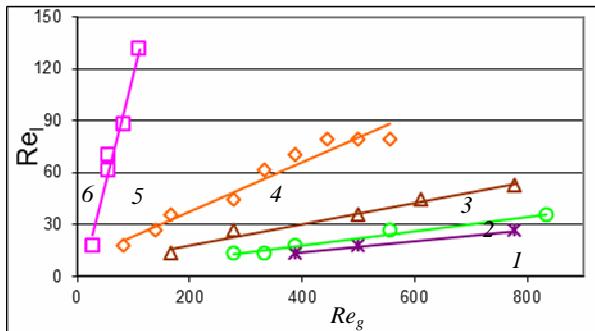


Рис. 4. Карта 6 разновидностей ручейкового течения с геометрическими деформациями, 1 – неустойчивое, 2 – сужающееся, 3 – прямолинейное, 4 – расширяющееся, 5 – плёночное, 6 – инвертированное плёночное.

Течение с деформациями поверхности ручейка делятся на несколько видов: хаотичной **ряби** (а) – ширина соответствует длине, характерный размер (ширина и длина) – несколько миллиметров, объясняется интенсивным испарением жидкости; течение с вытянутыми по потоку деформациями в виде **регулярных структур** (б): ширина отдельно взятой деформации составляет несколько миллиметров, длина по потоку – несколько сантиметров, объясняется интенсивным испарением; **2D волны** (в) поперёк течения, занимают всю ширину ручейка – аналогия неустойчивости Кельвина – Гельмгольца; **солитонообразные волны** (г): две большие и несколько малых волн между ними во всю ширину ручейка – неустойчи-

вость Кельвина – Гельмгольца; **3D волны** (д) наблюдаются при высоких расходах газа, особенность – наличие деформаций перпендикулярных потоку, ширина которых, в несколько раз меньше ширины самого ручейка – неустойчивость Кельвина – Гельмгольца; одновременно с волновым типом деформаций наблюдаются деформации в виде регулярных структур, вызванные испарением.

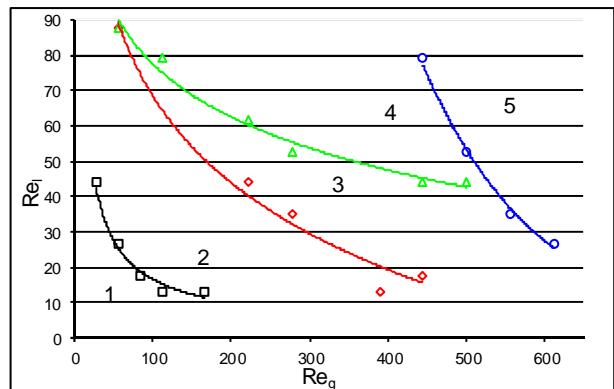


Рис. 5. Карта 5 разновидностей деформации поверхности ручейка, 1 – рябь. 2 – жгуты, 3 – 2D волны, 4 – солитонообразные волны, 5 – 3D волны.

Эксперименты показали, что рабочие параметры (расходы жидкости и газа, температура подложки) существенно влияют на ручейковое течение: существует ограниченная область, при которых течение ручейка становится безволновым с постоянной шириной. Эксперименты с ручейковым течением проводились также и в натурных условиях (параболических полётов Европейского космического агентства), которыми определена важная роль ускорения в процессах тепло- и массообмена, а также деформации ручейка при течении под действием потока газа. Полученные результаты в дальнейшем рекомендуется использовать при разработке эффективных наземных и авиакосмических системах охлаждения.

Список литературы:

1. Stephan P. and Brandt C., Advanced capillary structures for high performance heat pipes // Heat Transfer Engineering. – 2004. – Vol. 25(3). - P. 78 - 85
2. Celata G.P., Colin C., Colinet P., Di Marco P., Gambaryan-Roisman T., Kabov O., Kyriopoulos O., Stephan P., Tadrist L., Tropea C. Heat transfer in liquid-vapor phase change phenomena // Europhysics News. – 2008. – Vol. 39(4). - P. 23-25.
3. Schmuki P. and Laso M. On the stability of rivulet flow // Journal of Fluid Mechanics. - 1990. – Vol. 215, P. 125-143.
4. Alekseenko S. V., Bobylev A. V., Kharlamov S. M., Markovich D. M. Frequency susceptibility of rivulets flowing down vertical plate // 14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal. - 07-10 July. - 2008.
5. Bartashevich M., Kabov, O., Kuznetsov V. Dynamics of a finite-width liquid film in a co-current microchannel gas flow // Fluid Dynamics. – 2010. - Vol. 45 (6). - P. 924-929.
6. Cheverda V., Glushchuk A., Queeckers P., Chikov S. B., Kabov O.A. Liquid rivulets moved by shear stress of gas flow at altered levels of gravity // Microgravity sci. technol. – 2013. – Vol. 25(1). – P. 73-81

Построение карты разновидностей деформации при ручейковом течении выполнено при поддержке проекта РФФИ 14-08-31515.

ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ВОЛН ВОЗМУЩЕНИЯ В ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ ПОТОКЕ

Черданцев А.В., Исаенков С.В., Черданцев М.В.

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

Дисперсно-кольцевой режим течения может быть охарактеризован, как течение высокоскоростного потока газа, окруженного пленкой жидкости, стекающей по стенкам канала, а также присутствием капель жидкости в ядре газового потока, срываемых с поверхности пленки. Волновая картина при таком режиме течения представлена двумя типами волн: крупномасштабными волнами возмущения и мелкомасштабными волнами ряби.

Ранее было получено много информации о характеристиках данного типа течения и о поведении поверхностных волн. На больших расстояниях от входа волны возмущения распространяются с постоянной скоростью (Hall Taylor et al. 1963). Частота следования волн возмущения уменьшается с увеличением расстояния от входа, это происходит благодаря слиянию волн возмущения, распространяющихся с различной скоростью (Hall Taylor & Nedderman 1968). Быстрая волна поглощает более медленную волну и в результате слияния образовавшаяся волна движется со скоростью быстрой волны, породившей ее (Hall Taylor et al. 1963). Генерация волн ряби происходит на задних склонах волн возмущения, затем часть волн распространяется со скоростью меньшей, чем скорость волн возмущения («медленная рябь»), а другая часть волн распространяется по поверхности волны возмущения, затем отрываясь в виде капель жидкости («быстрая рябь»), как описано в работе (Alekseenko et al. 2009). Но вопрос о процессе генерации волн возмущения остается открытым.

В недавней работе (Zhao et al. 2013) авторы исследовали развитие волн возмущения в кольцевом газожидкостном потоке. Для определения локальной толщины пленки жидкости был использован метод электропроводности. Основным критерием разделения волн на волны возмущения и волны ряби была амплитуда волн. Было обнаружено, что генерация волн возмущения происходит на расстоянии равном 5-10 диаметров канала. Но данный метод не позволяет проследить эволюцию отдельно взятой волны во времени и пространстве.

Для изучения механизма генерации волн возмущения был проведен ряд экспериментов в опускном водовоздушном адиабатическом дисперсно-кольцевом течении в цилиндрическом канале с внутренним диаметром 15 мм на малом расстоянии от входа в канал (2-3 мм). Рабочая область была представлена одним продольным сечением канала, длина которого составляла 10 см. Измерения проводились при высоких скоростях газа ($V_g=15-57$ м/с) и числах Рейнольдса жидкости ($Re=140-400$).

Для измерения локальной толщины пленки жидкости был использован метод лазерно-индукционной флуоресценции (LIF). Данный метод позволяет проводить полевые измерения толщины пленки жидкости с высоким пространственным (0.2 мм) и временным (частота съемки 10 КГц) раз-

решением, что позволяет проследить эволюцию каждого возмущения на поверхности пленки.

Было обнаружено, что формирование волн возмущения происходит благодаря слиянию начальных возмущений различной скорости и амплитуды, генерируемых на входе в канал (Рис. 1). А координата начала образования волны возмущения зависит от начальных условий, таких как амплитуда, частота следования начальных возмущений и их различий по скорости.

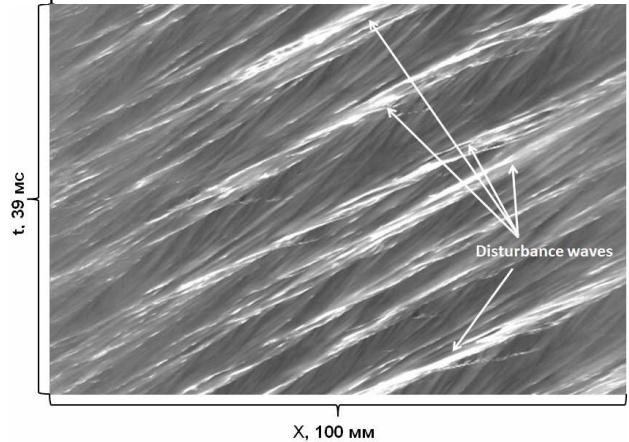


Рис. 1. Фрагмент матрицы толщины пленки жидкости при малом расстоянии от входа. $Re_{жк}=400$, $Vg=43$ м/с.

Для получения количественной информации о характеристиках поверхностных волн был использован спектральный анализ данных. Анализ показал, что на малом расстоянии от входа на поверхности пленки преобладают высокочастотные возмущения, которые соответствуют начальным возмущениям (пик «1» на Рис. 2а). С увеличением расстояния от входа на поверхности пленки начинают доминировать низкочастотные возмущения, которые соответствуют волнам возмущения (пики «2» и «3» на Рис. 2в).

Также был применен алгоритм автоматической обработки данных, предложенный (Alekseenko et al. 2014). С помощью алгоритма автоматической обработки данных были идентифицированы пространственно-временные траектории волн возмущения и получены основные характеристики волн: частота, скорость и время разделения. На рисунке 3 представлены зависимости частоты волн возмущения от скорости газа в канале при малом расстоянии от входа, определенные с помощью спектрального анализа данных и с помощью алгоритма автоматической обработки данных.

Из рисунка видно, что частоты, измеренные разными способами, близки; это говорит об адекватности интерпретации спектральных данных. На основе сравнения с экспериментами, проведенными на больших расстояниях от входа, частоты волн возмущения уменьшаются вниз по потоку, а скорости распределяются, что соответствует общепринятым представлениям. Тем не менее, прямое сравнение скоростей вбли-

зи и вдали от входа приводят к выводу, что модель наиболее вероятного сценария слияния волн возмущения, описанная в работе (Hall Taylor et al 1963), не объясняет в полной мере развития волновой картины. Поэтому требуются дополнительные исследования сценариев слияния волн в начальной области.

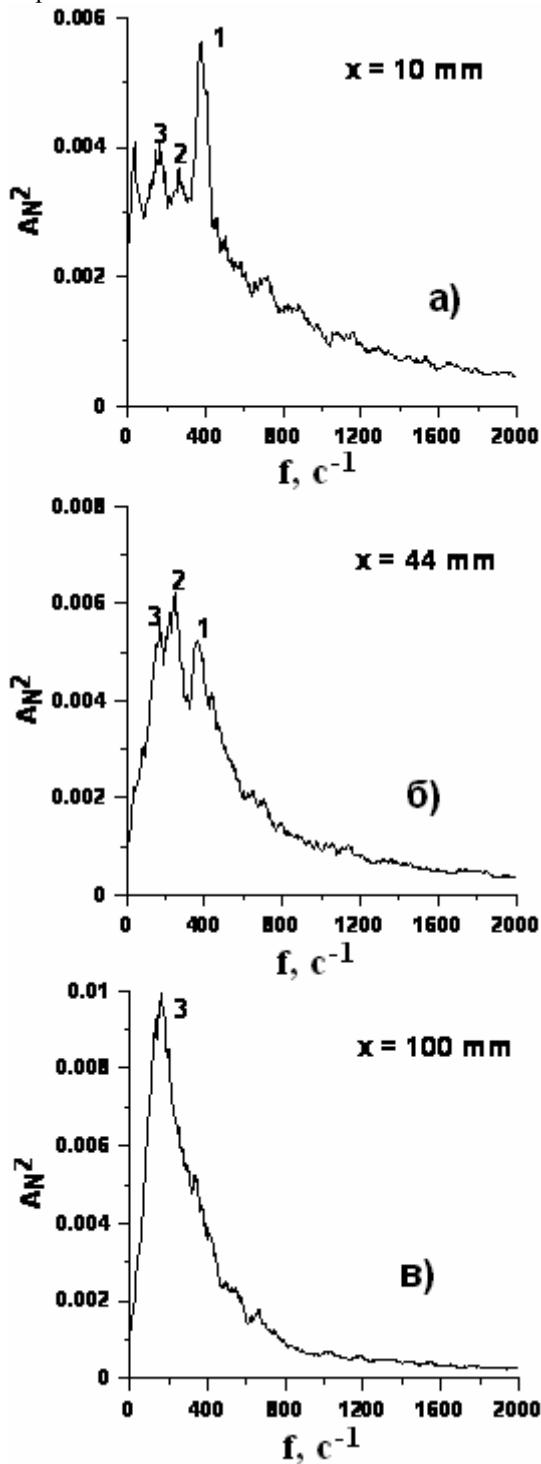


Рис. 2. Эволюция спектра мощности сигнала вниз по потоку. $Re_{\text{жк}}=400$, $Vg=57 \text{ м/с}$.

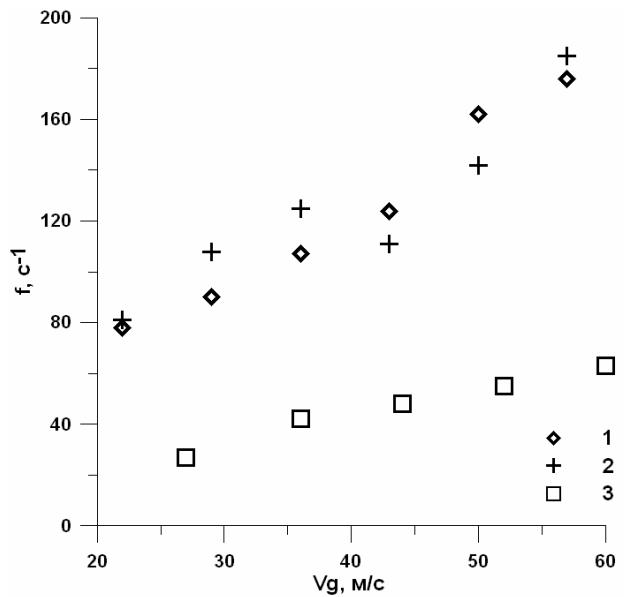


Рис. 3. Сравнение частот волн возмущения, измеренных на участке 4-10 см при $Re_{\text{жк}}=400$ (1,2) с частотой, измеренной на участке 50-62 см при $Re_{\text{жк}}=350$ (3). Частоты измерены с помощью алгоритма автоматической обработки (1,3) и с помощью спектрального анализа (2).

Список литературы:

1. Alekseenko SV, Antipin VA, Cherdantsev AV, Kharlamov SM, Markovich DM. Two-wave structure of liquid film and waves interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment// Phys Fluids 21: 061701-061704. 2009.
2. Hall Taylor NS, Hewitt GF, Lacey PMC. The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow of air-water mixtures// Chem Engng Science 18: 537-552. 1963.
3. Hall Taylor NS, Nedderman RM. The coalescence of disturbance waves in annular// Chem Engng Science 23: 551-564. 1968.
4. Zhao Y, Markides CN, Matar OK, Hewitt GF. Disturbance wave development in two-phase gas-liquid upwards vertical annular flow// Int J Multiphase Flow 55: 111-129. 2013.
5. Alekseenko SV, Cherdantsev AV, Heinz OM, Kharlamov SM, Markovich DM. Analysis of spatial and temporal evolution of disturbance waves and ripples in annular gas-liquid flow// Int J Multiphase Flow, in press, DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.07.009. 2014.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖФАЗНОГО МЕХАНИЗМА ГЕНЕРАЦИИ ТУРБУЛЕНТОСТИ В ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕДАХ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ

Чернышев А.С., Шмидт А.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Изучение пузырьковых сред представляет большой интерес в силу их распространенности в природных и технологических процессах. Течения таких сред зачастую происходят в условиях, при которых реализуется турбулентный режим в несущей среде. Причем если скорость пузырей относительно жидкости велика, то создаваемые пузырями возмущения будут вносить вклад в структуру турбулентности.

Исследования в области многофазной турбулентности широко представлены в литературе (см., например, [1,2]). Стоит отметить, что в силу сложности и многообразия сопутствующих процессов авторами большинства работ рассматривались только определенные механизмы, влияющие на структуру течения, а также упрощенные расчетные области. Однако, за последние годы прогресс в области численного моделирования позволил использовать подробные модели течений пузырьковых сред с учетом турбулентности для расчета реальных задач.

В представленной работе исследуется динамика пузырьковой среды в вертикальных каналах и трубах, причем течение может определяться как воздействием силы тяжести, так и заданным расходом.

В основе математической модели лежит эйлерово-эйлеровский подход, хорошо зарекомендовавший себя при расчетах многофазных сред в условиях большого содержания дисперсной фазы. Уравнения сохранения массы и импульса для каждой фазы дополняются источниками слагаемыми, отвечающими за силовое взаимодействие между фазами. При описании движения пузырьков учитываются сила вязкого трения (Стокса), сила Сэффмана, присоединенных масс, сила стенки и сила, отвечающая за дисперсию пузырьков за счет турбулентных пульсаций скорости. Для описания турбулентности в работе используется $k-\omega$ -SST модель.

Существует несколько подходов к описанию влияния пузырей на параметры турбулентности несущей фазы. Самый простой заключается в непосредственной модификации эффективной вязкости несущей среды. Он прост с вычислительной стороны, однако из-за недооценки значений вязкости наблюдаются расхождения с экспериментом. Расхождение наиболее заметено при больших объемных долях пузырей и в случаях нестационарных потоков. Более точные подходы связаны с модификацией уравнений модели турбулентности. Исходные уравнения дополняются источниками слагаемыми, отвечающими за генерацию турбулентности за счет относительного движения пузырей. Следующими по точности и сложности идут модели, включающие дополнительное уравнение для энергии турбулентных пульсаций за счет пузырьков, однако количество неизвестных параметров в них велико, что не позволяет использовать их в большинстве задач, представляющих практический интерес.

В представленной работе используется подход, связанный с добавлением источниковых слагаемых в уравнения для k и ω . Форма такого слагаемого для k – универсальна, для ω – зависит от выбранной модели. Общая часть для всех моделей заключается в предположении, что за генерацию турбулентности отвечает силовое взаимодействие фаз. В предположении, что в пузырьковых течениях основной вклад вносит сила Стокса, она считается ответственной за генерацию турбулентности.

В рамках представленной работы было проведено тестирование нескольких наиболее широко используемых моделей, а также одной новой модели, разработанной на базе модели Trosko&Hassan.

Источниковое слагаемое для k имеет вид:

$$S_k = F_D \cdot (U_G - U_L)$$

Для слагаемого в уравнении для ω использовались модели, представленные в [3]:

Политано (PO):

$$S_\omega = \frac{S_k}{k} \left(\frac{C_B}{C_\mu} - 1 \right), \quad C_B = 1.92$$

Мореля (МО):

$$S_\omega = \frac{S_k}{k} \left(\frac{C_B (k\omega)^{1/3}}{C_\mu (2R_b)^{2/3}} - \omega \right), \quad C_B = 2$$

Креппера и Ржезака (K-R):

$$S_\omega = \frac{S_k}{k} \left(\frac{C_B k^{1/2}}{C_\mu 2R_b} - \omega \right), \quad C_B = 2$$

А также новая модель, построенная на основе модели Trosko&Hassan (M1-TH):

$$S_\omega = S_k \frac{\rho_L}{\mu_{turb}} \cdot C_B, \quad C_B = 0.8$$

Расчеты проводились при помощи программного кода, разработанного авторами для расчета трехмерных турбулентных многофазных течений. Он основан на методе конечных объемов и неструктурированных сетках. Аппроксимация по пространству имеет второй порядок точности и производится при помощи противопоточных схем, удовлетворяющих критерию TVD. Для расчета поля давления используется алгоритм SIMPLE с поправками на многофазность.

Как было указано выше, расчеты проводились в вертикальных каналах с вынужденным течением (заданный расход) и течением, возникающим из-за движения пузырей в поле силы тяжести. Для анализа эффективности моделей, полученные результаты сравнивались с данными экспериментов. Дополнительно были проведены расчеты по определению влияния размера пузырей (и сопутствующих безразмерных критерии потока) на структуру течения и параметры турбулентности.

Для апробации модели, численной схемы и ее программной реализации были проведены расчеты нисходящего течения жидкости с пузырьками в вертикальном цилиндрическом канале в поле силы тяжести. Размеры канала и параметры течения выбирались согласно работе [4]. Длина канала составляет 2 м, радиус R_t — 12.7 мм. Скорость жидкости на входе составляет 1.34 м/с, скорость газа: 1.3 м/с, объемная доля пузырей: 0.067. В качестве жидкости используется вода, газ — воздух при нормальных условиях. Радиус пузырьков на входе постоянен и равен 0.75 мм.

На Рис. 1 представлено распределение объемной доли пузырей и их скорости в радиальном сечении, отстоящем на $z = 2 \cdot R_t \cdot 68 = 1.7272$ м от входа в трубу. Сечение выбрано с таким расчетом, чтобы минимизировать влияние входных условий. Как видно из сравнения, расчет хорошо совпадает с экспериментом и отражает характерную структуру нисходящего пузырькового потока, при которой вблизи стени наблюдается полное отсутствие пузырей, с ярко выраженным ядром около оси симметрии. Некоторое расхождение по объемной доле в области безразмерного радиуса 0.6-0.8 можно отнести к недостаточной дисперсии в этой области за счет неоднородного распределения пузырьков по радиусу в эксперименте.

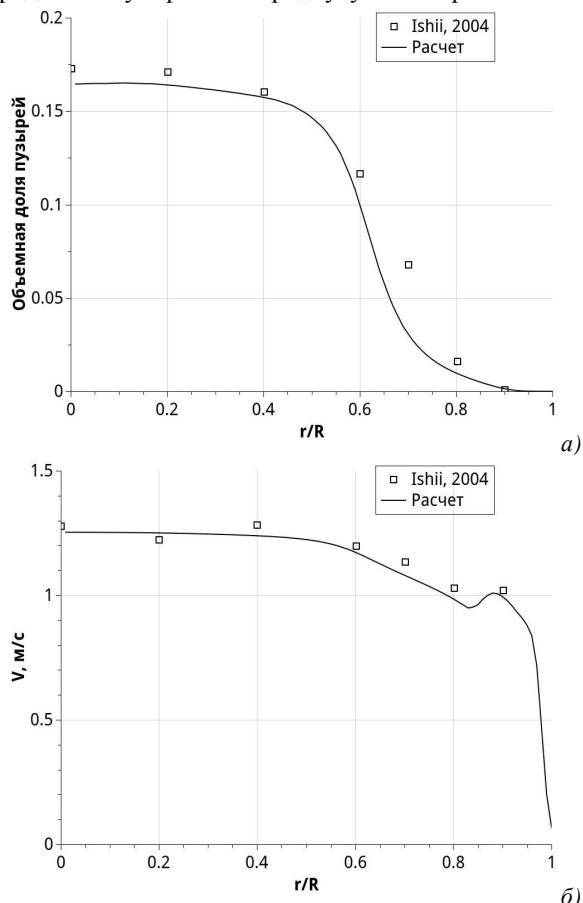


Рис. 1. Распределение объемной доли (а) и продольной скорости пузырей (б) по радиусу на расстоянии 1.7272 м от входа в канал и сравнение с экспериментальными данными (Ishii, 2004)

Список литературы:

1. R.M.A. Masood, A. Delgado, Numerical investigation of the interphase forces and turbulence closure in 3D square bubble columns // Chem. Eng. Sc., 2014, V. 108, P. 154-168.
2. Чернышев А.С., Шмидт А.А., Использование эйлерово-эйлеровского подхода для моделирования турбулентных течений пузырьковых сред // ПЖТФ, 2013, Т. 39, В. 12, С. 17-24.
3. R. Rzehak, E. Krepper, Bubble-induced turbulence: Comparison of CFD models // Nucl. Eng and Design, 2013, V. 258, P. 57-65.
4. M. Ishii, S. S. Paranjape, S. Kim, & X. Sun, Interfacial structures and interfacial area transport in downward two-phase bubbly flow // International Journal of Multiphase Flow, 2004, V. 30, P. 779-801.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩИХ ВОЛНОВЫХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИИ

Чернявский А.Н.

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

Стекающие пленки жидкости обладают высокой степенью интенсивности процесса теплообмена, благодаря чему широко применяются в различных технологических установках: криогенных аппаратах, устройствах термостабилизации, малоинерционных теплообменниках-дозаторах и для охлаждения высокотемпературных сверхпроводников.

Течение жидкости по вертикальной поверхности неизбежно сопровождается развитием волновых возмущений на свободной поверхности пленки, вносящих существенный вклад в процессы теплообмена и развития кризисных явлений [1 - 5].

Область высокоэффективного теплообмена при пленочном течении жидкости ограничена по тепловому потоку и существенно зависит от закона тепловыделения.

Достижение системой критического теплового потока приводит к распаду пленочного течения, образованию крупномасштабных несмоченных зон, снижению интенсивности теплоотдачи, и, как следствие, резкому росту температуры теплоотдающей поверхности, что может привести к разрушению теплоотдающего элемента.

Умение рассчитывать критические тепловые потоки и максимально допустимые времена их воздействия для заданной системы необходимо для проектирования стабильно работающих теплообменных устройств.

В условиях нестационарного тепловыделения, в зависимости от тепловой нагрузки и интенсивности орошения нагревательной поверхности, возможно развитие двух сценариев распада пленочного течения: вскипания пленки жидкости и ее полного локального испарения.

Время наступления кризиса и сценарий распада пленочного течения характеризуется 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 параметрами.

Таким образом, построение математической модели, позволяющей рассчитывать времена ожидания вскипания и полного локального испарения для теплообменных пленочных систем, является актуальной задачей, которая может найти применение в инженерной практике.

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 параметров распада пленочного течения жидкости при различных параметрах задачи.

Характерный вид волновых возмущений на поверхности пленки представлен на рис. 1.

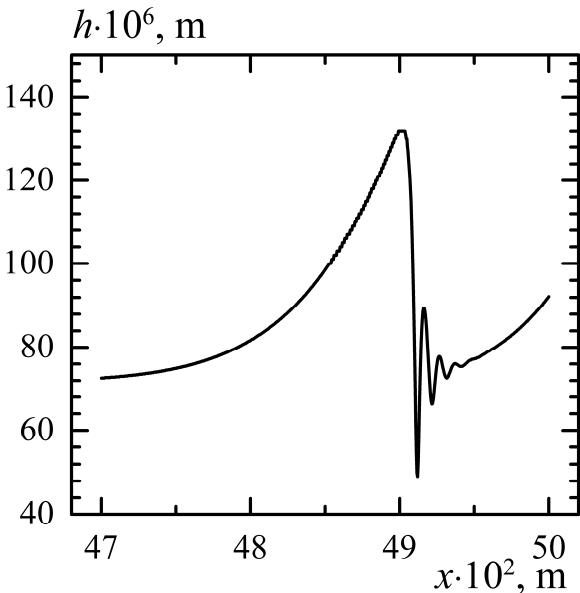


Рис. 1. Расчетный профиль пленки, $Re_{in} = 230$.

Как видно из рисунка, представленная математическая постановка позволяет моделировать как крупномасштабные волновые возмущения, так и мелкую капиллярную рябь.

В рамках данной работы проведен расчет зависимостей времени ожидания вскипания в стекающих волновых пленках жидкого азота от плотности теплового потока при различных входных числах Рейнольдса. В области высоких тепловых потоков расчетные зависимости практически идентичны для всех рассмотренных входных чисел Рейнольдса, что свидетельствует о слабом влиянии интенсивности орошения нагревательной поверхности на время ожидания вскипания в данном диапазоне тепловых нагрузок. В области низких тепловых потоков наблюдается расхождение кривых, рассчитанных для различных входных чисел Рейнольдса, которое может быть объяснено существенным влиянием испарения на теплообмен при данных параметрах задачи (рис. 2).

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 плотностей тепловых потоков (рис. 3).

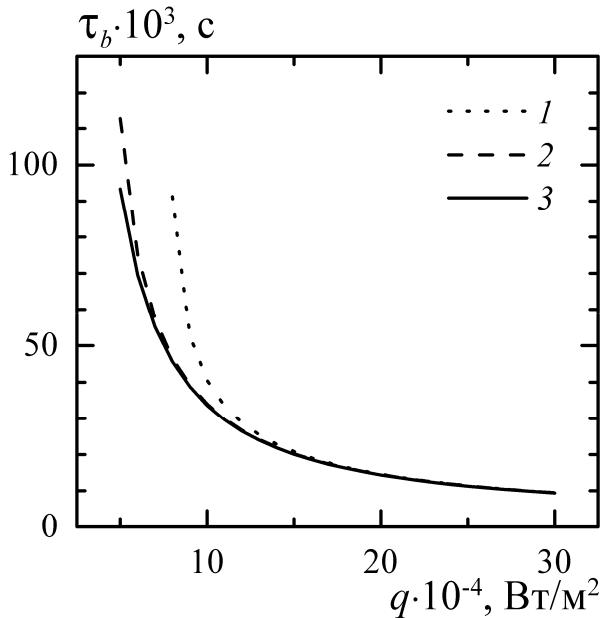


Рис. 2. Расчетные времена ожидания вскипания, $\Delta T=26$ К: 1 — $Re_{in}=38$; 2 — $Re_{in}=230$; 3 — $Re_{in}=630$.

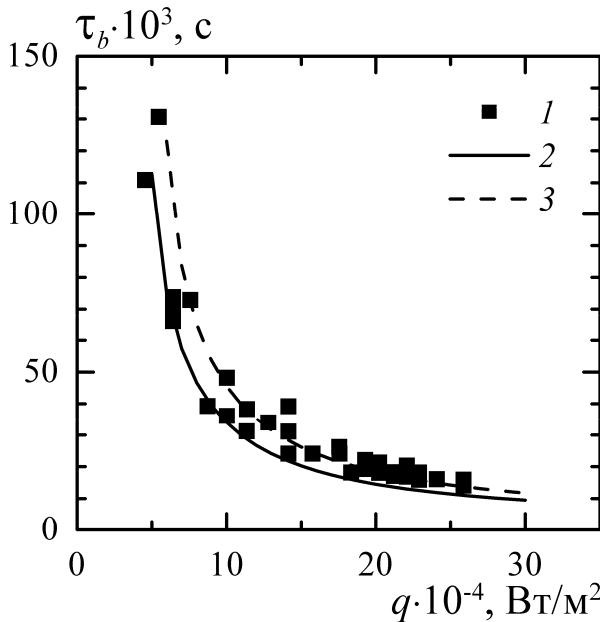


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных времен ожидания вскипания, $Re_{in}=230$: 1 — Эксперимент; 2 — $\Delta T=26$ К; 3 — $\Delta T=32$ К.

Построены зависимости плотностей тепловых потоков подавления вскипания и полного локального испарения от входного числа Рейнольдса (рис. 4). Представленные выше кривые образуют карту режимов распада пленочного течения и делят пространство $(Re_{in}; q)$ на три области. Область I соответствует стабильному теплообмену без развития 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.

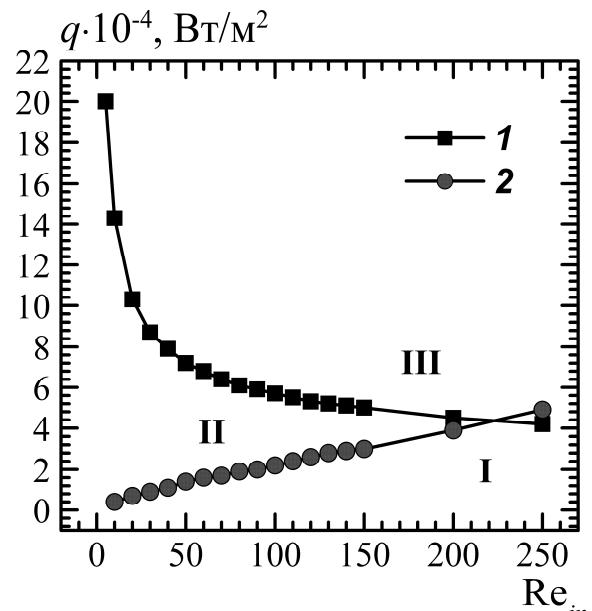


Рис. 4. Карта режимов распада пленочного течения, $\Delta T=26$ К.

При выделении областей, соответствующих тем или иным режимам распада пленочного течения, предполагалось, что в случае развития кипения распад пленочного течения в следствие полного локального испарения не реализуется [1].

Таким образом, построенная математическая модель позволяет рассчитывать максимальные времена воздействия критических тепловых потоков на пленку, обладающую определенными параметрами, а также определять преобладающий сценарий распада пленочного течения и область бескризисного теплообмена для заданных параметров задачи.

Список литературы:

- Павленко А.Н., Суртаев А.С., Мацех А.М. Переходные процессы в стекающихся пленках жидкости при нестационарном тепловыделении // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 905-916.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы интеграционных проектов СО РАН (проект №2).

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПСЕВДОКАПЕЛЬНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРОВОЙ СМЕСИ ВОДА-ЭТАНОЛ НА ОРЕБРЕННЫХ ТРУБАХ

Чиндяков А.А., Смирнов Ю.Б.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»
111250, Россия, Москва, ул. Красноказарменная, 14

При конденсации бинарных паровых смесей неограниченно смешивающихся жидкостей с сильно различающимися коэффициентами поверхностного натяжения происходит переход от пленочного режима конденсации к псевдокапельному, который, в отличие от капельного режима, реализуется на смачиваемой поверхности теплообмена. При псевдокапельной конденсации паровых смесей на гладких трубах и пластинах были получены такие же высокие коэффициенты теплоотдачи, как при капельной конденсации [1]. Для применения этого нового способа интенсификации теплообмена на практике требуется проведение экспериментальных исследований теплообмена при псевдокапельной конденсации паровых смесей не только на гладких, но и на оребренных поверхностях теплообмена. В данной работе изложены результаты экспериментального исследования теплообмена при псевдокапельной конденсации практически неподвижной паровой смеси вода-этанол на горизонтальных оребренных трубах.

Экспериментальная установка, схема которой подробно описана в [1], позволяла в автоматизированном режиме производить сбор и обработку первичных данных, с высокой точностью управлять режимными параметрами эксперимента, а также получать зависимости коэффициента теплоотдачи от температурного напора пар-стенка с заранее заданным шагом по температурному напору.

Коэффициент теплоотдачи α находили как отношение плотности теплового потока на стенке к температурному напору между паром и стенкой $\Delta T = T_s - T_c$. Плотность теплового потока на стенке определялась по расходу охлаждающей воды, измеряемому электромагнитным расходомером, и ее подогреву, который находили по результатам измерения среднемассовой температуры платиновыми термометрами сопротивления, установленными в потоке охлаждающей воды на входе в опытную трубку и на выходе из нее. Температура трубы измерялась заложенными в стенку термопарами, горячие спаи которых располагались под ребром, расположенным в среднем сечении участка конденсации. При вычислении ΔT использовалось среднее по периметру трубы значение температуры стенки (T_c). Температура конденсации T_s определялась по диаграмме «температура - состав» для смеси вода-этанол с учетом давления в рабочем участке, измеряемого образцовым манометром, и состава смеси, который находили при помощи призматического рефрактометра.

Для определения коэффициентов теплоотдачи наряду с описанным выше «прямым» методом в качестве дублирующего применялся также «косвенный» метод, основанный на представлении общего термического сопротивления в процессе конденсации пара в виде суммы его составляющих и не требующий измерения температуры стенки. Необходимая для его

корректного использования уточненная зависимость для расчета теплоотдачи со стороны охлаждающей воды была получена при обработке опытных данных по конденсации чистого неподвижного водяного пара на гладкой горизонтальной трубе с использованием модифицированного метода Вильсона.

Опыты проводились на трех медных трубах, на наружной поверхности которых имелись прямоугольные кольцевые ребра. Высота и толщина ребер для всех труб составляла 1,0 мм, диаметр по корням ребер 10,0 мм, а расстояние между ребрами $s=1,3$, 2,0 и 3,0 мм. Степень развития поверхности труб за счет оребрения была равна соответственно 2,05, 1,8 и 1,6. Опыты проводились при давлениях от 0,12 до 0,15 МПа. При расчете коэффициента теплоотдачи по опытным данным тепловой поток относили к поверхности гладкой трубы с диаметром, равным диаметру оребренной трубы, измеренному по корням ребер. Предварительно на тех же трубах была проведена серия опытов по конденсации чистого водяного пара. Наибольшие значения коэффициентов теплоотдачи были получены при $s=2$ мм. Результаты опытов на чистом водяном паре при всех значениях s хорошо согласуются с расчетом теплоотдачи по методике Сринивасана с сотр. [2].

Эксперименты по конденсации паровой смеси вода-этанол проводились при трех значениях массовой концентрации этанола в паре: $c_v = 8,7, 12$ и $14,5\%$. Опытные данные по теплоотдаче, полученные «прямым» и «косвенным» методами, согласуются между собой в пределах 15%.

На рис.1 представлены зависимости α от ΔT (кривые конденсации), полученные с использованием «прямого» метода для каждой концентрации этанола в паровой фазе при разных расстояниях между ребрами. Кривую конденсации можно условно разделить на три участка: 1) участок с низкой теплоотдачей, обусловленной преобладанием диффузионного сопротивления в паровой фазе; 2) резкий рост теплоотдачи (переход к псевдокапельному режиму конденсации); 3) ниспадающий участок кривой конденсации (постепенный переход к пленочному режиму). При фиксированном расстоянии между ребрами увеличение c_v приводит к повышению ΔT , при котором начинается второй участок кривой конденсации.

Наибольшее значение коэффициента теплоотдачи для $c_v=8,7\%$ и $s=2\text{мм}$ (см. рис.1, б) было примерно в 4 раза выше, чем при пленочной конденсации чистого водяного пара на горизонтальной гладкой трубе, что связано не только с оребрением поверхности теплообмена, но и с интенсификацией теплообмена за счет перехода к псевдокапельному режиму конденсации. С ростом c_v максимальное значение коэффициента теплоотдачи понижается, и ему соответствуют все большие значения ΔT .

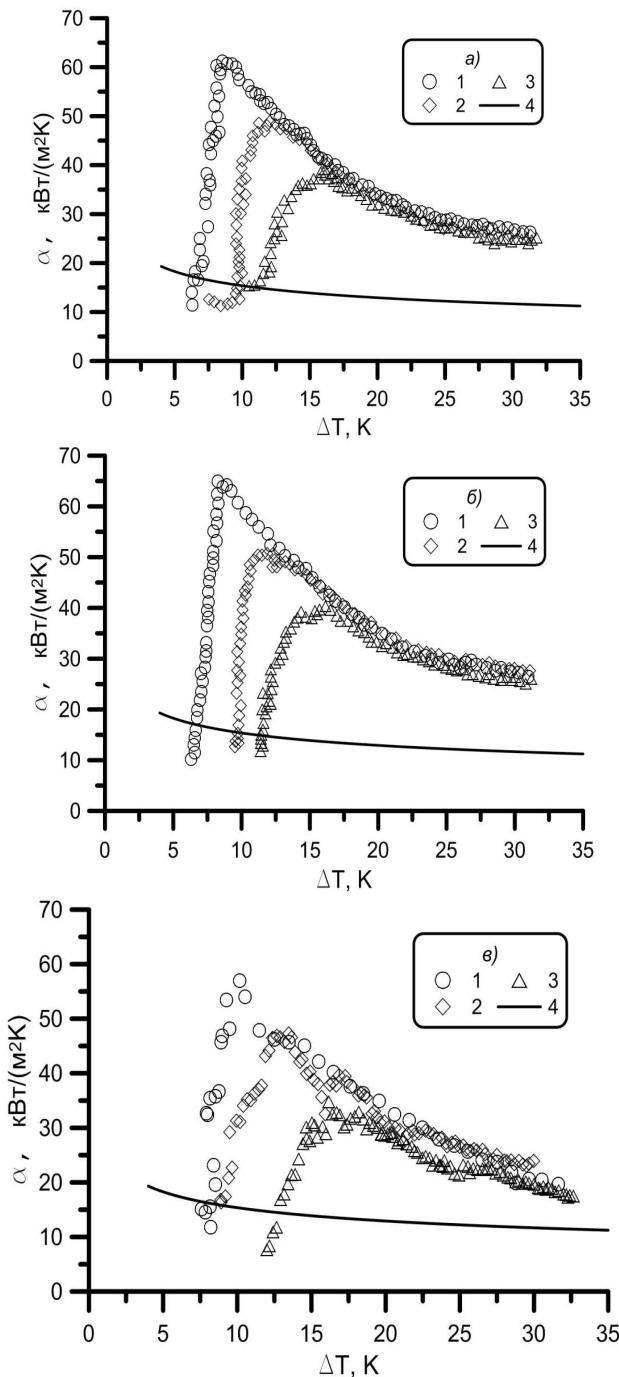


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора пар-стенка при конденсации паровой смеси вода-этанол на оребренных трубах:
 а - $s=1,3\text{мм}$; б - $s=2,0\text{мм}$; в - $s=3,0\text{мм}$;
 точки: 1 - $c_v=8,7\%$; 2 - $c_v=12\%$; 3 - $c_v=14,5\%$;
 4 - кривая, рассчитанная по теории Нуссельта для конденсации на гладкой трубе при $c_v=0$

Судя по опытным данным, начало резкого роста теплоотдачи соответствует температурному напору пар-стенка, близкому к разности температур конденсации и кипения, определенной для данного значения c_v по диаграмме фазового равновесия.

На рис. 2 показаны наши опытные данные для оребренной трубы с $s=2,0\text{ мм}$, полученные при $c_v=12\%$, в сравнении с опытными данными Мураси с сотр. [3] по псевдокапельной конденсации на горизонтальной гладкой трубе паровой смеси вода-этанол с близкой концентрацией этанола в паре ($c_v=10\%$). Видно, что максимальное значение коэффициента теплоотдачи при конденсации на оребренной трубе примерно в 2 раза выше, чем на гладкой трубе. При переходе от псевдокапельного режима конденсации к пленочному коэффициент теплоотдачи на оребренной трубе снижается с ростом температурного напора быстрее, чем на гладкой трубе. Однако даже при $\Delta T=30\text{K}$ коэффициент теплоотдачи на оребренной трубе в 1,5 раза больше, чем при псевдокапельной конденсации на гладкой трубе.

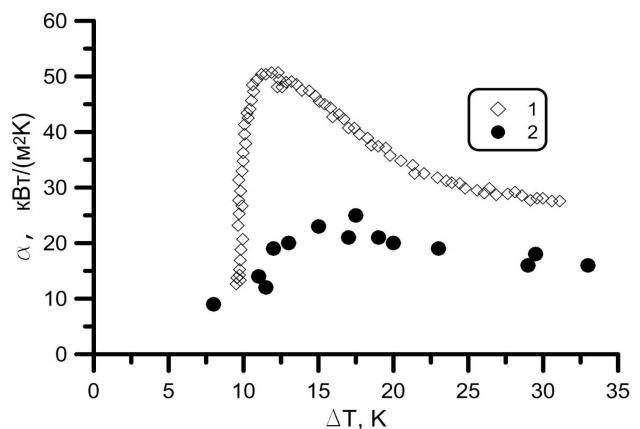


Рис.2. Сравнение опытных данных по теплоотдаче при псевдокапельной конденсации паровой смеси вода-этанол на гладкой и оребренной трубах:
 1 – оребренная труба с $s=2\text{мм}$, $c_v=12\%$;
 2 – данные Мураси с сотр.[3] для гладкой трубы, $c_v=10\%$

Таким образом, оребрение горизонтальных труб позволяет заметно интенсифицировать теплообмен при псевдокапельной конденсации паровой смеси вода-этанол.

Список литературы:

- Чиняков А.А., Смирнов Ю.Б. Теплообмен при псевдокапельной конденсации паровой смеси вода-этанол на гладких и оребренных трубах // Вестник МЭИ. 2013. №1. С. 46-54.
- Srinivasan P., Balasubramanian P., Gaitonde U. Correlation for laminar film condensation over single horizontal integral – fin copper tubes // Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference. 2002. P. 196-201.
- Murase T., Wang H.S., Rose J.W. Marangoni condensation of steam-ethanol mixtures on a horizontal tube // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2007. Vol. 50. P. 3774-3779.

Работа выполнена по Программе государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (грант № НШ – 3783.2014.8).

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПОТОКА В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ

Шадрин Е.Ю.^{1,2}, Ануфриев И.С.¹¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, Россия, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время одной из наиболее перспективных технологий повышения эффективности и экологичности котельных установок ТЭС является факельное сжигание пылеугольного топлива в вихревом потоке. Потребности в создании новых технологий, использующих данный подход, обусловлены перспективами развития угольной энергетики. Вихревой перенос является основой всего процесса сжигания в вихревой топке. Закрутка потока в топочной камере приводит к его стабилизации, интенсификации процессов тепломассопереноса за счет усиления перемешивания и увеличения времени пребывания частиц топлива в камере горения, что позволяет уменьшить габариты топки и котлоагрегата в целом. Поэтому при разработке или модернизации топочных устройств, использующих вихревую технологию сжигания, необходимо детальное изучение сложной пространственной структуры их внутренней аэродинамики.

В данной работе, в развитие предыдущих работ авторов [1, 2], исследуется трехмерная структура за-крученного изотермического потока в модели вихревой топки (габаритные размеры 300×1200×300 мм) с распределенным вводом воздушных струй [3]. Наличие в вихревой топке рассредоточенных по периметру (условной окружности камеры горения) горелочных струй, ориентированных в противоположных направлениях, обеспечивает гибкость управления структурой течения и режимными параметрами, а вращение потока способствует повышению полноты выгорания топлива.

Измерение поля скорости закрученного течения проведено с использованием трехкомпонентного полупроводникового лазерного доплеровского анемометра ЛАД-056. Эксперименты выполнены при числе Рейнольдса $Re=3\cdot10^5$ в центральном объеме камеры сгорания (70×150×150 мм) в узлах сетки с пространственным шагом 5 мм (по всем направлениям). Концентрация трассеров позволяла измерительной системе регистрировать до 500 частиц/с, при этом в каждой точке измерение длилось 20 с.

Для идентификации вихревых структур на основе полученных результатов исследований трехмерного поля средней скорости применялись критерии λ_2 и Q [4, 5], а также критерий «минимума полного давления» [5]: $p_0=p-p_{\text{атм}}+p_{\text{дин}}$ (где p – статическое давление, $p_{\text{атм}}$ – атмосферное давление, $p_{\text{дин}}=\rho u^2/2$ – динамическое давление). Тестирование алгоритма обработки экспериментальных данных по критериям λ_2 и Q проводилось на основе известного аналитического решения для вихря Бюргерса [6]. При обработке экспериментальных данных предполагалось, что статическое давление в центральной области вихревого потока изменяется слабо и минимум p_0 определяется

динамическим давлением. На рис. 1-*a* представлена изоповерхность, которая визуализирует вихревое ядро потока, имеющее характерную V-образную форму. На рисунке 1-*б* представлены результаты обработки полученных экспериментальных данных с использованием Q -критерия в плоскости ZOY ($x=115$ мм), которые также демонстрируют выраженную V-образную структуру.

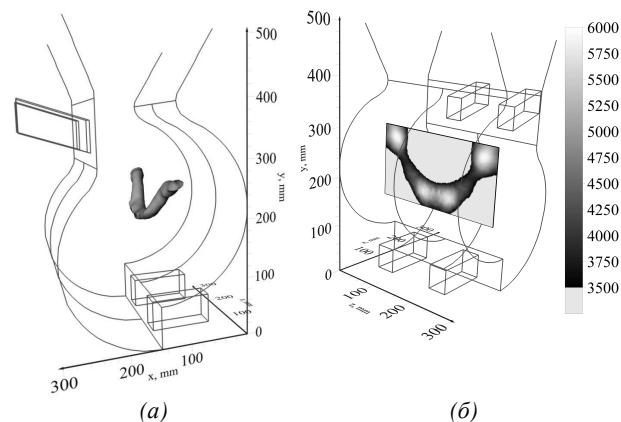


Рис. 1. (а) Изоповерхность динамического давления
 $p_{\text{дин}}=1$ Па в вихревой камере сгорания;
(б) Распределение Q -критерия, (c^{-2}).

Список литературы:

1. Anufriev I.S., Koryuev E.P., Krasinsky D.V., Salomatov V.V., Shadrin E.Yu., Sharypov O.V. Numerical modelling of coal combustion processes in the vortex furnace with dual-port loading // Energy and Power Eng. 2013. Vol.5. pp.306-310.
2. Аникин Ю.А., Ануфриев И.С. Красинский Д.В., Саломатов В.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Физическое и численное моделирование внутренней аэродинамики вихревой топки с рассредоточенным тангенциальным вводом горелочных струй // Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2013. – Т.8, вып.2. С.86-94.
3. Авторское свидетельство на изобретение № 2042084, 20.08.1995. «Вихревая топка». Голованов Н.В., Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Саломатов В.В., Дорожков А.А.
4. Jeong J., Hussain F. On the identification of a vortex // J. Fluid Mech. 1995, Vol.285, pp.69-94.
5. Dubief Y., Delcayre F. On coherent-vortex identification in turbulence // Journal of Turbulence. (2000) 011. 22 p.
6. Chakraborty P., Balachandar S., Adrian R.J. On the relationships between local vortex identification schemes // J. Fluid Mech. 2005, Vol.535, pp.189-214.
7. Ануфриев И.С., Красинский Д.В., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Визуализация структуры потока в вихревой топке // Письма в ЖТФ, 2014. Т.40, вып.19, С.104-110.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской научного фонда (проект № 14-19-00137), стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (№ СП-987.2012.1) и гранта Президента РФ по господдержке ведущих научных школ РФ (№ НШ-5762.2014.8)

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕЦИФИКИ ПРИМЕНЕНИЯ ТОМОГРАФИЧЕСКОГО PIV МЕТОДА В ПЛАМЕНИ

Шараборин Д.К.^{1,2}, Токарев М.П.^{1,2}, Дулин В.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, пр. Пирогова, 2

Мгновенные измерения полей скорости в потоках необходимы для лучшего понимания процессов турбулентного горения, которые по своей сути трехмерны (3D). Разработка методов измерения трехмерных полей скорости, таких как томографический PIV [1], может обеспечить более глубокое понимание этого вопроса. Данный метод, основанный на томографической реконструкции 3D распределения частиц в пространстве [2], имеет большой потенциал для определения трехкомпонентных полей скорости и вторых моментов. Написано немало статей о применении томографического PIV в не реагирующих потоках для измерения 3D полей скорости. Например, в недавней статье [3], мгновенные трехмерные поля скорости были измерены с помощью томографического PIV для не реагирующего закрученного потока в модельной камере сгорания авиадвигателя.

Плотность частиц является критическим параметром для качества реконструкции. Часто, реконструированный объем содержит некоторое количество нефизических артефактов реконструкции или фантомных частиц [4], которые при расчете скорости увеличивают уровень шума в области измерения, особенно в больших объемах, где концентрация частиц в проекции особенно велика. Максимальная глубина измерения с использованием томографического PIV на настоящий момент не превышает 40-50 мм. [1, 3, 5].

В потоках с горением реконструкция положения частиц становится более сложной из-за различного преломления в потоке нагретого газа, неравномерного распределения концентрации трассеров, а также собственного свечения пламени и сажи, что приводит к понижению соотношения сигнал-шум. В работе [6] представлено томографическое PIV измерение в турбулентном поднятом метановом пламени с четырьмя камерами, расположенными в горизонтальной плоскости вокруг пламени. Глубина измеряемого поля составляла приблизительно 8 мм.

Настоящая работа посвящена измерению трехмерных полей скорости в ламинарном предварительно перемешанном пламени с глубиной объема в два диаметра сопла.

Пламя было организовано соплом с выходным диаметром 15 мм (профилированное сопло использовалось для поджатия потока и создания ударного профиля скорости). Коэффициент избытка топлива в предварительно перемешанной смеси пропан-воздух составлял 0.9 (среднерасходная скорость смеси 1.7 м/с). Для проведения PIV измерений поток, подаваемый из сопла, засевался частицами оксида алюминия (Al₂O₃) размером 4 мкм.

Для достижения приемлемой точности и пространственного разрешения при измерениях в пламене

ни использовался набор из восьми камер, которые располагались как представлено на фотографии (см. рис. 1). Камеры нижнего ряда (ImperX IGV-B2020) располагались горизонтально под углами -35°, -11°, 11° и 35°. Камеры верхнего ряда (ImperX IGV-B4820), наблюдали поток под теми же углами в горизонтальной плоскости, но ненулевыми углами в вертикальной плоскости (-18° и -22° для центральных и боковых камер соответственно).



Рис. 1. Фотография томографической PIV системы.

Камеры были оснащены объективами (SIGMA AF 50 mm F2.8 EX DG Macro) и узкополосными оптическими фильтрами (Edmund Optics) с пропускающей способностью в 60% на длине волны 532 нм и шириной пропускания 10 нм. Поток освещался второй гармоникой двойного импульсного Nd:YAG лазера (Quantel EverGreen 200) с энергией каждого импульса 200 мДж. Задержка между импульсами устанавливалась 100 мкс с частотой съемки в 1 Гц. Для увеличения интенсивности засветки измерительного объема использовалась многопроходная схема для лазерного пучка [7,8]. Лазерный луч, с использованием системы линз разворачивался в расширяющийся нож. Затем нож направлялся на систему из двух расположенных друг напротив друга зеркал, что обеспечивало несколько проходов лазерного излучения через исследуемый объем. Глубина объема засветки составляла 40 мм. Для каждого объектива устанавливалась минимальная апертура диафрагмы (#32), что обеспечивало достаточно большую глубину резкости в измерительном объеме размером 37,5x37,5x57,4 мм и позволяло избежать применения коррекции Шеймпфлюга. Разрешение каждого изображения составляло 4 Мпикс. Для калибровки оптической системы использовалась подвижная плоская мишень. Кроме того, применялась процедура самокалибровки по изображениям частиц [9].

Изображения обрабатывались при помощи алгоритмов реконструкции MLOS-SMART (Multiplicative

Line of Sight and Simultaneous Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique, 15 итераций) и МТЕ [10]. Для расчета трехмерного поля скорости применялся итерационный кросс-кореляционный алгоритм с непрерывным смещением расчетной области. Конечный размер расчетного объема составлял 543 вокселя с перекрытием 75 %.

В работе обсуждаются результаты, полученные только с использованием нижнего ряда камер.

Для оценки оптических искажений вносимых пламенем позади сопла устанавливалась поверхность со случайным образом распределенными светлыми точками на черном фоне (на расстоянии 70 мм от центра сопла). Для расчета смещения светлых точек на черном фоне применялся кросс-кореляционный алгоритм. Максимальные искажения, как и ожидалось, были вызваны фронтом пламени и в области между горячими продуктами сгорания и окружающим воздухом и достигали значения в 1 пиксель.

На изображениях (см. рис. 2 а) с каждой камеры присутствует область с высокой интенсивностью свечения частиц, что соответствует первому прохождению лазерного ножа через измерительный объем. Такую же область высокой интенсивности можно наблюдать на исходных изображениях для случая изотермической струи. На рисунке (см. рис. 2 б) изображен реконструированный с применением 2 итераций MLOS и 15 итераций SMART объем, размером 768x1150x768 пикселей (показано 10% вокселя).

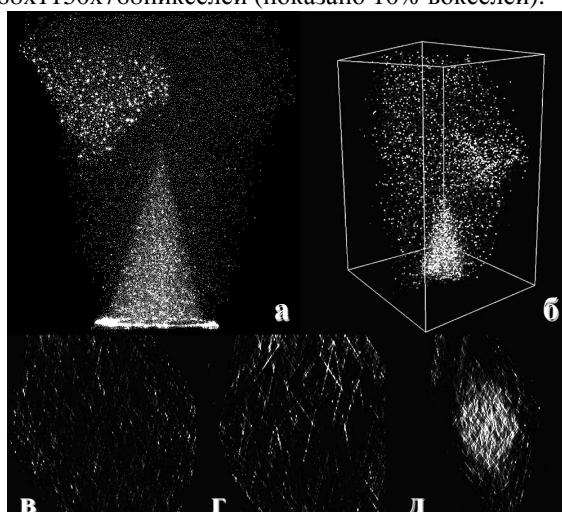


Рис. 2. Изображение трассеров (а), реконструированный объем (б) и горизонтальные сечения реконструированного объема (в: $y=1078$, г: $y=490$, д: $y=290$).

На рисунке (см. рис. 2 в, г, д) изображены горизонтальные сечения реконструированного объема на разной высоте. В горизонтальном сечении частицы имеют форму точек только в верхней области, где малы оптические искажения. В области конуса до фронта пламени, где концентрация частиц велика, реконструированные частицы имеют форму полос. Кроме того, горизонтальное сечение конуса пламени имеет не круглую форму (см. рис. 2 д).

Тем не менее, итерационный кросс-кореляционный алгоритм с непрерывным смещением, применяемый для оценки трехмерных полей скорости, дает приемлемые результаты (см. рис. 3). А именно, внутри конуса определяется достаточно рав-

номерная вертикальная скорость, а искажения вызванные горением находятся после фронта пламени. Таким образом, низкое пространственное разрешение в связи с плохим качеством реконструкции не является критическим, так как поле скорости ламинарного пламени возможно рассчитать по этим данным. Тем не менее, в турбулентном пламени такие значительные оптические искажения необходимо учитывать.

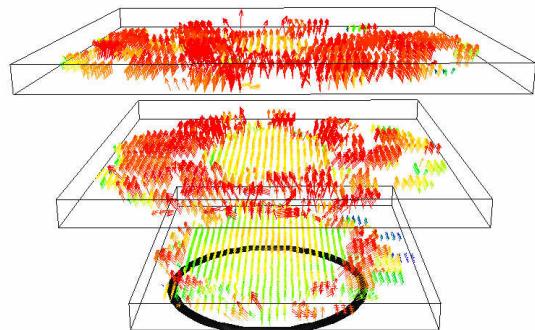


Рис. 3. Мгновенное 3D поле скорости для ламинарного предварительно перемешанного пропано-воздушного пламени.

Было исследовано ламинарное предварительно перемешанное пропано-воздушное. Трехмерные мгновенные поля скорости были получены с использованием набора из четырех камер. Было показано, что фантомные частицы оказывают значительное влияние на форму горизонтального сечения реконструированного положения частиц (струя не круглая). Для ламинарного пламени измерения показали, что оптические искажения, обусловленные фронтом пламени, могут достигать одного пикселя в областях с сильными различиями коэффициента преломления.

Список литературы:

1. Scarano F. Tomographic PIV: principles and practice. *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 24, pp. 012001, 2013
2. Elsinga G., Wieneke B., Scarano F., van Oudheusden B. Tomographic particle image velocimetry. *Exp. Fluids.*, Vol. 41, pp. 933–947, 2006
3. Ceglia G., Discetti S., Ianiro A., Michaelis D., Astarita, T., Cardone G. Three-dimensional organization of the flow structure in a non-reactive model aero engine lean burn injection system, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, Vol. 52, pp. 164–173, 2014
4. Elsinga G., Westerweel J., Scarano F. and Novara M. On the velocity of ghost particles and the bias errors in Tomographic-PIV, *Exp. Fluids*, Vol. 49, pp. 825-838, 2010
5. Michaelis D., Novara M., Scarano F. and Wieneke B. Comparison of volume reconstruction techniques at different particle densities, 15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, pp.555–566, 2010
6. Weintraub, J.; Michaelis, D.; Dreizler, A.; Böhm, B. Tomographic PIV measurements in a turbulent lifted jet flame. *Exp. Fluids*, Vol. 54, Issue 12, pp.1-5, 2013
7. Schröder A., Geisler R., Elsinga G.E., Scarano F., Dierksheide U. Investigation of a turbulent spot and a tripped turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV // *Exp. Fluids*, 2008, Vol. 44, pp. 305–316
8. Ghaemi S., Scarano F. Multi-pass light amplification for tomographic particle image velocimetry applications // *Meas. Sci. Technol.*, 2010, Vol. 21, 127002
9. Wieneke B. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry // *Exp. Fluids*, 2008, Vol. 45, pp. 549–556
10. Novara M., Batenburg K.J., Scarano F. Motion tracking-enhanced MART for tomographic PIV // *Meas. Sci. Technol.*, 2010, Vol. 21, 035401

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (грант № 14-08-01233)

ХОЛОДНОЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ НАПЫЛЕНИЕ НА МАТЕРИАЛЫ С НИЗКОЙ ЭРОЗИОННОЙ СТОЙКОСТЬЮ

Шикалов В.С., Клинков С.В.

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

Известно, что метод ХГН [1] применим для получения покрытий на поверхностях, которые не разрушаются при ударе микрочастиц (например, металлах, сплавах, прочных керамиках). Устоявшаяся основная идея заключается в том, чтобы придать частицам достаточно высокую скорость, выше некоторой критической, начиная с которой формируется покрытие (типичная величина составляет 400 – 600 м/с в зависимости от напыляемого материала), причём, чем выше скорость, тем выше коэффициент напыления.

В случаях, когда эрозионная стойкость материала преграды оказывается недостаточной, чтобы противостоять удару частиц, то вместо процесса напыления наблюдается процесс эрозии. Типичным примером такой преграды является кирпич. Долгое время считалось невозможным получать покрытия методом ХГН на подобного рода материалах.

Для успешного образования покрытия в данном случае необходимо снизить ударное воздействие путём уменьшения скорости удара. В зависимости от прочностных свойств материала, на который требуется нанести покрытие, необходимо подбирать скорость удара частиц, чтобы уберечь поверхность от эрозии, но при этом сформировать на ней покрытие.

Приемлемая схема экспериментального осуществления данных условий может быть основана на применении эжекторных сопел [2], достоинство которых заключается в сбалансированном подсосе необходимого количества газа из среды с атмосферным давлением. Конструкция этих сопел позволяет проводить настройку на различные режимы работы (различные числа Маха, давления, степень подсоса), соответственно, различные скорости частиц.

Одной из важных подзадач является подбор подходящей формулы для расчета размеров кратера от удара одиночных частиц. Такие формулы имеются в литературе, однако, до сих пор их применимость к условиям удара, реализуемым при ХГН, остаётся невыясненной. Для этого требуется в первую очередь экспериментальное изучение размеров кратеров, оставляемых частицами известного размера при ударе с известной скоростью и последующий анализ полученных результатов.

Выражение Германа и Джонса [3] для нахождения глубины кратера:

$$h_{cr} = 0,6 \left(\frac{\rho_p}{\rho_s} \right)^{\frac{2}{3}} d_p \ln \left(1 + \left(\frac{\rho_p}{\rho_s} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\rho_s v_p^2}{HB_s} \right) \quad (1)$$

где h_{cr} – глубина кратера, ρ_p – плотность частицы, v_p – скорость частицы, d_p – диаметр частицы, ρ_s – плотность преграды, HB_s – твёрдость преграды по Бринеллю.

Можно предположить, что коэффициент 0,6 в формуле был найден с точки зрения наилучшего совпадения с имеющимися у авторов эксперименталь-

ными результатами. При ударе частиц в условиях близких к ХГН он может оказаться, вообще говоря, другим, поэтому, далее его значение было скорректировано в соответствии с полученными в данной работе экспериментальными результатами.

Сделаем ещё одно замечание. В данной работе проводилось измерение микротвёрдости по методу Виккерса. Известно, что в определённом диапазоне обе величины оказываются близкими друг к другу. Поэтому вполне правомерна замена твёрдости по Бринеллю твёрдостью по Виккерсу, а возникающие несоответствия исправляются подбором коэффициента перед формулой.

При напылении использовалась схема экспериментальной установки, основными узлами которой являются: камера напыления с системой вытяжной вентиляции, нагреватель рабочего газа (воздуха), дозатор порошка барабанного типа и форкамерно-сопловой блок.

В экспериментах использовались два сопла: сверхзвуковое сопло с диаметром критического сечения 3,6 мм, диаметром выходного сечения 6 мм и длиной сверхзвуковой части 100 мм и эжекторное сопло (рис. 1) с диаметром выходного сечения 5 мм и длиной сверхзвуковой части 80 мм. Сопла с нагревателем были смонтированы на промышленный 6-осевой робот KUKA KR 16-2 (KUKA Roboter GmbH).

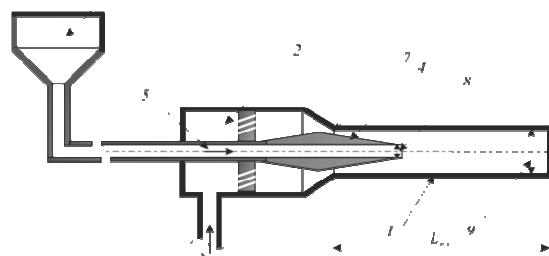


Рис. 1. Схема реализации ХГН с помощью эжекторного сопла: 1 – сопло, 2 – форкамера, 3 – подача газа, 4 – центральное тело, 5 – подача порошка, 6 – дозатор, 7 – критическое сечение сопла, 8 – ввод частиц, 9 – выходное сечение сопла

Конструкция, представленная на рис. 1, позволяет подстройку за счёт перемещения конуса центрального тела вдоль оси, что влияет на значение коэффициента эжекции. Были использованы две геометрические конфигурации эжектора с диаметрами канала в центральном теле $d_a = 2$ мм и $d_a = 4$ мм, полуугол конуса центрального тела равен 14° . Эжектирующий (рабочий) газ подаётся в форкамеру с заданным давлением p_0 (типичная величина 1...2 МПа) и температурой торможения T_0 (обычно в пределах 300...800 К).

Напыляемый порошок АСД-1 с характерным диаметром частиц порядка 30 мкм.

Для измерения скорости частиц используется метод лазер-трёхимпульсной тенеграфии. Длительность импульса света 20 нс, время между первыми двумя импульсами 200 нс, между вторыми двумя 400 нс, точность измерения 5 м/с. Условия измерения совпадают с условиями соударения о медную преграду ($p_0 = 1,5$ МПа, $T_0 = 300$ К).

Полученные данные подтверждают, что для эжекторного сопла с $da = 4$ мм характерны более низкие скорости частиц (около 300 м/с), в то время как для сопла с $da = 2$ мм скорости практически равны скоростям типичного сверхзвукового сопла (около 400 м/с). Это отличие в скоростях объясняется тем, что эжекторные сопла отличаются геометрией, что приводит к различиям в характеристиках газового потока и, соответственно, скорости частиц.

С помощью оптической профилометрии, были измерены размеры кратеров на поверхности медной подложки (средний диаметр 29 мкм, средняя глубина 9 мкм). Средняя глубина примерно в 3 раза меньше среднего диаметра частицы. Кратеры были получены при скорости частиц 400 м/с.

Измерения микротвёрдости проводились по методу Виккерса. Твёрдость медной подложки составила 1144 ± 34 МПа. Расхождение между экспериментальными данными при измерении микротвёрдости кирпича можно объяснить неоднородностью материала. В зависимости от места приложения нагрузки получаются разные значения микротвёрдости. При расчёте глубины проникания частицы будем пользоваться средней величиной 500 МПа.

Имея экспериментально полученные результаты по измерению среднего размера частиц, средней скорости их удара, микротвёрдости материала подложки, и средней глубины кратеров, в формуле (1) был найден поправочный коэффициент 1,15 вместо 0,6 изначально заложенного в ней (2).

$$h_{cr} = 1,15 \left(\frac{\rho_p}{\rho_s} \right)^{\frac{2}{3}} d_p \ln \left(1 + \left(\frac{\rho_p}{\rho_s} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\rho_s v_p^2}{HV_s} \right) \quad (2)$$

На рис. 2 представлены образцы взаимодействия гетерогенного потока с поверхностью кирпича. На рис. 2а виден след эрозии частицами алюминия при ускорении их в сверхзвуковом сопле Лаваля (типичный режим получения покрытий на металлических подложках). На рис. 2б представлено сплошное алюминиевое покрытие на поверхности кирпича, полученное с помощью эжекторного форкамерно-соплового узла. Важно отметить, что температура торможения воздуха в обоих случаях была одинакова ($T_0 = 550$ К). Отметим, что напыление происходит только при ускорении частиц в эжекторном сопле с $da = 4$ мм, при ускорении в эжекторном сопле с

$da = 2$ мм происходит эрозия, также как и в случае со сверхзвуковым соплом Лаваля.



Рис. 2. Результаты взаимодействия гетерогенного потока с поверхностью кирпича: а – эрозия поверхности при типичном режиме напыления с помощью сверхзвукового сопла, б – сплошное покрытие из алюминия на поверхности кирпича.

Из этих результатов следует, что при скорости удара частиц около 400 м/с происходит эрозия поверхности кирпича, но при скорости 300 м/с происходит напыление. Таким образом, для данного материала имеется пороговая скорость, значение которой лежит в интервале 300 – 400 м/с, начиная с которой начинается сильная эрозия.

Подстановка в формулу (2) плотности (2100 кг/м³) и средней микротвёрдости (500 МПа) кирпича даёт ожидаемые величины проникания частиц. Так, для скорости удара 300 м/с глубина проникания оказывается порядка половины диаметра частицы (17 мкм), а при скорости 400 м/с – 28 мкм. Есть предположение, что имеется пороговая глубина проникания частиц в материал, которая примерно равна 0,5 – 0,7 диаметра частицы, выше которой материал начинает эродироваться.

Таким образом, экспериментально была показана возможность получения покрытий методом ХГН на материалах склонных к эрозионному разрушению путём уменьшения скорости удара частиц. Хотя при этом снижается коэффициент напыления, однако, для формирования начального слоя частиц, который в последующем экранирует (защищает) материал подложки от эрозии, данное обстоятельство не является существенным.

Список литературы:

1. Алхимов А.П., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Фомин В.М. Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика // М.: Изд-во Физматлит, 2010.
2. Клинков С.В., Косарев В.Ф., Сова А.А. Исследование эжекторной схемы формирования гетерогенных сверхзвуковых потоков в условиях холодного газодинамического напыления // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 3.
3. Herman W., Jones A.H., Proc. Symp. Hypervelocity Impact, 5th, Denver, Colorado, Oct. 1961.

СОДЕРЖАНИЕ

Булгаков А.В. Лазерный синтез кластеров и наноматериалов	5
Булгакова Н.М. Проблемы теплофизики и гидрогазодинамики при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом	6
Кузнецов В.В. Тепло- и массообмен при фазовых превращениях и химических реакциях на микромасштабе	7
Абаймов Н.А., Рыжков А.Ф. Разработка и верификация модели термохимической конверсии твёрдого топлива	9
Абдуллаев Р.Н. Термические свойства расплавов систем натрий–свинец и калий–свинец	11
Абдуракипов С.С., Дулин В.М. Спиральные структуры в закрученных струях с горением	12
Агажанов А.Ш., Савченко И.В., Самошкин Д.А. Коэффициент температуропроводности гадолиния в интервале температур от точки кюри до 1000°C	14
Андреев М.Н., Сафонов А.И., Кубрак К.В. Получение плёнок аморфного и нанокристаллического кремния методом активации горячей нитью	15
Анискин В.М., Мухин К.А. Экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода в дозвуковых микроструях	17
Анискин В.М., Рудишин М.О. Экспериментальное исследование течения микроструй при акустическом воздействии	19
Анискин В.М., Тимофеев И.В. Экспериментальное исследование осесимметричных и плоских сверхзвуковых недорасширенных микроструй	20
Ануфриев И.С., Копьев Е.П. Характеристики факела при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией	22
Бондарева Н.С., Шеремет М.А. Естественная конвекция под воздействием внешнего однородного магнитного поля внутри параллелепипеда	23
Бочкарева Е. М. Влияние различных факторов на эффективность работы системы аварийного сброса давления пара	25
Бусов К.А., Решетников А.В., Мажейко Н.А. Распыление двухфазного потока при истечении через короткий щелевой канал	27
Бутаков Е.Б. Экспериментальное исследование горения механоактивированных углей микропомола в моделях камер сгорания ГТУ	28
Виноградов А.В., Бусов К.А. Аморфные конденсаты, полученные осаждением молекулярных пучков и их свойства	30
Виноградов Д.А., Тепляков И.О., Порохонько В.Б. Методика численного моделирования электровихревых течений в плавильных агрегатах с использованием технологии CUDA	32
Виноградов Ю.А., Егоров К.С., Попович С.С., Стронгин М.М. Исследование возможностей интенсификации теплообмена в устройстве газодинамической температурной стратификации	34
Винокуров А.П., Алексеенко С.В., Шторк С.И., Юсупов Р.Р. Исследование прецессирующего вихревого ядра в закрученном газожидкостном потоке с дисперсной газовой фазой	36
Вожаков И.С. Использование симметрии при решении дивергентной системы уравнений для стекающих пленок жидкости	38
Воробьев М.А., Лобанов П.Д. Генерация газовых пузырей в потоке жидкости	40
Воробьев Ю.Б., Пугачев М.А., Кудинов П., Ельцов М., Кёоп К. Методы организации совместных расчетов CFD и одномерных системных кодов в анализе безопасности АЭС	41
Вязов Ю.Н., Ярыгин И.В. Истечение газокапельных потоков в вакуум и затопленное пространство	42
Гатаулин Я.А., Лапина М.А., Смирнов Е.М. Численное исследование неустойчивости осесимметричного закрученного течения в круглой трубе	43
Гешева Е.С., Шторк С.И. Исследование закрученного потока в тангенциальной камере с помощью PIV техники и компьютерного моделирования	45

Головатый С.В., Лесных А.В., Штым К.А. Анализ режимов работы дымовой трубы при переводе на сжигание природного газа.....	47
Горбач Н.Л., Пономарев С.А. Модуль сохранения данных программного комплекса лазерного доплеровского анемометра	49
Гореликова А.Е. Влияние коалесценции на диаметр газовых пузырей в восходящем газожидкостном течении в плоском наклонном канале.....	50
Двойнишников С.В., Горбач Н.Л., Пономарев С.А . Программное обеспечение лазерного измерителя дзета-потенциала частиц в жидкостях	51
Закурдаева А.В., Резанова Е.В. Численное исследование влияния граничного теплового режима на динамику сферической оболочки, содержащей газовый пузырек	52
Замчий А.О., Буйко М.А. Синтез, Морфология и структура нанопроволок окиси кремния, выращенных из различных газовых смесей струйным плазмохимическим методом	54
Захаренков А.В., Агишев Б.Ю., Варава А.Н. Результаты экспериментов по гидродинамике и теплообмену в кольцевом канале при наличии интенсификаторов	56
Зима В.П., Степанова Е.В. Исследование тепловой защиты летательных аппаратов с использованием разрушающихся композиционных материалов	58
Золотухин А.В. Структура пограничного слоя при продольном обтекании сотовой поверхности	60
Иванов А.В., Качанов Ю.С., Мищенко Д.А. Эффективность порождения гёртлеровских мод механизмом распределенной вихревой восприимчивости.	62
Игнатенко Я.С., Бочаров О.Б. О силах, действующих на сферу в нестационарном потоке жидкости со степенным реологическим законом	64
Илюшин Б.Б., Митин И.В. Моделирование распространения пассивной примеси в конвективном пограничном слое атмосферы с помощью гауссовой статистической модели диффузии	66
Карпов П.Н. Экспериментальное исследование влияния на теплообмен одиночных импульсов спрея ...	67
Картусесова А. Ю. Анализ результатов экспериментального исследования по визуализации и компьютерного моделирования течений жидкости при обтекании плохообтекаемых тел	69
Касымов Д.П., Коробейничев О.П. Лабораторные исследования воздействия фронта низового лесного пожара на модели деревянных конструкций методом ИК-диагностики.....	71
Кислицын С.А., Митин К.А. Зависимость поля температуры в тонкой стенке от интенсивности термогравитационной конвекции	73
Клементьева И.Б., Пинчук М.Э., Тепляков И.О. Формирование электрических разрядов над поверхностью токонесущей жидкости.....	75
Козлова С.В., Рыжков И.И. Влияние термофореза наночастиц на теплопередачу в наножидкостях в условиях вынужденной конвекции при нагревании и охлаждении	76
Козловский Ю.М. Особенности теплового расширения иттрия и гадолиния при низких температурах...	78
Коробкина Д.В. Математическое моделирование режимов теплового воздействия лесных пожаров на человека.....	79
Костогруд И.А. Получение графена методом газофазного осаждения на меди	81
Кравцова А.Ю.,Первунин К.С.,Тимошевский М.В., Чуркин С.А. Высокоскоростная визуализация и измерение скоростных характеристик кавитационного течения при обтекании пластины с закругленной носовой частью и гидропрофиля NACA0015.....	82
Крюков А.В., Коновалов И.С. Использование эффекта волнистой поверхности для устранения отрыва потока на крыле летательного аппарата.....	84
Кубриков К.Г., Пузина Ю.Ю. Пленочное кипение недогретой воды на поверхности шара.....	86
Кузнецов В.А., Чернецкий М.Ю. Математическое моделирование горения пылеугольного топлива в топочной камере с вихревой горелкой	88
Кузнецов Д.В. Экспериментальное исследование неустойчивости самоподдерживающегося фронта испарения во фреоне R21	90
Куйбин П.А., Агафонцева М.В. Исследование Диффузии тонкого винтового вихря	92

Лесных А.В., Головатый С.В., Штым К.А. Вопросы снижения оксидов азота при циклонно-вихревом сжигании природного газа	94
Литвиненко М.В., Мотырев П.А. Затопленная дозвуковая круглая струя с вихрями дина.....	96
Литвиненко Ю.А. Развитие гидродинамической неустойчивости при микроструйном диффузионном горении пропана	98
Литвинов И.В., Назаров А.В., Митряков А.С. Режимы с формированием нестационарных вихревых явлений в воздушной модели отсасывающей трубы гидротурбины.....	100
Лобасов А.С., Чикишев Л.М. Плоскостная лазерно-индуцированная флуоресценция радикала OH в ламинарном предварительно перемешанном пламени.....	101
Лущик В.Г., Макарова М.С. Численное моделирование тепловых и динамических процессов в основных элементах устройств энергоразделения газов	103
Матвиенко О.В., Агафонцева М.В. Исследование зависимости выхода газовой фазы от режимов истечения из гидроциклона	105
Мильман О.О., Птахин А.В., Шифрин Б.А. Параметры термодинамических циклов высокотемпературных турбин при сжигании природного газа с кислородом в среде водяного пара.....	107
Миронова М.Л. Прямое статистическое моделирование разлета облака при импульсном испарении бинарного вещества	108
Мирошниченко И.В., Шеремет М.А. Турбулентные режимы естественной конвекции и теплового поверхностного излучения в замкнутой квадратной полости	109
Митин К.А., Клещенок М.С., Григорьева А.М. Влияние теплопроводности и длины кристалла на поля температуры и термических напряжений в режиме радиационно-конвективной теплоотдачи в методе Чохральского.....	111
Митина А.В., Митин К.А. Сопряженная теплоотдача от U-образной кремниевой основы в методе сименса в режиме термогравитационной конвекции	113
Митин К.А., Митина А.В. Конвективная теплоотдача от низкотеплопроводящей стенки в ламинарном режиме и в режиме ламинарно-турбулентного перехода.....	115
Михаэлис М.В. Структура потока в следе за шероховатым цилиндром	117
Моисеев М. И. Динамика распространения и характеристики пульсаций самоподдерживающегося фронта испарения во фреоне-R21 с добавками наноразмерных частиц SiO ₂	119
Мокин Е.А., Зверков И.Д. Выбор метода определения ламинарно-турбулентного перехода на крыле малоразмерного летательного аппарата в лётном эксперименте.....	121
Мулляджанов Р.И. динамика и трехмерные вторичные течения в турбулентной щелевой струе.....	123
Назаров А.В., Литвинов И.В., Шторк С.И. Экспериментальное исследование вихревого горелочного устройства с тангенциальной закруткой потока.....	125
Наумкин В.С. Разделение гелий-метановой смеси на пористых мембранах	127
Орлов А.А., Мухин Д.Г. Испытания нового абсорбента H ₂ O-LiCl-LiNO ₃ в абсорбционном термотрансформаторе.....	129
Палкин Е.В. Численное моделирование обтекания цилиндра при Re=3900	130
Пономарев С.А. Оценка пиковой производительности программного комплекса высокопроизводительного лазерного доплеровского анемометра	132
Приходько Ю. М., Фомичев В.П., Чехов В.П. Исследование теплообмена в центробежном дисковом вентиляторе	133
Резанова Е.В., Тарасов Я.А. Математическое моделирование тонкого слоя жидкости с учетом испарения на основе уравнений Обербека-Буссинеска.....	135
Ронышин Ф. В. Двухфазное течение в горизонтальных прямоугольных щелевых микроканалах.....	137
Рыжков И.И., Степанова И.В. О Термодиффузионном разделении бинарных смесей с переменными коэффициентами переноса.....	138
Сальников М.В. Исследование поляризации пылевого квазиатома.....	140
Сатонкина Н.П., Рубцов И.А. Тонкая структура зоны реакции эмульсионных взрывчатых веществ.....	142

Сафонов А.И., Андреев М.Н. Газоструйное осаждение фторполимерных покрытий с наночастицами серебра, обладающих явлением поверхностного плазмонного резонанса.....	144
Сахнов А.Ю. Влияние отрицательного градиента давления на оттеснение ламинарного пограничного слоя при вдуве газа через пористую пластину	146
Сердюков В.С., Суртаев А.С. Исследование теплообмена и развития кризисных явлений в стекающих недогретых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении	148
Серебрякова М.А. Теплопроводность и вязкость наножидкостей на основе 10% раствора воды в этиленгликоле и наночастиц AL_2O_3	150
Скрипкин С.Г. Исследование влияния инъекции воздуха на пульсационные характеристики потока в модельной отсасывающей трубе.....	152
Стадниченко О.А., Снытников В.Н., Снытников Вл.Н. Моделирование пространственно-трехмерной динамики газовых потоков с учетом химических реакций и тепломассообмена в реакторах пиролиза ..	154
Старинский С.В., Шухов Ю.Г., Булгаков А.В. Исследование импульсной лазерной абляции золота в воде в режимах синтеза коллоидных растворов.....	155
Степанов К.И., Волкова О.В. Экспериментальное исследование получения отрицательных температур охлажденной среды в абсорбционных бромистолитиевых термотрансформаторах	157
Тен К.А., Пруузл Э.Р., Рубцов И.А., Кашкаров А.О. Моделирование структуры и ударно-волнового нагружения SiO_2 аэрогеля	159
Токарев М.П., Шестаков М.В., Карчевский М.Н. Томографические измерения скорости потока с высокой частотой съемки для изучения динамики крупных вихрей в щелевой струе	161
Фёдоров В.А., Кондратьев А.В., Птахин А.В., Крылов В.С. Конденсация пара в наклонной охлаждаемой трубе	163
Федотовский В.С., Михайлова Т.А., Никулина А.Н. Вязкость суспензий, эмульсий и пузырьковых сред при сдвиговых колебаниях	164
Хабиров Т.Р., Садретдинов А.А., Шарафутдинов Р.Ф. Неизотермическое двухфазное движение с фазовыми переходами в системе скважина-нефтяной пласт	165
Халатов А.А., Безлюдная М.В., Панченко Н.А., Борисов И.И., Дащевский Ю.Я. Эффективность пленочного охлаждения за парными отверстиями и отверстиями в сферических углублениях.....	167
Хасхачих В.В. Экспериментальное исследование процесса смешения полифракционных сыпучих материалов в смесителе барабанного типа.....	169
Худякова Г.И., Осипов П.В., Рыжков А.Ф. Влияние скорости обдува и концентрации окислителя на выгорание твердого топлива при термогравиметрическом анализе	171
Цой К.А. Расчет контактного экономайзера для котла КВГМ-100Мц	173
Цой М.А. Экспериментальное моделирование кавитирующего вихревого течения в конусной части отсасывающей трубы гидротурбины.....	175
Чеверда В.В., Кабов О.А. Экспериментальное исследование ручейкового течения жидкости FC-72 в миниканале под действием потока газа азота.....	176
Черданцев А.В., Исаенков С.В., Черданцев М.В. Процесс формирования волн возмущения в дисперсно-кольцевом потоке	178
Чернышев А.С., Шмидт А.А. Численное исследование влияния межфазного механизма генерации турбулентности в пузырьковых средах на структуру течения	180
Чернявский А.Н. Численное моделирование теплообмена в стекающих волновых пленках жидкости при нестационарном тепловыделении	182
Чиндяков А.А., Смирнов Ю.Б. Теплообмен при псевдокапельной конденсации паровой смеси вода-этанол на оребренных трубах	184
Шадрин Е.Ю., Ануфриев И.С. Пространственная структура потока в вихревой топке	186
Шараборин Д.К., Токарев М.П., Дулин В.М. Исследование специфики применения томографического PIV метода в пламени	187
Шикалов В.С., Клинков С.В. Холодное газодинамическое напыление на материалы с низкой эрозионной стойкостью	189

