



N*

**НКТМ
РАН**



**III Всероссийская научная конференция
с элементами школы молодых учёных**

ТЕПЛОФИЗИКА И ФИЗИЧЕСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА

**Ялта, Республика Крым,
отель "Ливадийский"
10-16 сентября 2018 г.**

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Сибирское отделение РАН

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

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

Морской гидрофизический институт РАН

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Российский национальный комитет по тепломассообмену

Объединённая двигателестроительная корпорация

Полис - диагностика потоков

Российский фонд фундаментальных исследований

Конференция проводится при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
грант № 18-08-20078 г

Сибирское отделение РАН

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

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН

Институт гидродинамики им. М.А.Лаврентьева СО РАН

**III Всероссийская научная конференция
с элементами школы молодых учёных**

**ТЕПЛОФИЗИКА
И
ФИЗИЧЕСКАЯ
ГИДРОДИНАМИКА**

Ялта, Республика Крым,
отель "Ливадийский"
10-16 сентября 2018 г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Новосибирск 2018

Сборник содержит тезисы докладов III Всероссийской конференции «Теплофизика и физическая гидродинамика» с элементами школы молодых ученых. Конференция является продолжением серии всесоюзных конференций молодых исследователей, проводимых при участии Института теплофизики СО РАН с 70-х годов XX века. В этом году конференция проходит в г. Ялта. Организаторами конференции выступили Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН и Морской гидрофизический институт РАН. В сборник включены тезисы докладов по следующим направлениям: теплообмен и гидродинамика в однофазных средах, гидродинамика и тепломассообмен в многофазных системах, фазовые переходы, гидрогазодинамика реагирующих сред, детонационные процессы, численные методы в теплофизике и физической гидрогазодинамике, методы и средства теплофизического и гидрогазодинамического эксперимента, теплофизические свойства веществ и новые материалы, тепломассообмен и гидродинамика на микро- и наномасштабах, электрофизические явления в газовых и жидких средах, теплообмен и гидродинамика в технологических процессах и защита окружающей среды. Проведение конференции поможет в решении современных задач в области теплофизики и гидрогазодинамики, подготовке научного кадрового резерва высокой квалификации и привлечению молодых ученых к наиболее актуальным исследованиям.

Председатель

Маркович Д.М., член-корреспондент РАН

Заместитель

Головин С.В., д.ф.-м.н., профессор РАН

Учёный секретарь

Макаров М.С., к.ф.-м.н.

Технический комитет

Смовж Д.В., к.ф.-м.н.

Медведев Р.Н., к.ф.-м.н.

Савченко И.В., к.ф.-м.н.

Научный комитет

Алексеенко С.В., академик РАН (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Васильев А.А., профессор, д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)

Губайдуллин А.А., профессор, д.ф.-м.н. (ИТПИМ СО РАН, Тюмень)

Дёмышев С.Г., д.ф.-м.н. (МГИ РАН, Севастополь)

Елистратов С.Л., профессор, д.т.н. (НГТУ, Новосибирск)

Исаев С.А., профессор, д.ф.-м.н. (СПбГУГА, Санкт-Петербург)

Кедринский В.К., профессор, д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)

Коротаев Г.К., член-корреспондент РАН (МГИ РАН, Севастополь)

Кубряков А.И., д.ф.-м.н. (МГИ РАН, Севастополь)

Кузнецов В.В., профессор, д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Куйбин П.А., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Куперштох А.Л., профессор, д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)

Леонтьев А.И., академик РАН (МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва)

Павленко А.Н., чл.-корр. РАН (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Прууэл Э.Р., к.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)

Пухначёв В.В., член-корреспондент РАН (ИГиЛ СО РАН Новосибирск)

Рыжков А.Ф., профессор, д.т.н. (УрФУ, Екатеринбург)

Самодуров А.С., д.ф.-м.н. (МГИ РАН, Севастополь)

Смирнов Е.М., профессор, д.ф.-м.н. (СПбПУ, Санкт-Петербург)

Станкус С.В., профессор, д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Титов В.М., академик РАН (ИГиЛ СО РАН, Новосибирск)

Токарев М.П., к.т.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Федорук М.П., член-корреспондент РАН (НГУ, Новосибирск)

Хабахпашев Г.А., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Цвелодуб О.Ю., профессор, д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Чернов А.А., профессор РАН, д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН, Новосибирск)

Издание сборника докладов производилось с авторских листов участников конференции.

За ошибки и опечатки авторов издательство ответственности не несёт.



ПЛЕНАРНЫЕ ЛЕКЦИИ



КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Байдаков В.Г.

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

e-mail: Baidakov@itp.uran.ru

Методы компьютерного моделирования (молекулярная динамика, Монте-Карло, мультимасштабное моделирование) открывают новые возможности в изучении начальной стадии фазовых переходов. Они позволяют исследовать как свойства зародышей новой фазы, так и кинетику фазовых превращений. Кроме того, малые размеры исследуемых систем допускают близкий подход к границе существенной неустойчивости однородной фазы – спинодали.

Нами при молекулярно-динамическом моделировании изучена устойчивость леннард-джонсовского флюида относительно бесконечно малых и конечных возмущений параметров состояния. Определены термодинамические и кинетические свойства в стабильных и метастабильных состояниях жидкости, газа, кристалла.

Проведенные расчеты позволили:

- построить единые для жидкости и пара уравнения состояния, описывающие паровую и жидкую фазы в областях стабильных, метастабильных и лабильных состояний;
- определить границы сосуществования жидкой и паровой фаз;
- локализовать границы устойчивости пересыщенного пара и перегретой жидкости;
- продемонстрировать отсутствие спинодали у переохлажденной жидкости;
- установить законы изменения коэффициентов переноса в метастабильных областях и при приближении к спинодали;
- выявить существование конечных точек на метастабильных продолжениях линий плавления и сублимации;
- оценить влияние размерных эффектов на термодинамические и кинетические свойства метастабильной системы вблизи спинодали;
- исследовать свойства плоской межфазной границы жидкость – пар, локализовать положения разделяющих поверхностей в межфазном слое, определить его толщину, параметр Толмена.

Фазовый распад метастабильного состояния начинается с образования и последующего роста зародыша новой фазы. В отсутствие иницирующих фазовый переход включений зародыши образуются в результате термических флуктуаций. Критический зародыш, который запускает процесс фазового превращения, находится в неустойчивом равновесии с окружающей его метастабильной фазой. Неустойчивый характер равновесия является основным препятствием для изучения свойств критических зародышей при молекулярно-динамическом моделировании. Для преодоления этого затруднения моделирование вкраплений зарождающейся фазы проводится в изотермо-изохорических условиях, когда наряду с неустойчи-

вым возможно и их устойчивое равновесие с окружением.

Для зародышей паровой фазы:

- локализованы положения эквимолекулярной разделяющей поверхности и поверхности натяжения;
- определено поверхностное натяжение как функция размера пузырька;
- рассчитано давление паровой фазы в пузырьке;
- определена работа образования равновесного пузырька;
- проведено сопоставление полученных результатов с термодинамическими и молекулярными теориями поверхностных явлений на искривленной межфазной границе.

Методом среднего времени жизни метастабильной системы и первого выхода на заданную границу исследована кинетика вскипания перегретой (растянутой) жидкости при положительных и отрицательных давлениях. Рассчитана частота зародышеобразования как функция температуры и давления. Определены: функция распределения зародышей по размерам, неравновесный фактор Зельдовича, скорость перехода зародыша через критический размер. Результаты молекулярно-динамических расчетов сопоставлены с классической теорией гомогенного зародышеобразования. Установлен систематический «недогрев» жидкости до значений, предсказываемых теорией, когда свойства зародышей отождествляются со свойствами макроскопической фазы.

В рамках градиентной теории Ван-дер-Ваальса рассчитаны свойства зародышей новой фазы. Избыточная свободная энергия однородной фазы определена из единого уравнения состояния для жидкой и паровой фаз, построенного по данным молекулярно-динамического моделирования. Параметр влияния в функционале свободной энергии рассчитан по молекулярно-динамическим данным о поверхностном натяжении на плоской межфазной границе. Из градиентной теории Ван-дер-Ваальса определена работа образования критического зародыша и показано, что ее использование в теории гомогенного зародышеобразования позволяет согласовать результаты теории с данными молекулярно-динамического моделирования. Это свидетельствует, что основной причиной рассогласования результатов моделирования и теории является неучет в последней зависимости поверхностного натяжения пузырька от его размера.

В работе обсуждается возможность изучения процессов зародышеобразования методами мультимасштабного моделирования. Данные методы позволяют проводить расчеты при частотах нуклеации близких к реализуемым в натуральных экспериментах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 18-19-00276).

ПРЕДСКАЗАТЕЛЬНОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ, ПРИ НЕПОЛНОМ РАЗРЕШЕНИИ СПЕКТРА ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ, БЕЗ НАСТРОЕЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Головизнин В.М.^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва

² Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской Академии наук, г. Москва

e-mail: gol@ibrae.ac.ru

Беспрецедентный рост вычислительных мощностей в последние десятилетия привел к замене парадигмы «цель расчетов понимание, а не числа» на лозунг - «не только понимание, но и достоверное число». Применительно к расчетам турбулентных потоков в технических устройствах это выражается во все более критическом отношении к полуэмпирическим моделям турбулентности, содержащим параметры, настраиваемые на т.н. «валидационные эксперименты». Причина - в их низкой предсказательной способности при отклонении параметров рассчитываемого течения от «эталонов».

Реальной альтернативой полуэмпирическим моделям становится прямое численное моделирование (DNS), основанное на «первых принципах» и не содержащее настроечных параметров. Оно предполагает использование расчетных сеток, позволяющих разрешать весь спектр турбулентных пульсаций при заданном числе Рейнольдса. В большинстве технических устройств числа Рейнольдса столь велики, что ресурсов современных компьютеров для полного разрешения спектра не хватает. И такая ситуация сохранится в среднесрочной перспективе.

При неполном разрешении спектра турбулентных пульсаций возникает проблема корректного отвода потока кинетической энергии, передающейся по инерционному участку вихревого энергетического каскада от низких волновых чисел к высоким, на т.н. «подсеточный уровень», и ее преобразования в тепловую энергию. Попытки решения этой проблемы приводят к многочисленным «подсеточным моделям турбулентности», также содержащим настроечные параметры. Это т.н. «вихреразрешающие» (LES) алгоритмы. К их достоинствам следует отнести меньшее, чем в RANS моделях число настраиваемых коэффициентов и более широкие области применимости при их фиксированных величинах.

Критический анализ LES - методов приводит к идее «идеального вихреразрешающего алгоритма» (Perfect LES) - алгоритма предсказательного моделирования турбулентных течений при неполном разрешении спектра турбулентных пульсаций, свободного от настроечных параметров. На первый взгляд такая идея может показаться утопической, поскольку для ее реализации требуется как специфическая исходная разностная схема с малыми дисперсионными и амплитудными ошибками, так и универсальный диссипативный механизм с «автонастройкой» на все уровни отсечения спектра. Дополнительные жесткие требования могут возникнуть при моделировании

пристенной турбулентности, существенно отличающейся от турбулентности «свободной».

Доклад посвящен критическому анализу возможностей балансно – характеристических разностных схем с механизмом диссипации, основанным на принципе максимума для локальных римановых инвариантов, для расчетов турбулентных течений как с полным, так и неполным разрешением спектра турбулентных пульсаций. На ряде примеров решения модельных задач и результатов моделирования «слепых» тестов показано, что схема КАБАРЕ [1,2] удовлетворяет требованиям, предъявляемым к «идеальным вихреразрешающим алгоритмам».

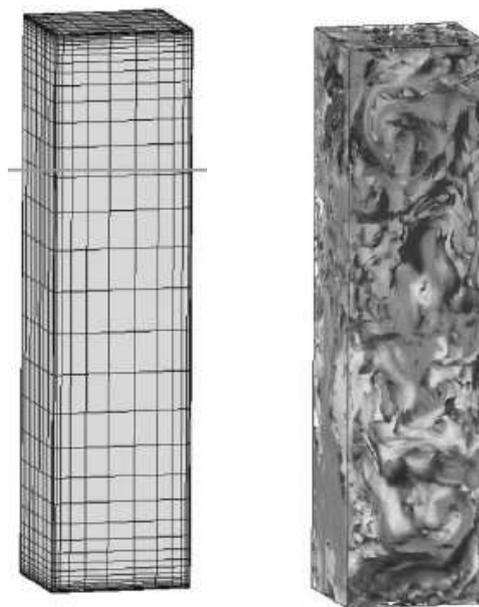


Рис.1 Задача о термоконвекции в каверне. Расчетная сетка 40x8x16. Число Рейля $Ra = 10^{10}$. Мгновенные изотермы

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект №18-11-00163.

Список литературы

1. В. М. Головизнин, А. А. Самарский, «Некоторые свойства разностной схемы “кабаре”», Матем. моделирование, 10:1 (1998), 101–116.
2. В.М. Головизнин, М.А. Зайцев, С.А. Карабасов, И.А. Короткин. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов: Монография / В.М. Головизнин и др.; Предисл. В.А. Садовничий. – М.: Издательство Московского университета, 2013. – 480 с

ОТ МИКРОСТРУКТУРЫ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ (ЦИФРОВОЙ КЕРН) К МАКРОПАРАМЕТРАМ ФИЛЬТРАЦИИ

Губайдуллин А.А.

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
Тюмень

e-mail: gubai@tmn.ru

Физико-химические воздействия на пласт с целью повышения нефтеотдачи приводят к изменению фильтрационно-емкостных характеристик пористой среды и состава флюида в породе. В результате реализуется режим многофазной фильтрации в среде со сложной внутренней структурой. Описание этих процессов в масштабе нефтегазовых пластов требует наличия большого объема данных об исследуемом объекте. Одним из источников такой информации является математическое моделирование, позволяющее восполнить нехватку промысловых и экспериментальных данных. Математическое моделирование в масштабе образца керна, обладающее предсказательной силой, подразумевает применение высокопроизводительных систем, математических методов и алгоритмов, оптимизирующих большой объем вычислений.

Настоящая работа посвящена разработке новых методов построения различных типов моделей керна и расчета на их основе фильтрационных параметров. Она ведется в следующих направлениях:

- Построение модели пористой среды в виде трехпараметрической периодической структуры, отражающей характерный размер частиц скелета, пористость среды и извилистость каналов.

- Прямое численное моделирование течения многофазной жидкости в двух и трехмерных моделях пористой среды.

Построение модели пористой среды в виде периодических элементарных структур. Разработан аналитический метод расчета фильтрационно-емкостных свойств пористой среды на основе предложенной модели трехпараметрической периодической структуры, отражающей характерный размер частиц скелета, пористость среды и извилистость каналов, её составляющих. В качестве примера приведена модельная периодическая структура на основе ромбодрической системы решетки (рис. 1). Параметры модели: L – сторона ромбоэдра, θ – угол между ребрами одной грани, α – безразмерный параметр, отражающий величину шаровых сегментов, составляющих скелет. Для такой структуры аналитически найдено точное значение пористости и минимальной просветности. Получены оценки проницаемости с учетом извилистости каналов.

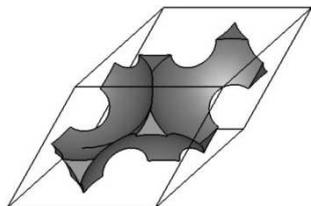


Рис. 1. Поровое пространство в ячейке при $\alpha=0.05$ и $\theta=60^\circ$.

Прямое численное моделирование течения многофазной жидкости в трехмерных моделях пористой среды. На первом этапе предложена двумерная модель пористой среды со случайными микронеровностями. Принцип построения скелета среды состоит в том, что на область в виде прямоугольника со сторонами L_x и L_y случайным образом наносятся зерна скелета (диски со случайными радиусами из диапазона от R_{\min} до R_{\max}). Алгоритм содержит два модельных безразмерных параметра: δ_{in} , δ_{out} , задающие минимальное пересечение дисков и минимальное расстояние между непересекающимися дисками (рис. 2).

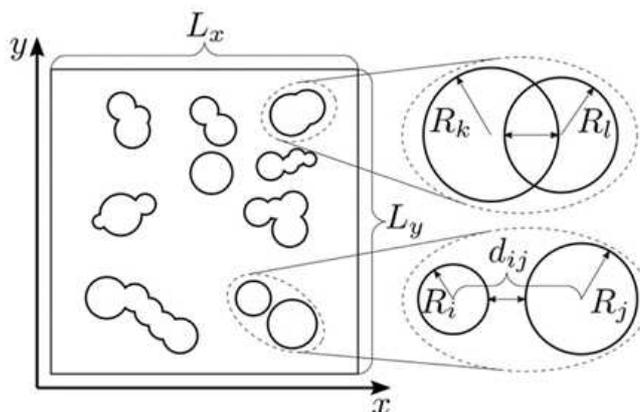


Рис. 2. Расположение дисков в расчётной области. Справа показаны случаи расположения пересекающихся и непересекающихся дисков.

Таким способом скелет пористой среды формируется до достижения заданного значения пористости m . Геометрия задачи и расчетная сетка строятся в открытом пакете Salome, численное решение системы уравнений Навье-Стокса при заданном перепаде давления Δp на границах рассмотренной области проводится в открытом пакете OpenFOAM.

По результатам моделирования течения жидкости в каналах находится коэффициент проницаемости с помощью уравнения Дарси.

Работа выполнена совместно с Д.Е. Игошиным и А.С. Губкиным.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-29-15119).*

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ КИПЕНИИ

Дедов А.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: dedovav@mpei.ru

Пожалуй, не одна из задач теплообмена не может сравниться по числу проведенных исследований и имеющихся уравнений для расчета с задачей теплообмена при кипении. К настоящему времени выполнено большое число работ, накоплен обширный опытный материал. Определены основные влияющие факторы на теплоотдачу при кипении на технических поверхностях. Опытные данные, полученные в широком диапазоне параметров потока различных жидкостей, позволили установить границы и степень влияния режимных параметров, разделить задачи кризиса теплообмена при кипении насыщенной и недогретой жидкости. Но вместе с тем, нельзя говорить о сложившемся единообразии во взглядах на данную проблему. Выбор в пользу конкретного расчетного подхода в статьях, монографиях и учебниках определяется во многом личными предпочтениями авторов.

В настоящий момент число исследований, посвященных проблемам теплообмена при кипении, ежегодно увеличивается. Значительная часть работ посвящена экспериментальному исследованию отдельных процессов, составляющих теплообмен при кипении в условиях свободной конвекции. Новый инструментарий позволяет получать информацию о деталях механизма, исследовать динамику испарения микрослоя жидкости в окрестности отдельных центров парообразования, получать данные для замыкания уравнений при численном моделировании роста отдельных пузырей и пр.

Заметно большая часть работ связана с задачами интенсификации теплообмена при кипении. Аргументацией для выполнения подобных исследований является:

- необходимость уменьшения габаритных размеров, прежде всего компактных теплообменных устройств (тепловых труб, теплообменных устройств в электронике и пр.);

- необходимость отвода экстремально высоких плотностей теплового потока (более 1 МВт/м² в задачах охлаждения компонент силовой электроники, термоядерных установок, зеркал лазеров и пр.);

- увеличение значений критических тепловых потоков (КТП). Здесь необходимо заметить, что задачи интенсификации теплоотдачи при кипении и увеличение КТП являются не всегда совпадающими;

- расширение рабочего диапазона температур;

- особые условия кипения (отсутствие достаточного количества центров парообразования, специальные жидкости и поверхности, и пр.).

Методы и способы интенсификации теплообмена при кипении традиционны:

- воздействие на внутренние механизмы процесса (увеличение центров парообразования, управление

- контактным углом, увеличение притока жидкости в зону испарения микрослоя и пр.);

- увеличение/развитие теплообменной поверхности;

- подбор/создание жидкостей и смесей под конкретные параметры;

- увеличение вклада составляющей за счет вынужденной конвекции в общий тепловой поток для кипения в потоке;

- создание условий, подавляющих наименее эффективные процессы при кипении, связанные с необходимостью эвакуации пара от стенки (кипение в сильно недогретой жидкости, чередование зон с разной смачиваемостью и др.).

Перечисленные методы и способы зачастую комбинированы при реализации. Например, изменяя/структурируя поверхность теплообмена, можно в разы развить теплообменную поверхность, одновременно создавая искусственные центры парообразования и увеличивая приток жидкости в зону испарения.

На рубеже столетий появились новые технические возможности, прежде всего связанные с модификацией поверхности. Использование т.н. наножидкостей и наноматериалов, фемтосекундного лазерного воздействия, плазменной и ионной обработки позволило получить значительное число новых результатов, обусловило всплеск соответствующих исследований. Традиционно, большая часть исследований выполнена для условий кипения при свободной конвекции, с целью установления основных влияющих факторов и отыскания общих закономерностей. Далее результаты переносятся на условия кипения в потоке и в испарительные каналы.

В докладе выполнен обзор основных результатов, полученных в области интенсификации теплообмена при кипении. Представлен анализ данных, полученных при кипении в недогретом до температуры насыщения потоке, включая режимы микропузырькового кипения и охлаждения нагретых тел. Рассмотрена целесообразность интенсификации теплообмена при кипении с использованием наножидкостей и наноструктурированных поверхностей. Выполнено сравнение достигнутых значений КТП. Представлены результаты исследования теплообмена при кипении на модифицированных с помощью пучковой и лазерной обработки поверхностей, в том числе с использованием нанокремниевых материалов.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 16-19-10531).*

ЯВЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В НАКЛОНЕННЫХ ОВАЛЬНО-ТРАНШЕЙНЫХ ЛУНКАХ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ УЗКИХ КАНАЛОВ

Исаев С.А.^{1,3}, Леонтьев А.И.², Попов И.А.³

¹ Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва

³ Казанский Национальный Исследовательский Технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ, Казань

e-mail: isaev3612@yandex.ru

Явление аномальной интенсификации течения и теплообмена в наклоненных под углом к потоку овално-траншейных лунках на структурированных поверхностях узких каналов связывается с увеличением максимальной скорости вторичного течения до величин порядка максимальных скоростей в плоскопараллельном канале, возрастания скорости отрывного течения до 80% от среднemasсовой скорости, четырехкратный рост максимальной величины относительного отрицательного трения и еще больший рост относительной теплоотдачи в зоне отрывного течения. Генезис овалных лунок [1], которые состоят из двух половинок сферической лунки, соединенных цилиндрической вставкой, при их размещении под углом наклона порядка 45° к потоку в канале выявил преимущественный интерес к удлиненным овалным лункам с отношением длины к ширине свыше 3-4. К тому же оказалось методически важным [2] было зафиксировать площадь пятна лунки и ее глубину для выбранного узкого канала. Ряд задач конвективного теплообмена рассмотрен в узком канале шириной 7.5, высотой 1 и длиной примерно 21 в долях диаметра пятна эквивалентной сферической лунки на нагретой при $q=\text{const}$ стенке. Боковые стенки теплоизолированные, верхняя стенка изотермическая, поддерживаемая при «комнатной» температуре на входе в канал. Рабочая среда – вода. Число Рейнольдса выбрано равным 10^4 , а глубина лунки умеренной и равной 0.39.

Главное достоинство овално-траншейных лунок в сравнении с осесимметричными состоит в интенсификации вторичного течения в лунке. Если группы симметричных и слабо асимметричных лунок максимальные величины скорости вторичного течения имеют порядок 0.2-0.3, то для овално-траншейной с лунки отношением длины к ширине 6 максимальные скорости составляют 0.8 от среднemasсовой. Также обнаружено, что для длинных лунок максимальные величины относительного отрицательного трения достигают полутора.

В [3] открыто явление интенсификации ламинарного потока воздуха в узком плоскопараллельном облуненном канале с размерами $4 \times 1 \times 6$ при $Re=10^3$, связанное с полторакартным ростом максимальной скорости полностью развитого течения при нанесении на стенку однорядных овално-траншейных лунок, наклоненных под углом 45° к продольной оси канала. Лунки имеют длину 4.5, ширину 1 и глубину, не менее 0.25 в долях высоты канала.

В данном исследовании рассматриваются несколько тематических модулей.

1. Численный анализ механизма аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена в однорядном пакете наклоненных под углом 45° к турбулентному потоку воздуха ($Re=10^4$) овално-траншейных лунок длиной 7.05 и глубиной 0.25 на нагретой стенке узкого канала с размерами поперечного сечения 7 к 1, когда на его периодическом участке длиной 6 располагается только одна лунка. Вскрыта основополагающая роль перепада давления в интенсификации отрывного и вторичного течения, четырехкратного роста величины относительного отрицательного трения, локального относительного теплового потока.

2. Детальный анализ интенсификация отрывного течения и теплообмена изменения угла наклона к турбулентному ($Re=10^4$) потоку овално-траншейной лунки в диапазоне от 0° до 90° для различных размеров периодических участков узкого канала от 6×6 до 8×8 . Оптимальный по критерию максимальной теплогидравлической эффективности угол поворота лунки составляет 45°-55°.

3. Интенсификация ламинарного и турбулентного теплообмена в узких облуненных каналах конечной длины ($80 \times 1 \times 4$) имеет целью моделирование течения в межреберном пространстве воздушных конденсаторов. Число Рейнольдса варьируется от 400 до 1500. Глубина варьируется от 0 до 0.39. Нижняя стенка канала с траншеями нагрета ($T=1.034$), верхняя стенка изотермическая ($T=1$). Рассматривается плотные компоновки овално-траншейных лунок от 20 до 31. Предпочтителен вариант с 31 однорядными траншеями, имеющими глубину 0.25. При $Re=10^3$ показано, что при однородном входном потоке рост максимальной скорости течения превысил 2.3, а суммарная относительная теплоотдача от облуненной стенки растет примерно вдвое при 46% увеличении гидравлических потерь.

1. Вихревые технологии для энергетики / А.И. Леонтьев, С.В. Алексеенко, Э.П. Волчков и др.; под общей ред. академика А.И. Леонтьева. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. 350с.
2. Isaev S.A., Schelchkov A.V., Leontiev A.I., Gortyshov Yu.F., Baranov P.A., Popov I.A. Tornado-like heat transfer enhancement in the narrow plane-parallel channel with the oval-trench dimple of fixed depth and spot area // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2017. V.109. P. 40–62.
3. Исаев С.А., Баранов П.А., Леонтьев А.И., Попов И.А. Интенсификация ламинарного течения в узком микроканале с однорядными наклоненными овално-траншейными лунками // ПЖТФ. 2018. Т. 44, Вып. 9. С. 73-80.

*Работа поддержана РФФИ
(гранты №№ 17-08-00148, 18-01-00210, 18-58-52005)
и Правительством РФ (грант 14.Z50.31.0003)*

НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК ПРИБРЕЖНОЙ СТРУИ НА ИНТЕНСИВНОЕ ШТОРМОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ

Коротаев Г.К.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Морской гидрофизический институт РАН», г. Севастополь

E-mail: gkorotaev@gmail.com

Краткосрочное интенсивное ветровое воздействие на поверхность океана приводит к возникновению инерционных колебаний с частотой колебаний f , определяемой проекцией вектора скорости вращения Земли на местную вертикаль [1]. С инерционными колебаниями, как правило, связано круговое вращение вектора скорости течений. Однако наблюдения зачастую показывают более разнообразное поведение скорости течений, отличающееся от простого кругового вращения [2]. В работах [3, 4] на основе точного решения нелинейных уравнений гидродинамики в приближении мелкой воды на так называемой f -плоскости показано, что годографы скорости инерционных колебаний, наложенных на узкую струю, объясняют наблюдаемое разнообразие годографов скорости течений.

Любопытным свойством найденного точного решения является его связь с преобразованием Галилея. В работе [4] показано, что любое точное решение уравнения мелкой воды на f -плоскости оказывается инвариантным относительно равномерного вращения этой плоскости как целого. Нужно только, чтобы вращение происходило с инерционным периодом, соответствующим инерционной частоте f . Именно поэтому найденное точное решение описывает возбуждение инерционных колебаний на фоне произвольно меняющихся во времени и по пространству течений однородной жидкости на неограниченной плоскости.

Однако наличие берегов существенно меняет развитие процесса. Инерционные колебания отражаются от берега в виде инерционно – гравитационных волн, уносящих энергию от берега [1]. В случае однородности процессов вдоль берега, ввиду наличия у уравнений мелкой воды на f -плоскости специфического лагранжевого инварианта, удается исследовать конечную стационарную стадию процесса, устанавливающуюся после излучения инерционно – гравитационных колебаний на бесконечность.

Наиболее простым является случай штормового воздействия на прибрежные течения на полубесконечной плоскости. Если при этом рассматривать бесконечно узкую прибрежную струю, то находится точное аналитическое решение, описывающее ее окончательное стационарное состояние.

Анализ этого решения показывает, что в зависимости от направления ветра, в конечном стационарном состоянии происходит смещение стрежня прибрежной струи по направлению к берегу или от берега относительно ее исходного положения. Кроме того происходит деформация прибрежной струи как результат передачи части энергии инерционных колебаний фоновому потоку. У берега возникает дополнительное течение, по своей структуре соответствующее таковому, появляющемуся в отсутствие вдольберегового потока. Имеется значительная асимметрия конечных стационарных режимов в зависимости от увеличения или уменьшения изначальной глубины бассейна с удалением от берега. При большой нелинейности существуют комбинации внешних параметров, при которых стационарное решение отсутствует. Представляется интересным дополнительное исследование эволюции струи течения с целью выявления возможности формирования нестационарного конечного состояния, включающего инерционно – гравитационные волны, захваченные между стрежнем потока и берегом. Возможность такого режима отмечалась в работах [5, 6].

Список литературы

1. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М: Мир, 1986. Т. 1, 396 с. Т. 2, 415 с.
2. Бондур В.Г., Сабинин К.Д., Гребенюк Ю.В. Характеристики инерционных колебаний по данным экспериментальных измерений течений на российском шельфе Черного моря // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53, №1. С. 12–22.
3. Коротаев Г.К., Сабинин К.Д. Инерционные колебания на течении со сдвигом скорости произвольного профиля // ДАН. 2017. Т. 475, № 2. С. 215–216.
4. Korotaev G.K. Inertial Oscillations and Galilean Transformation // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2018. Vol. 54, No. 2. pp. 201–205. © Pleiades Publishing, Ltd., 2018. Original Russian Text © G.K. Korotaev, 2018, published in Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk, Fizika Atmosfery i Okeana. 2018. Vol. 54, No. 2.
5. Reznik G.M., Zeitlin V., M Beh Jelloul. Nonlinear theory of geostrophic adjustment. Part 1. Rotating shallow water // J. Fluid Mech. 2001. V. 445. P. 93 – 120.
6. Калашник М.В. Захваченные волны и адаптация симметричных возмущений во вращающихся сдвиговых течениях // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44, №6. С. 848–855.

Работа поддержана РНФ (грант № 17-77-30001).

МНОГОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ И МЕЖФАЗНЫЙ ТЕПЛОМАССОБМЕН В СЛОЖНЫХ КАНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Кузнецов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: vladkuz@itp.nsc.ru

Одной из основных причин, сдерживающих разработку высокоэффективных двухфазных теплообменников большой производительности с рекордными характеристиками по удельной поверхности, является отсутствие надежных методов расчета процессов теплообмена, что обусловлено недостаточно изученным взаимодействием процессов переноса на микро- и макромасштабах [1]. Термогидравлическая эффективность таких аппаратов определяется структурой течений в сложных канальных системах и возможным блокированием рабочей поверхности при развитии макромасштабной неравномерности течения жидкости и пара. В данной работе рассмотрена многомасштабная структура противоточного газожидкостного течения и процессы теплообмена при разделении бинарных смесей в структурных насадках, получены закономерности теплообмена при кипении и конденсации хладонов и криогенных жидкостей в условиях спутного течения в двухфазных пластинчато-ребристых теплообменниках.

Представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований противоточного газожидкостного течения и теплообмена в сложных канальных системах теплообменников аппаратов, заполненных структурными насадками различного типа. В таких аппаратах жидкость стекает вниз под действием силы тяжести в виде тонкой пленки по поверхности насадки и пар поднимается вверх в условиях интенсивного массообмена на межфазной поверхности. Развита методика многомасштабного моделирования процессов межфазного теплообмена в таких системах, основанные на детальной структуре потоков жидкости и пара. Построена модель процессов теплообмена в сложных канальных системах структурных насадок, учитывающая самопроизвольную закрутку потока, вызванную взаимодействием потоков в слое смешения, которая достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы экспериментально обоснованных методов расчета современных ректификационных колонн и градилен. Установлено, что основной причиной самоорганизации противоточного течения в ректификационной колонне со структурной насадкой, приводящей к образованию крупномасштабных структур, является каскад многомасштабных процессов, возникающих при увеличении плотности пара по высоте колонны. Устойчивость течения газа в колонне при наличии межфазного массопереноса рассмотрена в рамках приближения Бусинеска, выделен безразмерный параметр N_{con} , определяющий соотношение гравитационных и инерционных сил при восходящем течении пара в колонне,

определены режимы течения, при которых число конвекции N_{con} существенно превышает единицу. Показано, что данные режимы течения являются наиболее опасными для развития конвективных течений в ректификационной колонне. Рассмотрено возникновение и развитие капиллярно-гравитационной неустойчивости при противоточном газожидкостном течении в колоннах со структурной насадкой, выявлены условия захлебывания и неравномерного распределения жидкости в колонне.

Теоретически и экспериментально рассмотрены процессы самоорганизации спутного парожидкостного течения и их влияние на процессы теплообмена при испарении и конденсации в каналах двухфазных пластинчато-ребристых теплообменников. Предлагаемая математическая модель течения основана на выделении двух областей течения в прямоугольных каналах: течение в углу канала, ограниченное межфазным мениском, и пленочное течение на стенках канала, и шивки решений с учетом условий сопряжения [2]. Расчеты показали, что формирование сухих пятен и увеличение коэффициента теплоотдачи в микрообласти вблизи контактной линии или линии соприкосновения мениск-пленка типичны для испарения жидкости в каналах двухфазных компактных теплообменников. Принципиально другой характер имеет структура течения при конденсации пара, когда максимальный поток конденсата наблюдается в области сверхтонкой пленки жидкости и выравнивает межфазную поверхность. Предложенная модель многомасштабной структуры течения и теплообмена при испарении и конденсации в каналах компактных пластинчато-ребристых теплообменников достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и закладывает основы экспериментально обоснованных методов расчета двухфазных компактных теплообменников для систем ожижения природного газа и криогенной техники.

Список литературы

1. Kuznetsov V.V. Heat and mass transfer with phase change and chemical reactions in microscale // Proc. Int. Heat Trans. Conf. IHTC14. Washington, D.C., 2010. Paper 22570.
2. Kuznetsov V.V., Safonov S.A. Fluid flow and heat transfer with phase change in minichannels and microchannels // Heat pipes and solid sorption transformations fundamentals and practical applications, eds. Vasiliev L.L., Kakac S. Boca Raton: CRC Press, 2013. P. 465–496.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 14-49-00010).

ТЕПЛОБМЕН И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Михеев Н.И.¹, Душин Н.С.¹, Газизов И.М.²

¹ Федеральный исследовательский центр «КазНЦ РАН»

² Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева - КАИ

E-mail: n.miheev@mail.ru

Изучение процессов переноса импульса и теплоты в пульсирующих потоках, несмотря на большую практическую значимость, относительно малоизученная проблема. Это объясняется, прежде всего, сложностью как самого явления, так и экспериментального либо численного моделирования таких течений. Безусловно, исследование процессов в пульсирующих потоках даже в гладких каналах является довольно сложной и трудоемкой задачей. Поэтому имеющийся на сегодняшний день теоретический и экспериментальный материал по гидродинамике и теплообмену турбулентных пульсирующих течений в как для гладких каналов, так и для отрывных течений не позволяет получать широкие обобщения в этой области и возможности для достоверного прогноза параметров таких течений.

Необычайно высокую чувствительность процессов переноса к вынужденным пульсациям потока демонстрируют полученные авторами новые экспериментальные данные по теплоотдаче в следе за расположенным на стенке канала поперечным выступом (рис.1). На всех режимах течения с вынужденными колебаниями потока с частотой f от 5 до 100 Гц относительная амплитуда колебаний скорости потока в представленной на рис.1 серии опытов была одинаковой и составляла 30% от средней скорости потока, которая так же во всех опытах была одинаковой. Жирная линия $f=0$ на рисунке соответствует условиям обтекания выступа стационарным потоком при таком же расходе теплоносителя. Как видно из рис.1, в некотором диапазоне частот вынужденные колебания весьма существенно интенсифицируют теплообмен, особенно в ближнем следе за выступом.

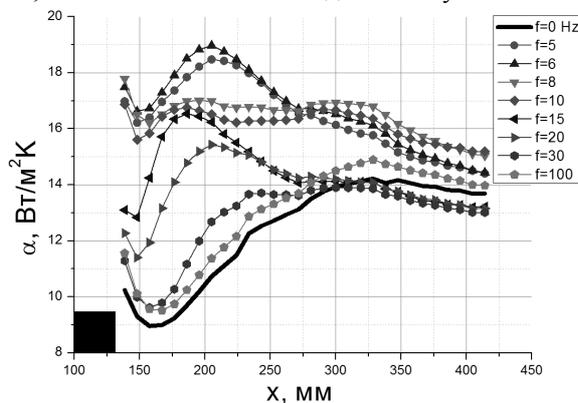


Рис. 1. Коэффициент теплоотдачи на стенке канала в следе за обтекаемым воздухом поперечным выступом на стационарном и пульсирующих режимах при $Re_h=3,4 \times 10^3$

Изучение гидродинамических процессов и характеристик турбулентности в нестационарных течениях до недавнего времени сдерживалось недостаточным пространственным и временным разрешением опти-

ческих методов измерения динамики векторных полей скорости потока. Не так давно появилась техника измерений SIV [1], главным отличием которой от классического PIV является использование в качестве трассеров не отдельных частиц, а дыма с непрерывным распределением яркости на изображении. SIV существенно расширяет возможности экспериментального исследования турбулентности и структуры течения в быстропотекающих процессах. На рис.2 показано сравнение характеристик турбулентности в пограничном слое на стационарном и ультравысокочастотном (относительная частота $\omega^+=0.075$, относительная амплитуда $\beta=0.3$) режимах.

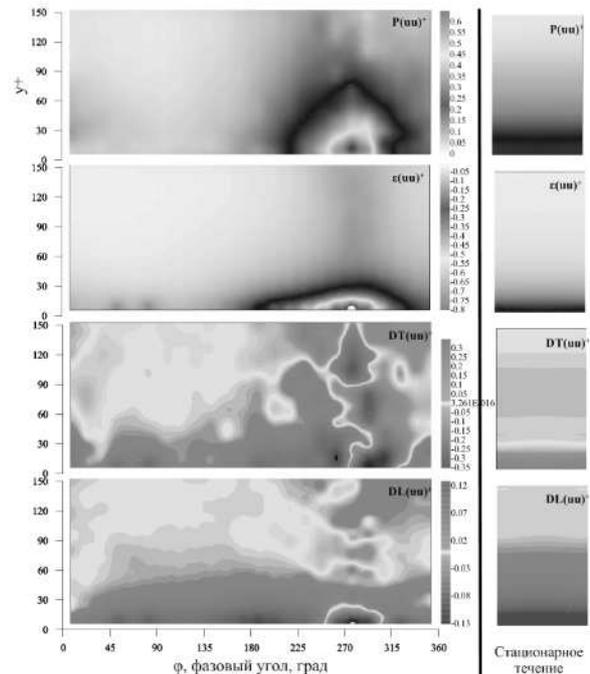


Рис. 2. Плотности генерации (P^+), диссипации (ε^+), турбулентной (DT^+) и молекулярной (DL^+) диффузии энергии пульсаций u' по фазовому углу периода колебаний; (слева: эволюция по фазе, справа: стационарное течение).

Как видно из рис.2, под влиянием вынужденных колебаний внешнего потока коренным образом изменяются члены уравнения баланса энергии турбулентности. Совместный анализ теплообмена и гидродинамических процессов, включая генерацию, диссипацию и диффузию турбулентности, позволяет глубже понять механизмы интенсификации процессов переноса в нестационарных течениях.

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

**НОВЫЕ ДАННЫЕ О МЕХАНИЗМЕ САМОПОДДЕРЖАНИЯ
ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ****Никитин Н.В., Пиманов В.О.**

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

e-mail: nvnikitin@mail.ru

В докладе будут представлены последние результаты численного исследования механизма самоподдержания турбулентного течения вблизи твердой стенки. Удивительно, что, несмотря на почти полутора вековую историю изучения, явление пристенной турбулентности на сегодняшний день в значительной степени остается непонятым. Мы не можем теоретически обосновать даже простейшие, хорошо известные из экспериментов зависимости, такие, например, как турбулентный закон сопротивления в круглой трубе. Основная проблема состоит в том, что среднее течение в пристенных потоках оказывается устойчивым к малым возмущениям. Таким образом, передача энергии пульсационному движению является сугубо нелинейным процессом.

В настоящее время доминирующей является точка зрения, что турбулентные пульсации рождаются в результате неустойчивости полосчатого движения, возникающего в пристенном слое турбулентного течения. Продольные полосы (стрики) в поле продольной компоненты скорости образуются под действием квазипродольных вихрей, а последние возникают в результате нелинейного взаимодействия мелкомасштабных турбулентных пульсаций. Таким образом, процесс самоподдержания пристенной турбулентности представляет собой замкнутый цикл. Нелинейное звено этого цикла – механизм порождения продольных вихрей является предметом исследования большого количества экспериментальных, теоретических и численных работ, однако консенсуса по этому вопросу до сих пор не достигнуто.

В настоящей работе нам удалось получить ясное и физически наглядное представление о механизме возникновения концентрированных продольных вихрей под действием пульсаций турбулентного потока. С этой целью нами изучен гидродинамический объект, который мы называем модельным турбулентным порывом. Со времен первых экспериментов О. Рейнольдса известно, что турбулентность в трубах на пороге своего возникновения проявляется в виде турбулентных порывов – локализованных в пространстве структур, разделенных участками ламинарного потока. Турбулентный порыв может рассматриваться как своеобразная единица турбулент-

ности, содержащая внутри себя все необходимые элементы для выживания и самоподдержания. В этом отношении турбулентный порыв является уникальным объектом для исследования. Турбулентный порыв адекватно реализуется в численных расчетах. Несмотря на локализованность в пространстве, он все же остается чрезвычайно сложным для исследования из-за стохастичности происходящих внутри него процессов. Нам удалось численно реализовать решения уравнений Навье–Стокса – модельные порывы, в некотором смысле аппроксимирующие турбулентный порыв, однако обладающие гораздо более простой пространственно-временной структурой [1,2]. Благодаря этому их свойству мы смогли полностью изучить механизмы их самоподдержания, в частности, выявить способ передачи энергии от среднего течения к пульсационному через образование концентрированных продольных вихрей [3].

Нами показано, что механизмы, найденные на примере модельного турбулентного порыва проявляются и в реальных турбулентных пристенных течениях. Обнаружено, что эти механизмы также ответственны за образование турбулентных вторичных течений (вторичных течений Прандтля 2-ого рода) в трубах некруглого поперечного сечения. Мы надеемся, что достигнутое понимание механизма генерации продольных вихрей и основанного на нем цикла самоподдержания пристенной турбулентности послужат базисом для отыскания эффективных средств управления турбулентными потоками.

Список литературы

1. Avila M., Mellibovsky F., Roland N., Hof B. Streamwise-localized solutions at the onset of turbulence in pipe flow // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 224502.
2. Никитин Н.В., Пиманов В.О. Численное исследование локализованных турбулентных структур в трубах // Изв. РАН МЖГ. 2015, №5. С. 64-75.
3. Никитин Н.В., Пиманов В.О. О поддержании колебаний в локализованных турбулентных структурах в трубах // Изв. РАН МЖГ. 2018, №1. С. 68-76.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-01-00140-а)*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПОТОЧНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ УГЛЯ В СРЕДЕ O₂-CO₂ ДЛЯ OXY-FUEL IGCC

Ральников П.А., Абаймов Н.А., Лаптев В.А., Рыжков А.Ф.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

e-mail: af.ryzhkov@mail.ru

Технология парогазовых установок с внутрицикловой газификацией (Integrated gasification combined cycle, IGCC) позволяет использовать самое дешёвое и распространённое топливо – уголь для производства электрической энергии с КПД более 50% [1]. Однако современные экологические требования к энергетическим технологиям вынуждают удалять из уходящих газов не только вредные вещества, такие как оксиды азота, серы и т.д., но и парниковый газ – CO₂. Это приводит к необходимости применения технологий улавливания CO₂ (Carbon capture and storage, CCS), которые понижают КПД примерно на 10% [2].

Принципиально технологии CCS IGCC делятся на три группы: pre-combustion (улавливание CO из синтез-газа до сжигания, что снижает образование CO₂), post-combustion (улавливание CO₂ из продуктов сгорания синтез-газа) и oxy-fuel (сжатие и утилизация всех продуктов сгорания, включая CO₂). Наиболее эффективной считается технология oxy-fuel, позволяющая сводить к нулю выбросы газов в атмосферу при поддержании относительно высокого КПД более 40% [2]. Разработка oxy-fuel IGCC требует перевода всего оборудования на работу в новых условиях. Газификатор в разрабатываемой УрФУ схеме oxy-fuel IGCC будет использовать в качестве дутья смесь O₂-CO₂, вместо воздуха или кислорода, а в качестве транспортирующего агента CO₂, вместо азота.

Ряд научных групп, участвующих в разработке японской oxy-fuel IGCC [2], провели экспериментальные и расчётные [3, 4] исследования на предмет адаптации двухступенчатого воздушного газификатора типа Mitsubishi Heavy Industries (MHI) к работе на смеси O₂-CO₂. В экспериментально-расчётном исследовании [3] рассматривается работа пилотного двухступенчатого газификатора с расходом угля 100 кг/ч, коэффициентом расхода кислорода 0,49-0,55, составом дутья: O₂=25-30%, CO₂=0-70%, N₂=0-75%. В работе [4] численно исследуется уже промышленный двухступенчатый газификатор с расходом угля 70 т/ч, коэффициентом расхода кислорода 0.4-0.45, составом дутья: O₂=25-45%, CO₂=0-75%, N₂=0-75%. При этом, во-первых, в обоих исследованиях диапазоны рабочих параметров достаточно ограничены, что объясняется в первом случае [3] техническими возможностями экспериментальной установки, а во втором [4] требованиями (максимальный КПД) к газификатору промышленного назначения. Во-вторых, обе работы рассматривали двухступенчатый газификатор, принцип действия которого специфичен. Всё это затрудняет получение фундаментальных знаний о процессе газификации угля в среде O₂-CO₂.

Цель настоящего исследования – получение фундаментальных знаний о процессе газификации кузнецкого каменного угля марки Д в среде O₂-CO₂.

Для достижения поставленной цели необходимо проведение экспериментальных и расчётных исследований. Чтобы получить универсальные знания в качестве экспериментальной установки выбран одноступенчатый газификатор НПО «ЦКТИ» с расходом топлива 5-15 кг/ч [5]. С целью выделения наиболее интересных и информативных экспериментальных режимов проведён ряд расчётных исследований, результаты которых приведены в настоящей работе.

Расчётные исследования включают в себя нульмерные термодинамические и трёхмерные численные. Первые проводятся с помощью метода максимизации энтропии, а вторые – методом вычислительной гидродинамики (CFD).

Расчётные методы позволяют достаточно легко и быстро исследовать широкий диапазон параметров работы экспериментальной установки. В работе приведены результаты двух серий расчётов: в первой варьировался состав дутья (O₂=0-100%, CO₂=0-100%) и коэффициент расхода окислителя при постоянном расходе угля и дутья; во второй изменялся состав дутья (O₂=0-100%, CO₂=0-100%) и расход угля при постоянном коэффициенте расхода окислителя и расходе дутья.

В результате проведения первой серии расчётов выявлено: при концентрации CO₂ в дутье больше 80% газификатор переходит в аллотермический режим работы; концентрации компонент синтез-газа не достигают своих равновесных значений на выходе из газификатора; для повышения степени автотермичности процесса и приближения состава синтез-газа к равновесному необходимо поддерживать коэффициент расхода окислителя больше теоретически необходимого.

Вторая серия расчётов показала: для проведения газификации с одним коэффициентом расхода окислителя при O₂ дутье топлива требуется значительно меньше, чем при CO₂ дутье; тепловыделения существенно возрастают при повышении доли O₂ в дутье.

Список литературы

1. Ryzhkov A., Bogatova T., Gordeev S. Technological solutions for an advanced IGCC plant // Fuel. 2018. V. 214. P. 63-72.
2. Oki Y., Hamada H., Kobayashi M., Yuri I., Hara S. Development of High-efficiency Oxy-fuel IGCC System // Energy Procedia. 2017. V. 114. P. 501-504.
3. Watanabe H., Tanno K., Umetsu H., Umemoto S. Modeling and simulation of coal gasification on an entrained flow coal gasifier with a recycled CO₂ injection // Fuel. 2015. V. 142. P. 250-259.
4. Watanabe H., Ahn S., Tanno K. Numerical investigation of effects of CO₂ recirculation in an oxy-fuel IGCC on gasification characteristics of a two-stage entrained flow coal gasifier // Energy. 2017. V. 118. P. 181-189.
5. Abaimov N.A., Osipov P.V., Ryzhkov A.F. Experimental and computational study and development of the bituminous coal entrained-flow air-blown gasifier for IGCC // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 754(11). 112001.



СЕКЦИЯ 1

Теплообмен и гидродинамика в однофазных средах



ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ НАТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ МИКРОСТРУИ ВОЗДУХА НА НАГРЕВАЕМУЮ ПЛАСТИНУ

Анискин В.М.¹, Маслов Н.А.^{1,2}

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: aniskin@itam.nsc.ru

Для исследования тепловых потоков при натекании микроструи на преграду была изготовлена экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. К медной пластине (1) толщиной 15 мм и диаметром 105 мм, помещённой в теплоизолятор из вспененного бетона (2), снизу теплопроводящим клеем прикреплены керамические нагревательные элементы (3). Сверху теплопроводящей пастой прикреплена пластина из фотополимерного композитного материала (4). Пластина (1) обеспечивает равномерный нагрев до температуры 90°C пластины (4), которая, в свою очередь обладает малой теплопроводностью. С помощью вертикальной подвижки сопло (5) помещается на заданном расстоянии от поверхности пластины (4). Распределение температур на поверхности пластины (4) фиксируется с помощью тепловизионной камеры FLIR с частотой до 1000 кадров в секунду.

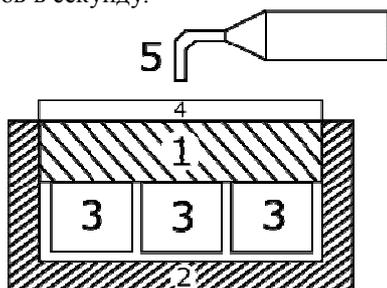


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования тепловых потоков при натекании сверхзвуковой микроструи на преграду

На рис. 2, в качестве примера, показано распределение температуры на поверхности пластины (изначально нагретой до 90°C) при натекании на нее микроструи из сопла диаметром 300 мкм с расстояния 3 мм.

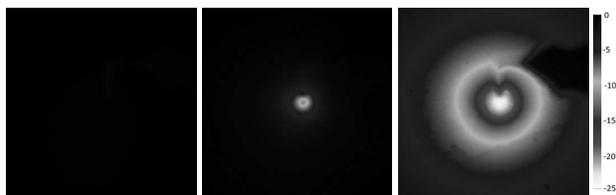


Рис. 2. Распределение температуры на поверхности нагретой пластины при натекании на неё микроструи из сопла диаметром 300 мкм с расстояния 3 мм через указанные промежутки времени

Распределение обладает центральной симметрией с зависимостью от расстояния до центра, представленной на рис. 3. По полученной зависимости темпе-

ратуры от времени в каждой точке пластины в предположении модели полубесконечной пластины вычислялись тепловые потоки.

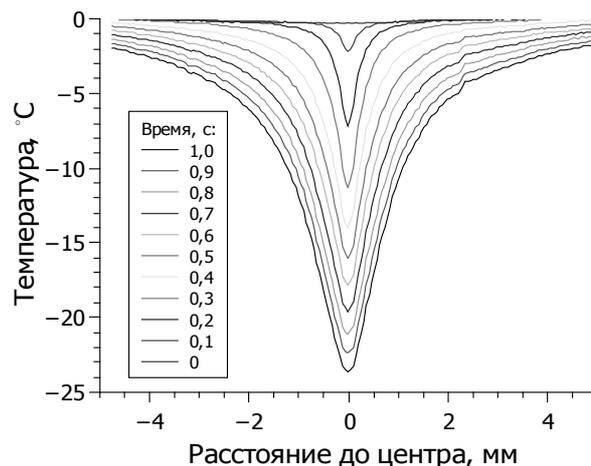


Рис. 3. Распределение температуры вдоль линии, проходящей через точку пересечения осью сопла с нагреваемой поверхностью.

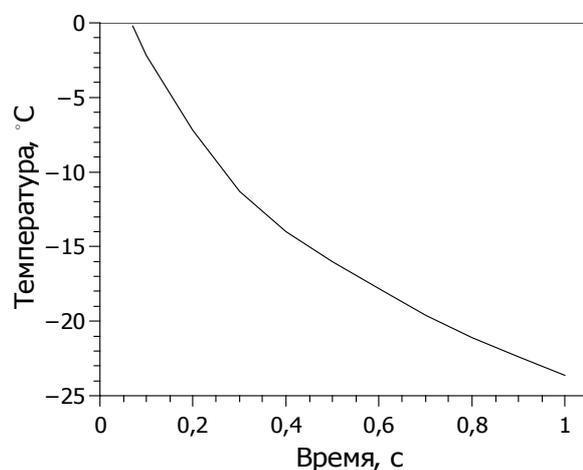


Рис. 4. Изменение температуры в точке пересечения оси сопла с нагреваемой поверхностью

Изменение температуры во времени (рис. 4 – в центре пластины) хорошо описывается корневой зависимостью, что говорит о том, что за время эксперимента тепловой поток в данной точке остаётся постоянным.

Работа поддержана РФФ
(грант № 17-19-01157).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ПУЧКА ТРУБ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Аслаев А.К.², Молочников В.М.^{1,2}, Михеев А.Н.¹, Душина О.А.¹

¹ Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева – КАИ

e-mail: albert_sc@mail.ru

В последнее время интенсивно разрабатываются активные методы увеличения теплоотдачи кожухотрубных теплообменников, среди которых наиболее перспективным является использование вынужденной нестационарности. Эффективность этого способа интенсификации подтверждается результатами исследования теплоотдачи поперечного кругового цилиндра в пульсирующем потоке [1]. Однако для пучка труб эксперименты ограничиваются изучением гидродинамики течения в межтрубном пространстве [2].

В настоящей работе представлены данные экспериментальных исследований структуры течения и теплообмена коридорного и шахматного пучка труб (цилиндров) с относительным шагом $t/d = 1,8$ и $1,2$ в стационарном и пульсирующем внешнем потоке. Пучок труб диаметром $d = 38$ мм устанавливался в рабочем участке установки, имеющем квадратное поперечное сечение $0,38 \times 0,38$ м и длину $2,73$ м, на расстоянии $1,1$ м от плавного входа в участок. Пучок включал пять рядов цилиндров по направлению потока и пять цилиндров в каждом ряду. Изучение структуры течения выполнялось за третьим рядом цилиндров. Средний цилиндр третьего ряда был сменным для возможности исследования теплоотдачи. Профили статистических характеристик течения в межтрубном пространстве измерялись с использованием метода SIV (Smoke Image Velocimetry). Коэффициент теплоотдачи цилиндра определялся из уравнения теплового баланса по темпу охлаждения цилиндра. Среднерасходная скорость в минимальном проходном сечении пучка была близка к $U_1 = 1$ м/с ($Re_1 = 2800$). Частота вынужденных пульсаций в экспериментах составляла 11 Гц ($Sh = 0,418$), а относительная амплитуда пульсаций составляла $\beta = 0,6$.

Эксперименты показали, что вынужденные пульсации скорости потока практически не оказывают влияния на распределение продольной компоненты скорости за цилиндром при обоих значениях относительного шага $t/d = 1,2$ и $1,8$ как для коридорного (рис.1) и шахматного пучка, а на распределение поперечной компоненты – только для шахматного пучка. Для коридорного пучка (при обоих t/d) отношение максимальных величин продольной и поперечной компонент вектора скорости потока составляет не более $1:10$, а для шахматного – порядка $1:4$.

От уровня турбулентных пульсаций потока в межтрубном пространстве в значительной степени зависит теплоотдача трубы в пучке. Исследования показали, что при $t/d = 1,8$ турбулентные пульсации продольной скорости в коридорном и шахматном пучке в пульсирующем потоке возрастают (рис.2), а

при $t/d = 1,2$ мало изменяются в коридорном и несколько снижаются в шахматном пучке труб.

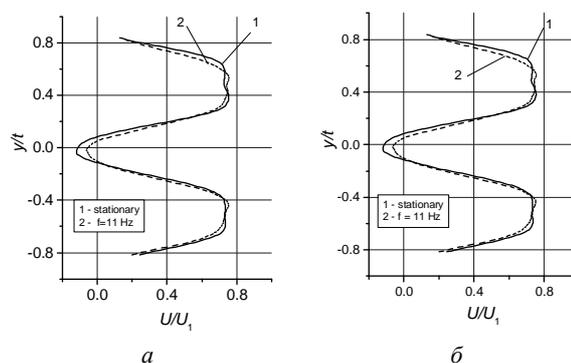


Рис.1. Профили продольной компоненты скорости потока в межтрубном пространстве шахматного пучка: а – $t/d = 1,8$, б – $1,2$

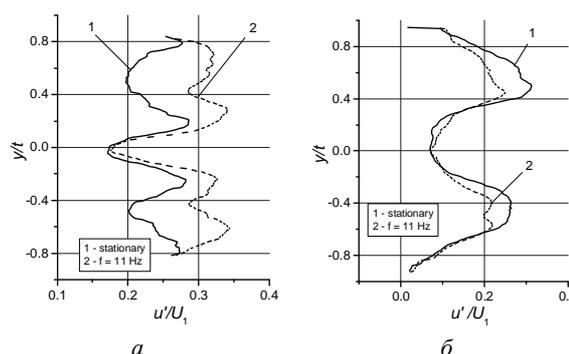


Рис.2. Профили пульсаций продольной компоненты скорости потока в межтрубном пространстве шахматного пучка: а – $t/d = 1,8$; б – $1,2$

Коэффициент теплоотдачи в коридорном пучке при $t/d = 1,8$ под действием вынужденных пульсаций возрастает до 25% по сравнению со стационарным режимом, а при $t/d = 1,2$ и в шахматном пучке при $t/d = 1,8$ этот прирост менее значительный. В шахматном пучке плотной упаковки ($t/d = 1,2$) наблюдается незначительное снижение теплоотдачи трубы в пучке в пульсирующем потоке. Выявлена взаимосвязь изменения теплоотдачи с особенностями вихревой структуры течения и закономерностями распределения статистических характеристик потока в межтрубном пространстве.

1. N.I. Mikheev, V.M. Molochnikov, A.N. Mikheev, O.A. Dushina. Hydrodynamics and heat transfer of pulsating flow around a cylinder // International Journal of Heat and Mass Transfer. Volume 109, June 2017, P. 254–265.
2. Konstantinidis E., Balabani S., Yianneskis M. Relationship between vortex shedding lock-on and heat transfer: Implications for tube bundles in cross-flow // Chemical Engineering Research and Design. – 2003. – Т. 81. – №. 6. – С. 695-699.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ МГД-ТЕПЛООБМЕН ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ

Беляев И.А., Бирюков Д.А., Сардов П.А., Разуванов Н.Г., Свиридов Е.В., Свиридов В.Г.

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва

e-mail: bia@ihed.ras.ru

Экспериментальные исследования гидродинамики и теплопередачи, под воздействием магнитного поля, выполняются в течение многих лет исследовательской группой МЭИ-ОИВТ [1]. Предполагаемые МГД-конфигурации, близкие к условиям реактора ТОКАМАК [2], изучались с использованием ртути в качестве модельной жидкости. Такой вид модельной жидкости позволяет минимизировать неопределенность результатов. Собранные данные включают в себя усредненные по времени температурные поля, распределения локальных температур стенки и статистических характеристик пульсаций температуры в потоке. Получение таких данных стало возможным благодаря уникальной технологии микротермопарных погружных зондов.

Недавние экспериментальные данные показали, что совместное воздействие сильного поперечного магнитного поля и плавучести проявляется в ранее неизвестных формах. Было обнаружено, что в потоке возникают неожиданные режимы течения жидкого металла, сопровождающиеся аномально высокими колебаниями температуры. Однако, существовавшие на тот момент экспериментальные возможности не позволяли ответить, будет ли это явление существовать в более сильных магнитных полях, так как подавление аномальных пульсаций температуры в максимально возможном магнитном поле (1 Тесла, число Гартмана до 500) обнаружено не было. Для выполнения этой задачи была создана новая экспериментальная установка. Контур РК-3 (HEattransfer Liquid Metal Experimental Facility (HELMEF)) был разработан и введен в эксплуатацию для исследования теплообмена и гидродинамики при ранее неизученных соотношениях параметров потока, таких как числа Рейнольдса, Гартмана и Грасгофа, в которых измеряются температура, скорость и их статистические характеристики. Новые экспериментальные данные были получены и обработаны путем построения температурных полей и полей температурных пульсаций характеристик. Измерения проводились при опускном течении ртути в круглой трубе под воздействием поперечного магнитного поля. Изученное поперечное сечение расположено в точке $z/d \sim 37$ от начала нагретой зоны экспериментальной секции.

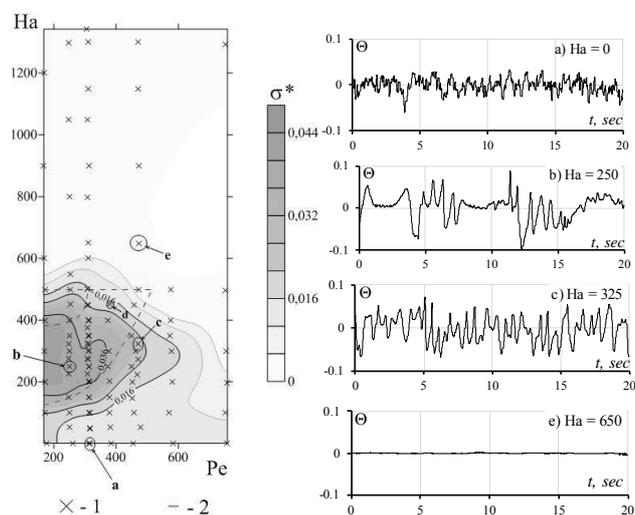


Рис.1 Распределение безразмерной интенсивности пульсаций температуры в исследованном диапазоне режимных параметров (Чисел Гартмана и Пекле), Числа Грасгофа $Gr = (0.5-1.2) \cdot 10^8$. 1 – экспериментальные точки, 2 – ранее определенные границы [3], а-е – примеры температурных сигналов в центре трубы.

В исследованном диапазоне режимных параметров при опускном течении в круглой трубе было обнаружено полное подавление пульсаций температуры в любой точке экспериментального сечения при числах Гартмана более 600 (Рис. 1). Этот результат получен впервые и благоприятен для проектирования технических устройств [4].

Список литературы

1. Батенин В. М. и др. Развитие экспериментальной базы исследований МГД-теплообмена перспективных ядерных энергоустановок // Теплофизика высоких температур. – 2015. – Т. 53. – №. 6. – С. 934-937.
2. Abdou M. et al. Blanket/first wall challenges and required R&D on the pathway to DEMO // Fusion Engineering and Design. – 2015. – Т. 100. – С. 2-43.
3. Melnikov I. A. et al. Experimental investigation of MHD heat transfer in a vertical round pipe affected by transverse magnetic field. Fusion Engineering and Design, 2016, Vol. 112, pp. 505-512.
4. Беляев И.А., Поддубный И.И., Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г. Оценка влияния пульсаций температуры на конструкцию жидкометаллического модуля реактора-токамака // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 1, с. 41–52.

*Работа поддержана РФФ
(проект № 14-50-00124).*

МЕХАНИЗМ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕЧЕНИЯ В КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

Васильев А.Ю.¹, Фрик П.Г.¹, А. Kumar², Степанов Р.А.¹, Сухановский А.Н.¹, М.К. Verma²

¹ Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия

² Indian Institute of Technology Kanpur, Kanpur, India

e-mail: vasiliev.a@icmm.ru

Тепловая конвекция в замкнутых объемах различной формы характеризуется разнообразием структуры течений и сложной временной динамикой. Большой интерес вызывает формирование крупномасштабной циркуляции (КМЦ), которая существенно влияет на процессы тепло и массопереноса. Большое количество исследований посвящено динамике КМЦ в цилиндрических полостях, в которых детально описаны особенности формирования и смена ориентации КМЦ (под ориентацией понимается направление оси вращения крупномасштабного вала). Работ посвященных особенностям турбулентной крупномасштабной циркуляции в кубических полостях сравнительно немного. В работе [1] для чисел Рэлея порядка 10^7 было показано, что КМЦ ориентируется перпендикулярно одной из вертикальных стенок куба. Смена ориентации КМЦ происходит в результате остановки КМЦ, после которой формирование КМЦ может происходить в том же или перпендикулярном направлении. При более высоких значениях чисел Рэлея ($Ra = 5 \times 10^8$) КМЦ ориентируется вдоль одной из диагоналей. Детальное исследование КМЦ в кубической полости [2-5] показало, что возможны случайные переориентации КМЦ с одной диагонали на другую. Вплоть до настоящего времени основным объяснением смены ориентации КМЦ является азимутальный поворот КМЦ [4,5]. Возможность поворота КМЦ как когерентной структуры вызывает большое сомнение, так как в данной системе нет явных источников которые могут вызвать спонтанное азимутальное движение. Поиск нового, непротиворечивого механизма, объясняющего наблюдаемые переориентации КМЦ, является целью представленной работы.

Выполненные экспериментальные исследования динамики крупномасштабной циркуляции в кубической полости показали, что переориентацию КМЦ нельзя объяснить как поворот крупномасштабного вала. Мы предлагаем рассматривать диагональную КМЦ как суперпозицию двух планарных КМЦ (ПКМЦ) в вертикальных ортогональных плоскостях xOz и yOz (рис. 1).

Если только одна из ПКМЦ изменяет направление движения (Рис. 1, а-д), то КМЦ изменяет свою ориентацию с одной диагонали на другую (Рис. 1, е-ф). Таким образом, динамика двух ПКМЦ определяет интенсивность и направление КМЦ. Представленный подход дает ясное и физически непротиворечивое описание динамики КМЦ.

Численное моделирование турбулентной конвекции Рэлея-Бенара в кубической полости проводилось при помощи открытого программного обеспечения

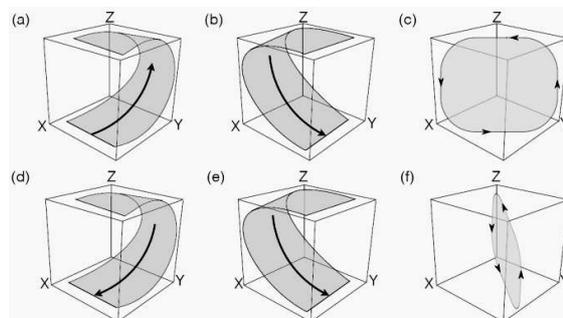


Рис. 1. Схематичное изображение двух ПКМЦ и результирующей КМЦ различной ориентации. Если одна из ПКМЦ изменяет направление движения (а-д), то КМЦ изменяет свою ориентацию с одной диагонали на другую (е-ф).

OpenFOAM 4.0. Для моделирования турбулентности использовался метод крупных вихрей (Large Eddy Simulation), а именно модель Смагоринского-Лилли. На всех границах задавалось условие прилипания. На верхней и нижней границе задавались постоянные значения температуры, а на боковых границах адиабатическое условие. Расчет проводился для числа Прандтля $Pr=0.7$ и числа Рэлея $Ra=10^8$. Использовалась неравномерная расчетная сетка с разрешением 64^3 , со сгущением в области твердых границ.

Результаты численного моделирования показали, что большая часть кинетической энергии трехмерного течения содержится в двух планарных валах, с осями вдоль осей x и y , что хорошо согласуется с представленным подходом. Энергия среднего движения относительно оси z пренебрежимо мала, что полностью исключает возможность поворота КМЦ как целого.

Список литературы

- Gallet B. et al. Reversals of a large-scale field generated over a turbulent background //Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. – 2012. – Т. 106. – № 4-5. – С. 468-492.
- Большухин М. А. и др. Об экспериментальных тестах (бенчмарках) для программных пакетов, обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике //Вычислительная механика сплошных сред. – 2012. – Т. 5. – №. 4. – С. 469-480.
- Vasiliev A. et al. High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – Т. 102. – С. 201-212.
- Bai K., Ji D., Brown E. Ability of a low-dimensional model to predict geometry-dependent dynamics of large-scale coherent structures in turbulence //Physical Review E. – 2016. – Т. 93. – №. 2. – С. 023117.
- Foroozani N. et al. Reorientations of the large-scale flow in turbulent convection in a cube //Physical Review E. – 2017. – Т. 95. – №. 3. – С. 033107.

Работа поддержана РФФ-DST.
(грант № 16-41-02012).

ТЕПЛОБМЕН ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ В ВИХРЕВЫХ ТРУБАХ

Веретенников С.В., Пиралишвили Ш.А., Евдокимов О.А.

Рыбинский государственный авиационный технический университет имени П.А. Соловьева, Рыбинск

e-mail: serveret@yandex.ru

Развитие авиационных и наземных газовых турбин требует увеличения температуры рабочего тела и повышения эффективности систем конвективного охлаждения теплонапряженных элементов проточного тракта за счет повышения качества процесса теплосъема на внутренней поверхности охлаждающих каналов. Одним из возможных путей решения этой проблемы является совершенствование процессов конвективного охлаждения за счет закрутки потока.

Эффективность применения вихревых энергоделителей в системах охлаждения зависит от выбора оптимальных геометрических и режимных параметров, однако на сегодняшний день теплообмен в вихревых трубах остается малоизученным. Ниже приведены некоторые результаты экспериментальных и численных исследований газодинамики и теплообмена в противоточной вихревой трубе.

Процесс переноса энергии в вихревой трубе в основном осуществляется в выявленных крупномасштабных структурах за счет сжатия и последующего расширения сжимаемой среды. Крупномасштабные вихревые структуры, формируемые прецессией приосевого вихря, сливаются в вихревой жгут, перемещающийся от соплового сечения к диффузорному. При этом элементы газа, перемещающиеся с более низких радиальных сечений на более высокие, сжимаются за счет наличия градиента давления, разогреваются и передают избыточное тепло окружающим их массами газа. В процессе их обратного перемещения от более высоких радиальных позиций к более низким они охлаждаются. Их температура становится ниже температуры газа на более низких радиальных позициях, и они отбирают от них энергию в форме тепла и вновь перемещаются в реализуемом круговом вихре на более высокую радиальную позицию, где вновь тепло отводится в окружающую среду.

Стенки вихревой трубы неадиабатны и коэффициенты теплоотдачи на поверхности составляют от 200 до 2500 Вт/(м²К) (рис. 1), что хорошо согласуется с опытными результатами.

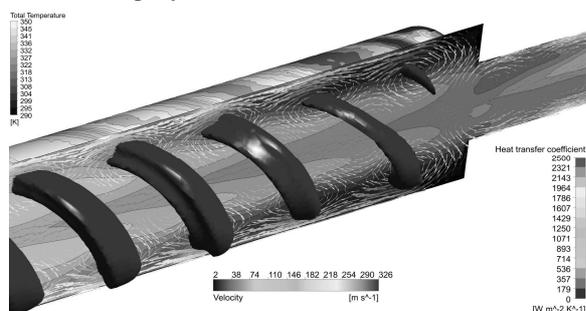


Рис. 1. Структура течения в камере энергоделения вихревой трубы и распределение коэффициентов теплоотдачи по её поверхности.

Для оценки влияния теплообмена на процесс энергоделения в вихревой трубе, а также зависимости теплоотдачи от масштаба вихревой трубы, исследованы трубы различного диаметра: 20; 10; 5; 2 мм. Интенсивность теплоотдачи от закрученного потока к стенке вихревой трубы обусловлена передачей энергии в форме тепла от периферийного квазипотенциального вихря к стенкам камеры энергоделения. Высокие значения окружной компоненты скорости периферийного вихря и подогрев периферийных масс газа в результате энергоделения, также имеют высокое влияние на интенсивность теплоотдачи. Наибольшие значения локального коэффициента теплоотдачи от 1200 до 2500 Вт/(м²К) наблюдаются в области соплового ввода. По длине трубы от соплового ввода к дросселю происходит уменьшение коэффициента теплоотдачи примерно на 70% вследствие уменьшения окружной компоненты скорости. С ростом давления на входе в вихревую трубу наблюдается возрастание коэффициента теплоотдачи на начальном участке. Повышение уровня окружных скоростей в какой-то степени обуславливает рост величины градиента радиального давления. Подогрев стенки трубы происходит из-за диссипации энергии. Гидравлика вихревой трубы (протяженность камеры энергоделения, величина отверстия диафрагмы, наличие крестовины на выходе подогретого потока) определяет интенсивность затухания окружного момента импульса и, следовательно, изменение величины коэффициента теплоотдачи по длине камеры энергоделения. Полученные в результате численных расчетов данные согласуются с результатами проведенных экспериментов В.М. Бродяского и А.В. Мартынова, где наблюдается резкое снижение коэффициента теплоотдачи на первых калибрах вихревой трубы и плавное - на последних.

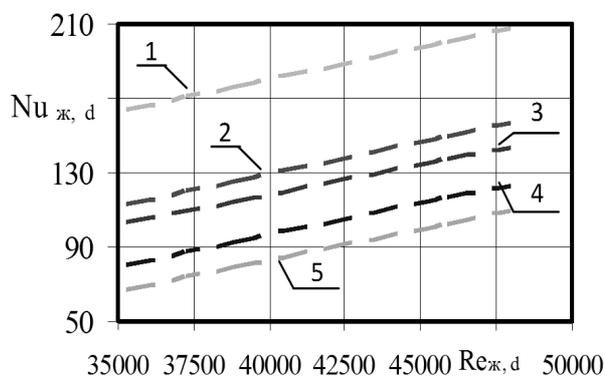


Рис. 2. Средняя теплоотдача от воздуха к поверхности вихревой трубы: 1 – $\mu=0,32$; 2 – $\mu=0,4$; 3 – $\mu=0,74$; 4 – $\mu=0,48$; 5 – $\mu=0,55$.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-08-00974).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ВЕНОЗНОМ КЛАПАНЕ

Гатаулин Я.А.¹, Юхнев А.Д.¹, Росуховский Д.А.²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

² Институт экспериментальной медицины, Санкт-Петербург

e-mail: yakov_gataulin@mail.ru

Венозная система изучена гораздо меньше, чем артериальная. В последнее время возник интерес к изучению венозной гемодинамики для совершенствования методов диагностики и лечения заболеваний вен и угрожающих жизни тромботических осложнений [1-4].

Основные отличия венозной гемодинамики от артериальной: слабопульсирующий характер течения, нелинейные упругие свойства стенок вен, которые способны к сильным сжатиям/растяжениям (в том числе коллапсу), наличие венозных клапанов, действие "мышечного насоса", заключающееся в участии окружающих вену мышц в движении венозной крови.

В основе хронических заболеваний вен лежат два нарушения: закупорка вены и несостоятельность клапанов. Несостоятельность клапана возникает при неполном смыкании двух его створок, вследствие чего происходит обратный ток крови – рефлюкс. С помощью численного моделирования можно получить достаточно большое количество информации о течении в венозном клапане и установить влияние параметров течения на величину рефлюкса [5].

В настоящей работе исследована двумерная симметричная модель клапана подколенной вены с неполным смыканием створок, построенная по данным клинических измерений (рис. 1). Радиус вены 5 мм, длина створки 4,7 мм. Отношение толщины створки к ее длине составляет примерно 0,09. На входной границе задавалось изменение скорости во времени [2], на выходной – постоянный уровень давления. Время цикла равно 1,7 с. Для жидкости выбрана ньютоновская модель [3]. Использовано приближение жестких стенок ввиду малости их перемещений для подколенной вены. Механические свойства створки клапана: $E = 2$ МПа, $\nu = 0.3$, $\rho = 1200$ кг/м³ [3]. Характерное число Рейнольдса, построенное по диаметру вены и максимальной за цикл скорости, равно 200. При данных условиях течение является ламинарным.

Геометрическая модель венозного клапана построена в программе SolidWorks в виде трех отдельных доменов – стенка вены, створки вены и область жидкости. Проведен расчет течения жидкости с помощью технологии fluid-structure interaction (FSI), которая реализована в виде совместного решения уравнений жидкости (Навье-Стокса) и твердого тела (створок клапана) с помощью лагранжево-эйлеровского подхода. Гидродинамические расчеты

выполнялись в программном комплексе Ansys Fluent, механические – в Ansys Mechanical

Поле осевой скорости показано на рис.1 в момент максимального открытия клапана (0,8 с). Область рециркуляции, в которой жидкость движется с относительно небольшой скоростью, наблюдается за створками, в синусе (расширении за клапаном), причем центр вихря находится не в центре синуса, как можно предположить, а ниже по потоку. Между створками формируется интенсивная струя. Характерно наличие двух максимумов скорости на оси струи: первый – между створками, второй – между вихрями. В фазу закрытия створок течение за клапаном характеризуется формированием множества вихрей.

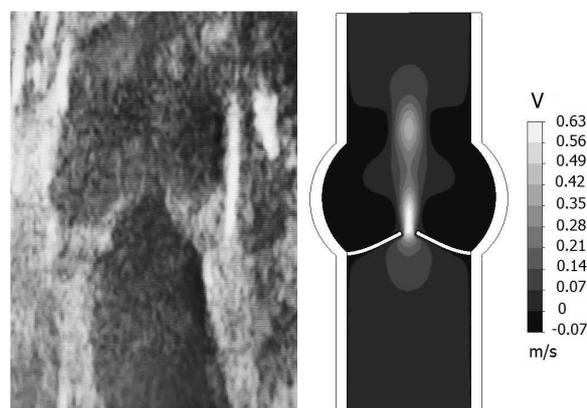


Рис. 1. Ультразвуковое изображение клапана подколенной вены (слева), поле осевой скорости в момент максимального открытия клапана (справа)

Список литературы

1. Lurie F., Kistner R.L., Eklof B., Kessler D. Mechanism of venous valve closure and role of the valve in circulation: a new concept // Journal of Vascular Surgery 2003. V. 38. P. 955–961.
2. Soifer E., Weiss D., Marom G., Einav S. The effect of pathologic venous valve on neighboring valves: fluid–structure interactions modeling // Med Biol Eng Comput. 2017. V. 55, No. 6. P. 991–999.
3. Wijeratne N.S., Hoo K.A. Numerical studies on the hemodynamics in the human vein and venous valve // American control conference, Washington. 2008. P.1-6.
4. Simão M., Ferreira J.M., Mora-Rodríguez J., Ramos H.M. Identification of DVT diseases using numerical simulations // Med Biol Eng Comput. 2016. V. 54. P. 1591–1609.
5. Labropoulos N., Tiongson J., Pryor L. et al. Definition of venous reflux in lower-extremity veins // Journal of Vascular Surgery. 2003. V. 38. No. 4. P. 793-798.

ЭВОЛЮЦИЯ ТРЁХМЕРНЫХ ВОЛН НА ВЕРТИКАЛЬНО СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТА

Гейнц О.М.^{1,2}, Архипов Д.Г.¹, Вожаков И.С.¹, Гузанов В.В.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный технический университет

e-mail: heinz.oksana@gmail.com

Плётки жидкости, стекающие по различным поверхностям, широко встречаются как в природе, так и технологических установках, например, теплообменниках, охладителях и т.п. Как известно, неустойчивость свободной поверхности приводит к образованию волн, которые существенно влияют на интенсивность процессов переноса. Поэтому правильное определение характеристик возникающих волн является важной задачей. Современный уровень развития вычислительных систем позволяет проводить численное моделирование процессов в стекающих плёнках в широком диапазоне параметров. Причем моделирование в некоторых случаях (например, в труднодоступных местах) становится более предпочтительным ввиду большой трудоёмкости или даже невозможности проведения экспериментов. Численное исследование полной системы уравнений Навье-Стокса в трёхмерном случае является очень трудоёмкой процедурой. Поэтому на практике используются упрощённые уравнения.

Широко известна модельная система уравнений полученная В. Я. Шкадовым на основании предположения о том, что продольная скорость в плёнке имеет автомодельный полупараболический профиль. Несмотря на известные недостатки (например, неправильное определение критического числа Рейнольдса) модели на основе этого уравнения позволяют получать достоверные результаты в трёхмерном случае в широком диапазоне Re . Так, например, характеристики стационарных трёхмерных волн на вертикальных пленках жидкости хорошо согласуются с экспериментальными данными [1]. Однако большая часть волн на поверхности пленок являются эволюционирующими, а детального сравнения теоретических и экспериментальных данных об особенностях эволюции трёхмерных волн ранее не проводилось. Поэтому целью данной работы является сравнение расчётных и экспериментальных данных об основных закономерностях развития трёхмерных волн на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости.

Экспериментальное исследование эволюции локализованного возмущения проводилось на поверхности вертикально стекающей пленки жидкости в диапазоне чисел Рейнольдса пленочного течения $5 < Re < 30$. В качестве рабочих жидкостей использовались водоглицериновый раствор с плотностью $\rho=1070$ кг/м³, вязкостью $\nu=2,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с и коэффициентом поверхностного натяжения $\sigma=0,065$ кг/с² и дистиллированная вода ($\rho=998$ кг/м³, $\nu=0,994 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\sigma=0,072$ кг/с²). Для исследования волновой картины на поверхности толщина плёнки регистрировалась в различных экспериментах либо локальными

датчиками электропроводности, либо полевым методом Лазерно-Индукционной Флуоресценции (ЛИФ).

Возбуждение трёхмерных волн производилось ударом капли рабочей жидкости в верхней части течения. Энергия возбуждения (масса и скорость капли) варьировалась в широком диапазоне. Рабочей областью являлся участок безволновой плёнки в верхней части течения, что позволило исключить влияние взаимодействия волн на характер эволюции.

Для сравнения с экспериментальными данными в указанном диапазоне параметров проводился численный расчёт на основе системы уравнений Шкадова следующим образом (более детально см., например, в [2]): функции h (локальная толщина плёнки) и q (локальный расход жидкости) подставляются в уравнения системы в виде пространственного ряда Фурье, что дает нам бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений на Фурье-гармоники $h_n(t)$ и $q_n(t)$. Полагая, что все $h_n(t)$ и $q_n(t)$ с индексами $n > N$ равны нулю, приходим к ее конечномерному аналогу. Получившуюся систему обыкновенных дифференциальных уравнений решаем методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Таким образом производился расчет эволюции во времени. В качестве начальных условий задавалось гладкое поле толщины с одиночным положительным куполообразным возмущением.

Получаемые в расчетах волновые картины хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями, несмотря на различия в форме начального возмущения. Причем реализующиеся в экспериментах два универсальных сценария эволюции также обнаруживаются в расчетах. Первый сценарий – это образование цуга волн при малой энергии возбуждения. Он реализуется в расчётах при малой амплитуде начального возмущения. При увеличении амплитуды в расчетах наблюдается эволюция в виде уединённой волны. Это второй универсальный сценарий, который реализуется в экспериментах при превышении энергией возбуждения некоторого порогового значения.

Список литературы

1. Демёхин Е.А., Калайдин Е.Н., Шапарь С.Н., Шелестов В.С. Устойчивость трехмерных солитонов в вертикально стекающих пленках жидкости // ДАН. 2007. Т. 413. № 2. С. 193-197.
2. Vozhakov I.S., Arkhipov D.G., Tselodub O.Y. Simulating the nonlinear wave mode evolution in the problem of the falling thin layer of a viscous liquid // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2016. – Т. 754. – №. 3. – С. 032022.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-10449).

**МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
В ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДОЛЬНОГО ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ**

Гольцман А.Е., Саушин И.И.

ФИЦ КазНЦ РАН, Казань

e-mail: an116ya@mail.ru

Наличие продольного градиента оказывает существенное влияние на развитие пограничного слоя. Экспериментальные исследования турбулентного пограничного слоя при положительном градиенте давления, выполненные с помощью измерения мгновенной скорости точечными методами, достаточно полно разяснили физическую основу механики таких течений. По результатам измерения точечными методами показано, что в пограничном слое с продольным градиентом давления профиль скорости соответствует профилю скорости при безградиентном течении до координаты $y/\delta \approx 0.45$. Однако при приближении к внешней границе пограничного слоя продольный градиент давления приводит к росту отклонения формы профиля от закона стенки. В связи с этим одной из первых актуальных исследовательских задач было определение универсального соотношения для описания влияния градиента давления на профиль скорости в координатах закона стенки. На основе эмпирических данных автор [1] предложил рассматривать функцию, описывающую профиль скорости в пограничном слое расширяющегося канала, как суперпозицию логарифмического закона стенки и закона следа

$$U^+ = 5.5 + 5.5 \log_{10} y^+ + \Pi \sin^2 \left(\frac{\pi y}{2\delta} \right), \quad (1)$$

где Π , согласно [2], – линейная функция от $C_f^{-0.5}$. В [3] отмечено несоответствие полученных экспериментальных данных некоторым аспектам теории длины пути смещения, справедливых для безградиентного пограничного слоя. В [4] это несоответствие исследовано и описано более подробно: обнаружен рост градиента длины пути смещения со значения $\kappa=0.41$ – в районе начала логарифмического профиля до значения $\kappa=0.78$ – на границе пограничного слоя. Однако это не повлияло на профиль средней скорости вблизи стенки, который удовлетворял закону стенки с константой Кармана $\kappa=0.41$. В работах [2, 4-5] отмечено появление второго пика на профилях касательных напряжений в центральной части по толщине пограничного слоя в области $y/\delta \approx 0.45$, которые почти в шестнадцать раз превосходят значение касательного напряжения на стенке [4], что свидетельствует о появлении новой зоны генерации энергии и её диффузии по направлению к стенке. Уровень генерации турбулентности в области $y/\delta \approx 0.45$ не уступает по интенсивности пристеночной

зоне и линейно зависит от величины безразмерного параметра градиента давления β .

Очевидно, что появление второго пика на профилях турбулентных пульсаций свидетельствует о существенном перестроении механизмов генерации, диффузии и диссипации энергии турбулентности по сравнению с безградиентным пограничным слоем. Однако, несмотря на актуальность и научный интерес к этой задаче, подробное исследование было невозможно по причине недостаточного пространственного разрешения экспериментальных и численных методов. В данной работе, благодаря использованию полевого оптического метода измерений Smoke Image Velocimetry (SIV) с хорошим пространственным и временным масштабами измерения, соизмеримыми с линейными и временными масштабами диссипации вихрей Колмогорова, впервые удалось подробно описать последовательность процессов генерации, диффузии и диссипации энергии турбулентности в области $y/\delta \approx 0.45$ пограничного слоя в условиях продольного положительного градиента давления.

Показано, что в области $y/\delta \approx 0.45$, помимо роста значений напряжений, наблюдается существенный рост моментов турбулентных флуктуаций скорости третьего порядка и их пространственного градиента, описывающего турбулентный диффузионный перенос энергии.

Таким образом, при наличии продольного положительного градиента давления в пограничном слое в области $y/\delta \approx 0.45$ возникают новые процессы генерации турбулентности, интенсивность которых зависит от величины безразмерного параметра градиента давления.

Список литературы

1. Coles D. The law of the wake in the turbulent boundary layer //Journal of Fluid Mechanics. 1956. Vol. 1. № 2. pp. 191-226.
2. Elsberry K. et al. An experimental study of a boundary layer that is maintained on the verge of separation //Journal of Fluid Mechanics. 423 (2000). pp. 227-261.
3. Perry A. E., Schofield W. H. Mean velocity and shear stress distributions in turbulent boundary layers //The Physics of Fluids. – 1973. Vol. 16. № 12. pp. 2068-2074.
4. Skåre P. E., Krogstad P. A turbulent equilibrium boundary layer near separation //Journal of Fluid Mechanics. 272 (1994). pp. 319-348.
5. Cutler A. D., Johnston J. P. The relaxation of a turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient //Journal of Fluid Mechanics. 200 (1989). pp. 367-387.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА НА ШЕРОХОВАТЫХ ТЕЛАХ ЗАТУПЛЕННОЙ ФОРМЫ ПРИ $M=6$

Громько Ю.В., Бунтин Д.А., Поливанов П.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

e-mail: yurkonsk@gmail.com

Шероховатость поверхности может оказать существенное влияние на распределение теплового потока на гиперзвуковых летательных аппаратах, что в основном обусловлено смещением области ламинарно-турбулентного перехода. Высокие тепловые нагрузки могут вызвать изменение шероховатости поверхности во время полета вследствие абляции теплозащитного материала, эрозии поверхности. Возникновение шероховатости на носовой части наиболее вероятно, потому что обычно в этой области имеется максимум тепловой нагрузки. Причем возникновение перехода на носовой части может привести к турбулизации всей поверхности летательного аппарата [1, 2].

Данные о влиянии одиночной и распределенной шероховатостей, расположенных непосредственно на затупленном носике модели, на положение ламинарно-турбулентного перехода и на развитие возмущений в пограничном слое были получены с помощью теневых и тепловизионных методов на конусе с углом полураствора 7° для радиусов притупления носика $R = 2, 3, 5$ мм, а также при помощи высокочастотных измерений поверхностного давления пьезодатчиками РСВ.

Эксперименты проводились в гиперзвуковой аэродинамической трубе «Транзит - М» при числе $M = 5,95$ в диапазоне чисел Рейнольдса $Re_1 = (4,2 \div 69,7) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Были рассмотрены два типа шероховатости: распределенная (см. рис. 1а) и одиночная (см. рис. 1б, в). Распределенная шероховатость (высота шероховатости $Ra \approx 28, 46, 60$ мкм для $R = 2, 4, 5$ мм, которая определяется как среднеквадратичное отклонение поверхностных углублений или выпуклостей от средней линии поверхности) изготавливалась при помощи двух видов калиброванного песка, наклеенного на носик, песок наносился под углом $\Theta = 90^\circ$, а затем, по мере надобности, счищался до нужного угла. В качестве материала для изготовления одиночной шероховатости была выбрана леска, которая позволяла с высокой точностью контролировать диаметр шероховатости.

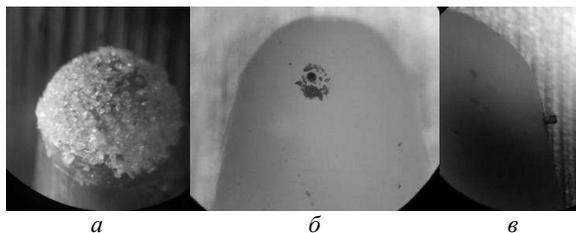


Рис.1 Носики с шероховатостями:

а – распределенная шероховатость;

б – одиночная шероховатость $R_n = 2$ мм, $k = 100$ мкм;

в – одиночная шероховатость $R_n = 5$ мм, $k = 480$ мкм.

Положение перехода определялось по данным измерения теплового потока на поверхности конуса тепловизионной камерой Flir sc7000, которая позволяла измерять поля температур с частотой $250 \div 300$ Гц. Для нахождения величины нестационарного теплового потока был применен алгоритм о распространении тепла в полубесконечном теле. Исследование эволюции возмущений в пограничном слое осуществлялось при помощи высокочастотных пьезодатчиков РСВ 132А31.

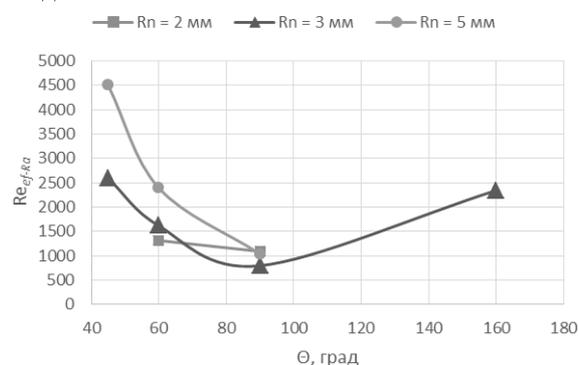


Рис. 2. Зависимость единичного числа Рейнольдса, при котором произошел ламинарно-турбулентный переход, умноженного на среднюю высоту шероховатости ($Re_{ef-Ra} = Re_1 \cdot Ra$) от угла нанесения шероховатости Θ . ($\Theta = 160^\circ$ соответствует нанесению шероховатости на стыке носика и основной части модели).

Было экспериментально исследовано эффективное влияние одиночной и распределенной шероховатостей на положение ламинарно-турбулентного перехода. График эффективных единичных чисел Рейнольдса, умноженных на значения Ra , при которых происходил переход на носике модели при разных углах нанесения распределенной шероховатости, показан на рис. 2. Видно, что для всех исследуемых радиусов притупления и размеров шероховатости минимальное единичное число Рейнольдса, при котором ламинарно-турбулентный переход происходил на носике модели, соответствует углу $\Theta = 90^\circ$. Таким образом, для притуплений, близких к сферическим, наиболее критическое место расположения шероховатости находится около линии сопряжения сферической части и конуса: $\Theta \approx 90^\circ$.

Список литературы

1. Schneider S.P.: Effects of Roughness on Hypersonic Boundary-Layer Transition.// J. Spacecraft and Rockets. 2008. V 45, P. 193–209.
2. Bountin D.A., Gromyko Yu.V., Maslov A.A., Polivanov P.A., Sidorenko A.A. Effect of the surface roughness of blunt cone forebody on the position of laminar-turbulent transition.// Thermophysics and Aeromechanics. 2016. V. 23, P. 629–638.

Работа поддержана РНФ (проект № 14-11-00490П).

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОТДАЧИ В КОНФУЗОРЕ ПРИ ПУЛЬСАЦИЯХ ПОТОКА

Давлетшин И.А., Паерелий А.А.

Федеральный исследовательский центр «КазНЦ РАН», Казань

E-mail: davlet60@mail.ru

Наличие отрицательного (благоприятного) градиента давления в канале может сопровождаться затягиванием ламинарно-турбулентного перехода или реламинаризацией потока. При этом особенности гидродинамических процессов влияют и на тепловые процессы в таких течениях [1, 2]. Для нестационарных течений картина течений становится еще более сложной [3, 4]. В частности пульсации потока могут привести к возникновению вихревых дорожек и заметной интенсификации теплообмена [4].

В данной работе проводились экспериментальные исследования теплоотдачи на установке, представленной на рис. 1. Рабочий участок представлял собой плоский канал длиной 1,2 м и шириной 150 мм. В конфузурном участке 3 канала с углом сужения $\varphi=30^\circ$ высота входного сечения составляла $h_0=100$ мм, выходного – $h_1=40$ мм. Канал имел плавный в одной плоскости вход и состоял из трех участков: предвключенный участок постоянного сечения, конфузурный участок длиной $L=104$ мм и поствключенный участок постоянного сечения.

Пульсации потока воздуха на рабочем участке установки создавались пульсатором 4, в котором проходное сечение на выходе из канала периодически перекрывалось вращающейся заслонкой.

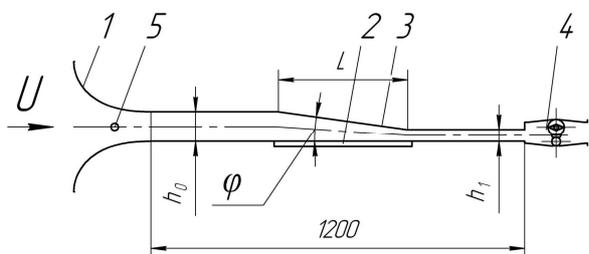


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 – входное устройство; 2 – теплообменная стенка;
3 – конфузурный участок; 4 – пульсатор; 5 – термометр.

Теплообменная стенка представляла собой пластину (печатную плату) из стеклотекстолита толщиной 1,6 мм. Для устранения утечек тепла наружная поверхность пластины была покрыта слоем пенопласта. Медный слой на поверхности платы был вытравлен в виде единой дорожки. Эта дорожка функционально была поделена на 33 участка, которые занимали участки длиной 13 мм и шириной 100 мм. Таким образом, медное покрытие платы представляло собой 33 термометра сопротивления, которые измеряли локальные значения температуры стенки в опытах с шагом 13,6 мм по длине.

Теплоотдача исследовалась при охлаждении предварительно нагретой стенки потоком воздуха комнатной температуры. Опыты проводились в диапазоне вынужденных частот $f=(0 \div 140)$ Гц и двух

уровнях относительных амплитуд скорости $\beta=A_U/U \sim 0,3$ и $\beta \sim 0,8$.

Характерные распределения коэффициента теплоотдачи α при среднерасходной скорости потока на входе $U_0=2,2$ м/с ($Re=U_0 \cdot h_0/\nu=1,5 \times 10^4$) приведены на рис. 2. За начало координат $x=0$ здесь взято входное сечение рабочего участка (на стыке с входным устройством). Пунктирными линиями показаны границы конфуззора.

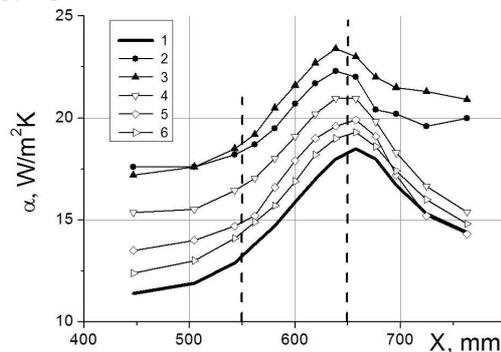


Рис. 2. Коэффициент теплоотдачи на стационарном (1) режиме и при пульсациях потока с частотами 10 (2), 20 (3), 40 (4), 50 (5) и 140 Гц (6): светлые значки – $\beta=0,3$; темные – $\beta=0,8$.

На конфузурном участке канала во всем диапазоне частот пульсаций наблюдается монотонное нарастание коэффициента теплоотдачи α . При этом за конфузуром распределения α имеют нисходящий характер, что согласуется с представлениями о формировании нового теплового пограничного слоя. Однако на пульсирующих режимах с большой амплитудой на выходе из конфуззора падение коэффициента теплоотдачи имеет тенденцию к прекращению на некотором расстоянии. Данный факт, по-видимому, может быть связан с отрывными явлениями на выходной кромке конфуззора. Взаимодействие отрывной области с вынужденными пульсациями большой амплитуды способно формировать в этой части канала регулярную вихревую дорожку приводящую к интенсификации тепло- и массообменных процессов.

1. Kays W. M., Kearney D. W., Moffat R. J. The turbulent boundary layer-Experimental heat transfer with strong favorable pressure gradients and blowing. – 1970.
2. E.P. Volchkov, M.S. Makarov, A.Yu. Sakhnov. Heat transfer in the boundary layer with asymptotic favorable pressure gradient / International Journal of Heat and Mass Transfer 55 (2012) 1126–1132.
3. Турбулентное течение газа при гидродинамической нестационарности / Дрейцер Г.А., Краев В.М. Красноярск: Сиб. аэрокосм. акад. 2001. 147 с.
4. Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока / ТВТ. 2012. Т. 50, №3. с. 442-449.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-08-00889).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНСТРУКЦИИ И РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЦИКЛОИДАЛЬНОГО ПРОПЕЛЛЕРА НА ЕГО АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

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

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Сибирский федеральный университет, Красноярск

e-mail: dek_art@mail.ru

После полувекового застоя в разработке летательных аппаратов с циклоидальными пропеллерами, эта тема вновь стала актуальной, тематикой занимаются научные коллективы из Южной Кореи, Сингапура, США, Китая, создана объединенная европейская корпорация CROP. Связано это в первую очередь с широким шагом в развитии электродвигателей, аккумуляторных батарей и систем управления. Несмотря на усилия зарубежных исследователей и достигнутые ими успехи, на сегодняшний день пропеллеры циклокоптеров не достигли своих оптимальных характеристик, и поэтому данный вид летательных аппаратов не нашел широкого применения.

Характер взаимодействия отдельных лопастей и пропеллера целиком с окружающим потоком гораздо сложнее, чем у несущих поверхностей самолетов и винтов самолетов, вертолетов и квадрокоптеров. В связи с этим, оптимизация роторных движителей видится весьма актуальной задачей.

Главным направлением исследования является поиск наиболее обоснованной конструкции пропеллера с оптимальными тяговыми и энергетическими характеристиками. В данной работе производилась расчётная оптимизация пропеллера, включающая анализ таких параметров как: профиль лопастей, их количество, длина хорды.

В литературе для типичных роторов размером порядка ~ 1.0 м, различными авторами предлагаются как оптимальные следующие параметры: количество лопастей - 4-6; хорда - 0,3 м; угол - 30°-35°; профиль NASA 0016 - NASA 0018. Эти параметры были взяты как базовые для сопоставления аэродинамических и энергетических характеристик.

В данной работе для исследования аэродинамических характеристик крыловых профилей движителей используются: современные модели турбулентных нестационарных потоков с применением высокопроизводительных кластерных вычислений. Для всех типов задач проводится исследование влияния детализации расчетной сетки на результаты расчета. Расчет проводится в нестационарной двухмерной и трехмерной постановках. При исследовании ротора в сборе возникает сложность моделирования взаимно вращающихся элементов конструкции, которая разрешается путём применения методики скользящих сеток. Взаимосвязь различных частей расчётной области осуществляется через сеточные интерфейсы. Закон движения лопастей ротора задается через дополнительные функции.

Производилось исследование влияния количества лопастей на роторе диаметром 1.2м, с профилем лопастей NASA0016, длиной хорды 0.3м. Рассчитывались варианты с 4, 5 и 6 лопастями на скоростях

вращения 600, 800, 1000 об/мин. По результатам моделирования проводилось сопоставление тяги, мощности и эффективности (отношение тяги к мощности ротора) (рис.1.). Наиболее оптимальным оказался вариант ротора с пятилопастной системой.

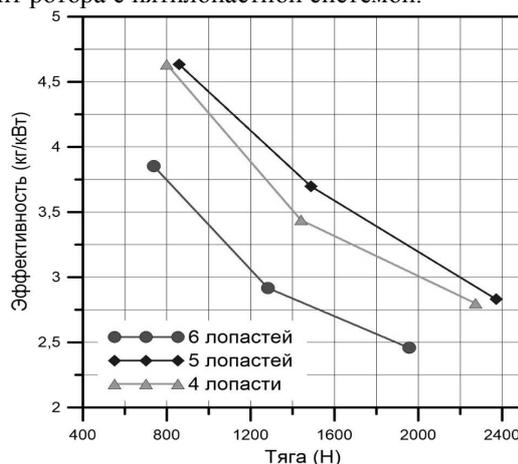


Рис. 1. Зависимость эффективности пропеллера от количества лопастей

Также проводилось исследование влияния длины хорды лопасти на характеристики ротора. Рассматривался пятилопастной ротор диаметром 1.2 м, длиной лопасти 1.2 м. Частота вращения 1000 об/мин. Было проведено 6 расчётов с различными длинами хорд. В таблице 1 представлены тяга, затрачиваемая мощность и эффективность.

Таблица 1.

Хорда (м)	T (Н)	P (кВт)	Эффективность (КгС/кВт)
0.25	2100	51,3	4,17
0.275	2280	57,07	4,07
0.3	2425	61	4,05
0.325	2550	65,3	3,98
0.35	2620	68	3,93
0.4	2800	79,6	3,59

Результаты приведённых исследований могут быть использованы для выбора оптимальных параметров циклоидального пропеллера под конкретную задачу.

Список литературы

1. Carlos M. Xisto, J. A. Leger, J. C. Pascoa, L. Gagnon Parametric Analysis of a Large-Scale Cycloidal Rotor in Hovering Conditions //Journal of Aerospace Engineering 2017. Vol.30.
2. Yu Hu, Gengqi Wang, Hailang Zhang, Jing Liu, Xudong Yang, and Bing Zhu Theeffects of advance ratio and blade number on the forward flight efficiency of cycloidal rotor //55th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech Forum, (AIAA 2017-0096).

СВЕРХКРИТИЧЕСКОЕ ОБТЕКАНИЕ КОМБИНИРОВАННОГО ПРЕПЯТСТВИЯ СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Денисенко Д.С.^{1,2}, Макаренко Н.И.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: Danilko123@yandex.ru

В данной работе исследуется разрешимость задачи о стационарных течениях стратифицированной жидкости в поле силы тяжести над неровным дном. Такие течения являются предметом активного изучения в метеорологии и океанологии [1,2]. При этом различают два основных стационарных режима течения над препятствием, которые определяются по сверхкритичности или докритичности набегающего потока. В докритическом случае наиболее известным видом течения является стационарная конфигурация в виде присоединенного цуга внутренних волн с периодической асимптотикой вниз по потоку. Сверхкритические режимы характеризуются тем, что в них стационарные волновые структуры обычно формируются непосредственно вблизи препятствия, а вдали от него возмущения затухают.

В двумерном случае стационарные течения неоднородной несжимаемой жидкости в слое конечной глубины над неровным дном описываются нелинейной краевой задачей для уравнения Дюбрей-Жакотен — Лонга [3]. Предполагается, что препятствие имеет конечную горизонтальную протяженность, а сверху слой жидкости ограничен жесткой крышкой. На дне и крышке ставятся условия непротекания. Считается, что вверх по потоку возмущения отсутствуют. Разрешимость данной краевой задачи ранее была установлена [4, 5] для достаточно больших чисел Фруда (то есть с большим запасом сверхкритичности). В настоящей работе доказана теорема существования решения во всем диапазоне сверхкритических чисел Фруда. С этой целью исходная нелинейная краевая задача сводится к эквивалентной операторной формулировке в специальном классе функций с экспоненциальным затуханием вдали от препятствия. По-

сле выделения и обращения главной линейной части, решение сводится к применению принципа сжимающих отображений, использующего малость высоты препятствия по отношению к глубине слоя жидкости. Отдельно методом мажорант установлена аналитичность решения по данному параметру.

Критическое значение числа Фруда является точкой бифуркации, вблизи которой исходная краевая задача может иметь несколько решений. В этом случае изучена модельная постановка о стационарных поверхностных волнах в слое однородной жидкости над неровным дном. Для решений уравнений Эйлера типа уединенной волны с помощью метода Ляпунова-Шмидта выписываются уравнения разветвления в соответствующей операторной формулировке. При условии малости характерной высоты препятствия по отношению к толщине слоя жидкости выведены достаточные условия существования решения.

Список литературы

1. Grimshaw R. (Ed.) Environmental Stratified Flows // Boston, Kluwer, 2001. Paper 284.
2. Nappo C. J. An introduction to atmospheric gravity waves // San Diego, Academic Press, 2002. Paper 263.
3. Yih C.S. Stratified flows // New York, Academic Press, 1980. Paper 415.
4. Krutitskii P.A. Fast Nonlinear Stratified Flow over an Obstacle // Appl. Math. Lett. 1996. V. 9, No. 6. P. 41–46.
5. Krutitskii P.A. Fast Nonlinear Stratified Flow over several Obstacles // Int. Journ. of Non-Linear Mech. 1997, V. 32, No.3. P. 483–488.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-01-00648).*

**ТЕЧЕНИЕ СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ В Т-ОБРАЗНОМ КАНАЛЕ
С УСЛОВИЕМ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ НА ТВЕРДОЙ СТЕНКЕ**

Борзенко Е.И., Дьякова О.А.

Томский государственный университет, Томск
E-mail: dyakova_o@ftf.tsu.ru

В настоящей работе исследуется плоское установившееся течение неньютоновской несжимаемой жидкости в Т-образном канале. Область течения ограничена твердыми стенками *MKF*, *EDC* и *AB* (см. рис. 1).

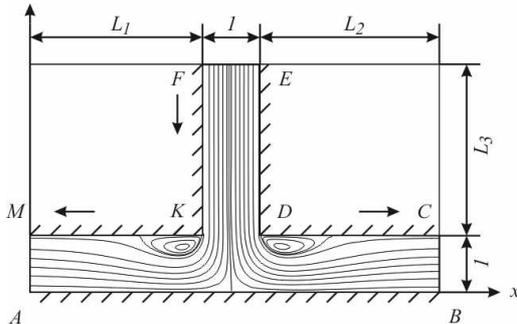


Рис. 1. Картина течения ($m=0.8, \beta=0.4, p_1=-150, p_3=-200.$)

Рассматриваемое течение описывается уравнениями движения и неразрывности, которые в безразмерных переменных в векторном виде записываются следующим образом:

$$(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\nabla p + \nabla \cdot (2\eta \mathbf{E}), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{U} – вектор скорости с компонентами (u, v) в декартовой системе координат (x, y) , p – давление, \mathbf{E} – тензор скоростей деформации.

Эффективная вязкость определяется в соответствии с законом Освальда – де Вилля [1]:

$$\eta = (A)^{m-1}, \quad (3)$$

где
$$A = \sqrt{2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2}$$

интенсивность тензора скоростей деформации, m – степень нелинейности. В качестве безразмерных масштабов длины и скорости используются величины: L – ширина граничного сечения AM и

$U_0 = \left(\frac{k}{\rho L^m} \right)^{\frac{1}{2-m}}$. Безразмерное давление определяется

выражением

$$p = (P - P_{FE}) / \left(\frac{k^2}{\rho^m L^{2m}} \right)^{\frac{1}{2-m}}.$$

Здесь k – консистенция среды, P – размерное давление, P_{FE} – размерное давление, заданное в сечении FE , ρ – плотность жидкости.

В граничных сечениях AM , FE и BC задаются нулевые касательные компоненты вектора скорости и значения давления:

$$\begin{aligned} v = 0, \quad p_{AM} = p_1, \quad x = 0, \quad 0 \leq y \leq 1 \\ u = 0, \quad p_{FE} = 0, \quad L_1 \leq x \leq L_1 + 1, \quad y = L_3 + 1 \\ v = 0, \quad p_{BC} = p_3, \quad x = L_1 + L_2 + 1, \quad 0 \leq y \leq 1 \end{aligned} \quad (4)$$

На твердых стенках рассматриваются два вида граничных условий, соответствующие следующим моделям взаимодействия жидкости с твердой стенкой. Модель 1: условие прилипания, состоящее в равенстве нулю вектора скорости на твердых границах.

$$\begin{cases} U_s = 0, \\ U_n = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Модель 2: Условие проскальзывания по закону Навье, согласно которому касательная скорость на стенке прямо пропорциональна касательному напряжению, а нормальная скорость равна нулю. Математическая запись этого условия в рамках постановки настоящей работы имеет вид

$$\begin{cases} U_s = \beta \frac{dU_s}{dn}, \\ U_n = 0. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь β – коэффициент проскальзывания, U_s и U_n – касательная и нормальная скорости к твердой стенке, соответственно.

Задача решается численно с помощью конечно-разностного метода с использованием процедуры SIMPLE [2].

В результате проведенного исследования для описанных моделей взаимодействия жидкости с твердой стенкой выявлены характерные режимы течений, отличительной чертой которых является перераспределение потока и изменение направления течения жидкости. На рис. 1 представлена картина течения при значениях основных параметров задачи $m=0.8, \beta=0.4, p_1=-150$ и $p_3=-200$. Поток жидкости втекает в Т-образный канал через сечение FE и после разделения в области соединения ответвлений канала вытекает из него через сечения AM и BC . В окрестностях граничных сечений AM , FE и BC реализуется плоскопараллельное течение с профилем скорости, характерным для полностью развитого течения неньютоновской жидкости в плоском канале. В окрестности сечений, содержащих угловые точки K и D , формируются переходные участки течения, которые характеризуются образованием циркуляционных зон. В ходе исследований выполнена оценка степени влияния основных параметров на кинематические и динамические характеристики потока. Построены диаграммы режимов течения.

1. Шульман З.П. Конвективный теплоперенос реологически сложных жидкостей // М.: Энергия, 1975. 352 с.
2. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости // М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00021).

СОПРОТИВЛЕНИЕ ПОТОКУ В КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ В ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ МЕЛКОЙ ВОДЫ

Дьяконова Т.А., Хоперсков А.В.

Волгоградский государственный университет, Волгоград

e-mail: dyakonova@volsu.ru

Речные русла имеют сложную нерегулярную структуру рельефа. К морфологическим особенностям можно отнести крупномасштабные и мелко-масштабные неоднородности, меандрирование, переменное сечение канала. Каждый из этих факторов вносит вклад в сопротивление русла потоку [1].

Оценить гидродинамическое сопротивление можно при помощи гидрологической модели Шези. Предложен целый ряд подходов для определения коэффициента Шези. Каждая методика расчета учитывает коэффициент шероховатости n , который является эмпирическим параметром и для которого имеются трудности оценки [2].

На основе гидродинамических моделей в приближении мелкой воды мы рассчитываем динамику руслового потока с учетом всех основных физических факторов [3]. При вычислении силы придонного трения мы используем коэффициент шероховатости по Маннингу. Для расчетов мы основываемся на численной модели интегрирования уравнений мелкой воды методом Combined Smooth Particle Hydrodynamics – Total Variation Diminishing, распараллеленный для GPU [3, 4]. Данная схема обладает рядом положительных свойств, среди них можно выделить независимый расчет динамических границ «вода-сухое дно», второй порядок точности по времени и пространству, монотонность решения на сложном нерегулярном рельефе. Мы строим решение на регулярной сетке $\Delta x = \Delta y = 10$ м. Расчетная область 256×4096 ячеек. На входе мы задаем источник воды с расходом $1500 \text{ м}^3/\text{с}$.

В данной работе методом численного эксперимента исследовано влияние крупномасштабных неоднородностей дна $b(x, y)$, связанных с неоднородным сечением русла, на гидродинамическое сопротивление потоку воды. В частности, мы задавали периодическое изменение ширины русла в виде аппроксимации $b(x, y) = -b_{\max} \exp(y^2/(A + B \cos(kx))^2) - Ix$, где $b_{\max} = 5$ м, $I = 0.07$ м/км – уклон поверхности, параметры A и B определяют неоднородность сечения. Посредством сопоставления скорости потоков в канале с постоянным сечением ($B = 0$) при различных значениях n с характерной скоростью в неоднородном канале мы получили связь между параметрами неоднородности сечения и коэффициентом шероховатости по Маннингу.

На рисунке 1а приведены профили скоростей для неоднородного русла с неоднородной шириной $L_{\min} = 500$ м, $L_{\max} = 1000$ м и прямолинейного канала $L_{\min} = L_{\max}$. Для заданного набора параметров средняя скорость $\langle V_x \rangle = 1.57 \text{ м}^2/\text{с}$ в неоднородном канале на участке $5000 \text{ м} \leq x \leq 15000 \text{ м}$, это значение скорости в однородном канале получается при $n = 0.01$.

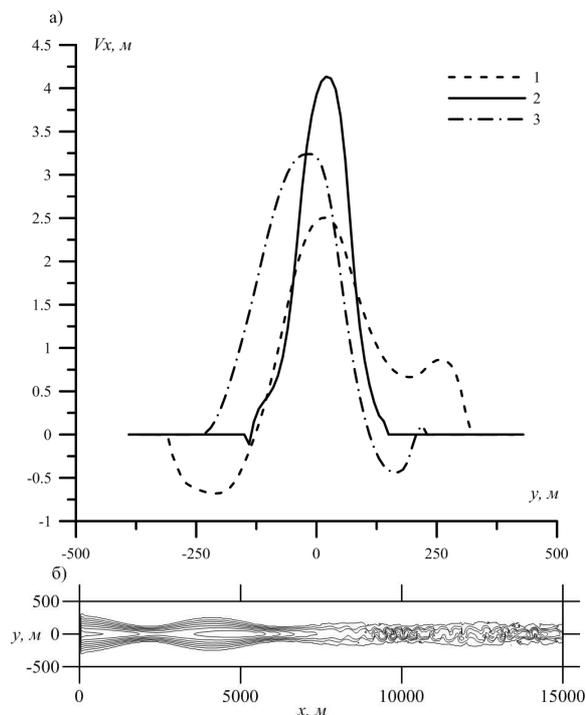


Рис. 1. а – профили x -компоненты скорости в сечении канала. Кривая 1 соответствует скорости в сечении русла максимальной ширины; кривая 2 – скорость в узкой части; кривая 3 – профиль скорости в однородном канале при $n = 0.01$. б – структура течения в русле при малом k .

При малых значениях k формируется ускоряющийся поток вблизи фарватера со средней скоростью, превышающей $4 \text{ м}^2/\text{с}$, что соответствует значению $n < 0.002$. Такой режим обусловлен неустойчивым характером течения (рис. 1б).

Список литературы

1. Dyakonova T., Khoperskov A. Bottom friction models for shallow water equations: Manning's roughness coefficient and small-scale bottom heterogeneity // Journal of Physics: Conference Series. 2018. V. 973. No 012032. P. 1-10.
2. Барышников Н.Б., Субботина Е.С., Скоморохова Е.М., Поташко Е.А. Коэффициенты шероховатости пойм // Ученые записки Российского государственного гидрометеорологического университета. 2012. № 23. С. 13-20.
3. Писарев А.В., Храпов С.С., Агафонникова Е.О., Хоперсков А.В. Численная модель динамики поверхностных вод в русле Волги: оценка коэффициента шероховатости // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2013. № 1. С. 114-130.
4. Dyakonova T., Khoperskov A., Khrapov S. Numerical model of shallow water: the use of NVIDIA CUDA graphics processors // Russian Supercomputing Days. Springer, Cham, 2016. P. 132-145.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-07-01037).

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ТЕМП ОХЛАЖДЕНИЯ В КРИОЖИДКОСТЯХ

Забиров А.Р.,¹ Канин П.К.¹, Виноградов М.М.¹, Шарафутдинов А.М.²¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия² Национальный исследовательский университет «ВШЭ», Россия

e-mail: zabirov.arслан@gmail.com

Охлаждение тел в криожидкостях – распространенный технологический процесс, который находит применение во многих отраслях промышленности. Например, в пищевой промышленности использование ускоренного шокового замораживания продуктов питания повышает эффективность производства. Именно поэтому многие исследования направлены на выявление способов повышения интенсивности режима пленочного кипения, характеризующегося низкими темпами охлаждения.

Обычно эти исследования носят эмпирический, поисковый характер. Приближённая модель [1], разработанная на кафедре ИТФ НИУ «МЭИ» в 2017 г. позволяет определить условия, необходимые для наступления интенсивного режима теплообмена при плёночном кипении. Модель основана на гипотезе, что при наличии на охлаждаемой поверхности выступов шероховатости низкой тепловой активности и волновой поверхности межфазной границы жидкость/пар, возможно появление локальных контактов жидкости с твёрдым телом, способствующих быстрому переходу к интенсивному режиму охлаждения.

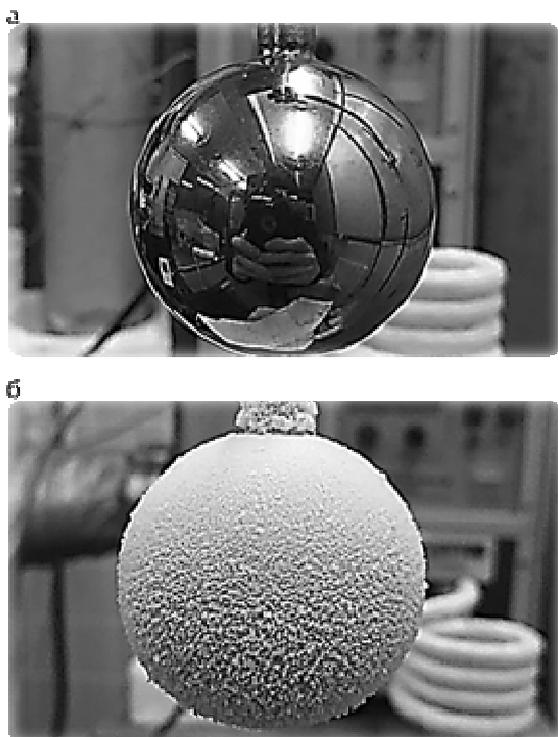


Рис. 1. Фотографии образца с полированной поверхностью (а) и поверхностью со снежным слоем (б)

Для проверки идей, заложенных в [1], были проведены эксперименты по охлаждению в жидком аргоне и азоте образца из нержавеющей стали (Aisi316) диаметром 40 мм с разным состоянием поверхности:

с полированной (см. рис. 1-а) и с покрытой снежным слоем (см. рис. 1-б). Такое покрытие получалось путем выдержки охлажденного до отрицательных температур образца во влажном воздухе. Эксперименты проводились при атмосферном давлении в емкости с двойной стенкой, подобной сосуду Дьюара, заполненной насыщенной жидкостью.

Образец оснащен несколькими термопарами (4 на поверхности и 1 в центре), что позволяет получить информацию о поле температур в шаре. Из рис. 2 видно, что образец со снежным покрытием охлаждается в жидком аргоне намного быстрее отполированного: общее время охлаждения уменьшилось в 12 раз, коэффициент теплоотдачи увеличился на порядок.

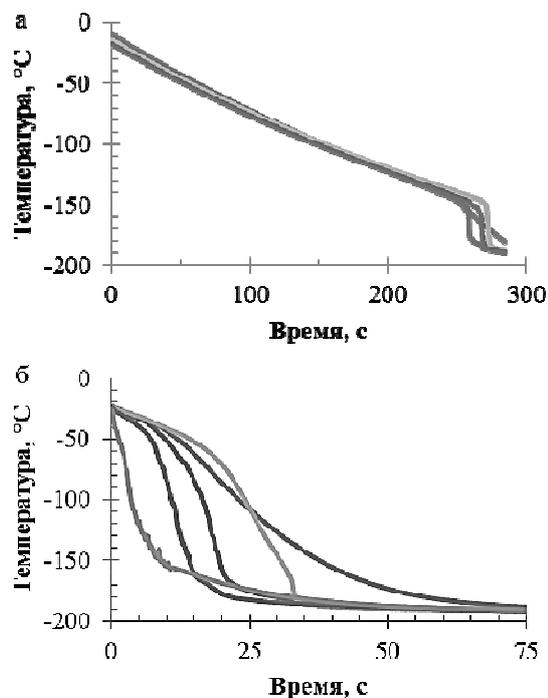


Рис. 2. Термограммы охлаждения образца с полированной поверхностью (а) и поверхностью со снежным слоем (б)

В результате проведенного исследования экспериментально доказано существенное влияние состояния поверхности на интенсивность теплообмена при плёночном кипении, что находится в полном согласии с приближенной моделью, изложенной в [1]. Предложен простой способ модификации поверхности, с помощью которого можно на порядок увеличить скорость охлаждения в криожидкостях.

1. Victor V. Yagov, Arslan R. Zabirov, and Pavel K. Kanin. Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids // International Journal of Heat and Mass Transfer.

Работа поддержана РФФ
(грант № 17-79-204)

УДАРНО-ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТЫХ СРЕД

Зубарева А.Н.^{1,2}, Уткин А.В.¹, Лавров В.В.¹¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия² Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

e-mail: zan@icp.ac.ru

Исследования ударно-волновых процессов в пористых материалах позволяет значительно расширить область реализуемых в экспериментах термодинамических состояний. Однако в общем случае описание процесса эволюции импульсов сжатия в таких средах возможно лишь с привлечением достаточно сложных физических моделей, учитывающих неоднородность течения, неоднородность температурных полей, кинетику схлопывания пор и т.д. Ситуация ещё более усложняется, когда для получения пористого материала с заданными свойствами используются микросферы, что часто имеет место на практике [1,2]. Применение модели Зельдовича [3] возможно лишь при достаточно высоких давлениях, тогда как наибольший практический интерес представляет область относительно низких давлений, менее 1 ГПа. В этих условиях существенное влияние на структуру импульса сжатия и характер его распространения оказывает кинетика схлопывания пор. В частности, это может приводить к проявлению материалом аномальных свойств, которые выражаются в «расплывании» фронта импульса сжатия [4]. Ещё более кардинальным образом меняется поведение пористых химически-активных сред. Ярким примером являются эмульсионные взрывчатые вещества [5-7]. Если исходная эмульсия на основе нитрата аммония ведет себя как инертная среда до давления порядка 10 ГПа, то добавка микросфер позволяет получить чувствительное к ударно-волновому воздействию взрывчатое вещество.

Целью данной работы является экспериментальное исследование ударно-волновых свойств и структуры фронта импульсов сжатия пористых сред, включая область низких, порядка 0.1 ГПа, давлений. В качестве объектов исследования рассмотрены инертные и химически-активные пористые материалы: силиконовый каучук и эмульсия на основе нитрата аммония, пористость в которых создавалась добавлением стеклянных микросфер.

В рамках работы проведены исследования ударно-волновых свойств пористых образцов, изготовленных на основе матриц из инертных и химически активных сред. Пористость в образцах создавалась при помощи наполнителя из стеклянных микросфер.

Волновые профили скорости измерялись лазерным доплеровским интерферометром VISAR.

В результате проведенных экспериментов показано, что пористый силиконовый каучук является материалом с низким значением порога схлопывания микросфер, зависящим от их концентрации и размера. При этом, кинетика схлопывания пор влияет на динамику распространения импульсов сжатия, вызывая появление эффектов, типичных для сред с аномальной сжимаемостью. Подтверждено отмеченное ранее авторами [8,9] отсутствие химических превращений в эмульсионной матрице при давлениях в несколько раз превышающих параметры детонации в эмульсионном ВВ, полученном при добавлении микросфер.

Список литературы

1. Острик А.В., Потапенко А.И. Гетерогенные материалы для защиты конструкций от интенсивных потоков энергии // Конструкции из композиционных материалов. – 2001. – № 1. – С. 48-53.
2. Ефремов В.П., Потапенко А.И., Фортвов В.Е. Механическое действие мощных потоков энергии на высокопористые материалы // Вопросы атомной науки и техники. Сер. “Плазменная электроника и новые методы ускорения”. – 2000. – Т.2, №1. – С. 152-154.
3. Зельдович Я.Б. Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-ое изд. – М.: Наука, 1976.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Гидродинамика. Т. VI. – М.: Наука, 1986.
5. Yoshida M., Iida M., Tanaka K., Fujiwara S., Kusakabe M., and Kusakabe K. Detonation behavior of emulsion explosives containing glass microballoons // in: Proc. 8th Symp. Int. on Detonation. – 1985. – P. 171-177.
6. Lee J., Sandstrom F.W., Graig B.G., and Persson P.A. Detonation and shock initiation properties of emulsion explosives // in Proc. 9th Int. Detonation Symp. – 1989. – P. 573-584.
7. Сильвестров В.В., Пластинин А.В., Караханов С.М., Зыков В.В. Критический диаметр и толщина эмульсионного взрывчатого вещества. // ФГВ. – 2008. – Т.44, №3. – С. 121-127.
8. Сильвестров В.В., Юношев А.С., Пластинин А.В., Рафейчик С.И. Ударная сжимаемость эмульсионной матрицы при давлении до 37 ГПа // ФГВ. – 2014. – Т.50, №4. – С. 110-116.
9. Сильвестров В.В., Юношев А.С., Пластинин А.В. Ударная адиабата эмульсионной матрицы на основе водного раствора аммиачной селитры. // ФГВ. – 2014. – Т.50, №6. – С. 105-108.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Исследовательского центра ФАИР-Россия*

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

масштабами движения и объяснить дополнительный «источник» турбулентной кинетической энергии в односточечных уравнениях баланса.

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

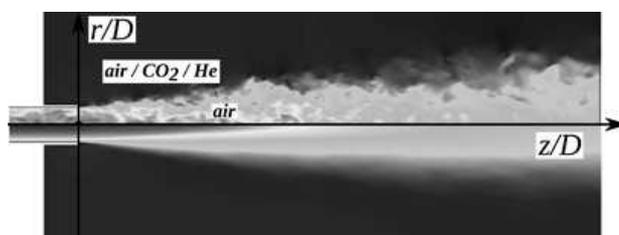


Рис. 1. Пример мгновенного (сверху) и осредненного по времени (снизу) поля скорости в круглой струе.

Список литературы

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

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

**СРАВНЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ СОСУДЕ
С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КРЫШКОЙ, ЗАПОЛНЕННОГО ОДНОЙ И ДВУМЯ
НЕСМЕШИВАЮЩИМИСЯ ЖИДКОСТЯМИ.**

Кашкарова М.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: m.agafontseva@gmail.com

Объектом исследования в данной работе является цилиндрический сосуд с вращающейся верхней крышкой. Крышка вращается с постоянной угловой скоростью. После начала вращения крышки при небольших числах Рейнольдса в потоке образуется классический вихрь Тейлора. При увеличении скорости вращения в результате увеличения градиента давления в центральной части установки образуется так называемый «пузырь» - самостоятельная вихревая структура. Рабочей жидкостью в сосуде может выступать как однокомпонентная жидкость, так и две несмешивающиеся жидкости. Задача состоит в сравнении характеристик потока при различных конфигурациях рабочей установки: с одной или двумя несмешивающимися рабочими жидкостями; определение для обоих случаев пороговых условий образования «пузыря»; аналитическом анализе поля скоростей в рабочей установке и сравнение этих полей для случая одно и двухкомпонентного наполнения при одинаковых режимах работы. Для описания движения потока жидкости в сосуде использовалась система стационарных уравнений Навье-Стокса в цилиндрических координатах. Система дополнена уравнением неразрывности. Считаем систему осесимметричной, и на нее из внешних сил действует лишь сила тяжести. Для получения безразмерных уравнений были использованы такие параметры подобия как число Рейнольдса, число Эйлера и число Фруда:

$$\text{Re} = \frac{2U \cdot R}{\nu}; \quad \text{Eu} = \frac{P}{\rho \cdot U^2}; \quad \text{Fr} = \frac{U^2}{g \cdot R}.$$

В итоге получили систему для описания осесимметричного стационарного потока жидкости:

$$\left\{ \begin{aligned} U_r \frac{\partial U_r}{\partial r} + U_z \frac{\partial U_r}{\partial z} - \frac{U_\theta^2}{r} &= \\ &= -Eu \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{2R}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial z^2} - \frac{U_r}{U \cdot r^2} \right) \\ U_r \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + U_z \frac{\partial U_\theta}{\partial z} - \frac{U_r U_\theta}{r} &= \\ &= \frac{2R}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_\theta}{\partial z^2} - \frac{U_\theta}{U \cdot r^2} \right) \\ U_r \frac{\partial U_z}{\partial r} + U_z \frac{\partial U_z}{\partial z} &= \\ &= \frac{1}{\text{Fr} \cdot R} - Eu \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{2R}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 U_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \right.$$

В качестве граничных условий использовались условия прилипания и непротекания на стенке.

Список литературы

1. Куликов Д.В., Микельсен Р., Наумов И.В., Окулов В.Л. Диагностика пузырьвидного распада вихря в закрученном течении в цилиндре большого удлинения // Письма в ЖТФ, 2014. Том 40 (4). С. 87-94.
2. Наумов И.В., Микельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Формирование застойной зоны на оси замкнутого закрученного течения // Теплофизика и аэромеханика, 2014. Т. 21. (6). – С.799-802.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-08-00508).*

НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

Кот В.А.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН РБ, Минск

e-mail: valery.kot@hmti.ac.by

Проведен анализ современных интегральных методов решения задач тепломассопереноса. Практически все методы, основанные на введении фронта возмущения, являются проблемными и во многих важных случаях неудовлетворительными. Предложена новая концепция в построении интегральных соотношений, представляемых в виде

$$T = h(t) \left(1 - \frac{x}{\delta(t)} \right)^n, \quad 0 < x < \delta(t), \quad (1)$$

а также в виде

$$T = h(t) \left[1 + \sum_{j=1}^N d_j \left(\frac{x}{\delta(t)} \right)^j \right] \left(1 - \frac{x}{\delta(t)} \right)^n. \quad (2)$$

В работе основной акцент сделан на ряде важнейших задач для полуограниченного пространства, описываемого дифференциальным уравнением

$$D_t T = L_x T, \quad (3)$$

где D_t – временной дифференциальный оператор, L_x – дифференциальный оператор второго порядка по пространственной переменной x . Апробированы новые нормы ошибки, на основе которых возможна оптимизация степени n , например:

$$E_L^1 = \int_0^{\delta} |D_t T - L_x T| dx \rightarrow \min. \quad (4)$$

В частности, построение решений с граничным условием Дирихле в виде (1) на основе известного интегрального метода RIM [2] с привлечением известной нормы Лангфорда E_L [3], а также на основе (4) дало следующий результат. В первом случае решение имеет максимальную относительную ошибку $\varepsilon = 2.48\%$, во втором – $\varepsilon = 1.50\%$.

Предложена новая концепция в построении интегральных соотношений, основанная на использовании T -момента. Одно из наиболее простых интегральных соотношений имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \int_0^{\delta} T \left(1 - \frac{T}{2} \right) dx = \int_0^{\delta} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 dx. \quad (5)$$

Подстановка в (5) профиля (1) дает в итоге

$$\delta = 2n \sqrt{\frac{(n+1)(2n+1)}{(2n-1)(3n+1)}} t. \quad (6)$$

Используя схему (4), находим: $n = 2.415$, чему отвечает решение с относительной ошибкой $\varepsilon = 1.37\%$.

Другое интегральное соотношение, в котором исключена производная $\partial T / \partial x$, имеет вид:

$$\frac{d}{dt} \int_0^{\delta} T \left(1 - \frac{T}{2} \right) dx = \int_0^{\delta} \left(\frac{d}{dt} \int_0^x T dx \right)^2 dx. \quad (7)$$

На основе (7) для задачи с условием Дирихле $h(t) = 1$ получено решение

$$T = \left(1 - \sqrt{\frac{5n+3}{(n+1)(2n+3)(3n+1)}} \frac{x}{\sqrt{t}} \right)^n, \quad (8)$$

для которого $\varepsilon = 1.23\%$. Оптимизация n в данном случае проведена с привлечением соотношения (5), в результате чего получено значение степени $n = 2.427$.

На основе (5) и (8) составлено принципиально новое интегральное соотношение

$$\int_0^{\delta} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{d}{dt} \int_0^x T dx \right)^2 \right] dx = 0, \quad (9)$$

из которого, в частности ($h(t) = 1$), следует:

$$T = \left(1 - \sqrt{\frac{(2n-1)(5n+3)}{(2n+1)(2n+3)}} \frac{x}{\sqrt{2n(n+1)}} \right)^n. \quad (10)$$

Привлечение для (10) схемы оптимизации (4) дает: $n \approx 2.5$ и $\varepsilon = 1.30\%$.

Простое решение в форме параболы (1), к которому сводится (10), весьма точно описывает температурное поле в полуограниченном теле (рис. 1).

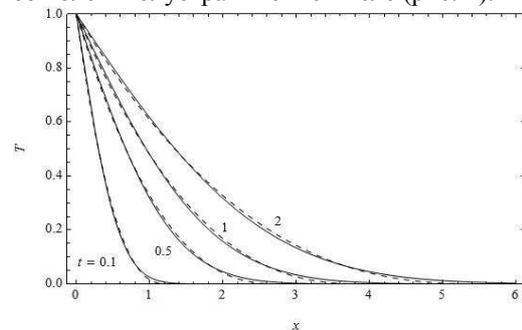


Рис. 1. Температурные профили в полуограниченном пространстве с постоянной температурой поверхности, построенные на основе (9) (штриховые линии) и точного решения (сплошные линии).

В итоге, для задач тепломассопереноса с граничными условиями Дирихле, Неймана и условием теплообмена по закону Ньютона получены новые параболические решения вида (1) и (2) с заранее заданной допустимой аппроксимационной ошибкой. Высокая сходимость ряда (2) позволяет строить условно точные параболические решения с очень простым и удобным для практических применений видом.

- Hristov J. The heat-balance integral method by a parabolic profile with unspecified exponent: Analysis and exercises // Thermal Sci. 2009. V. 13, No. 2. P. 27–48.
- Sadoun N., Si-Ahmed E.K., Colinet P., Legrand J. On the Goodman heat-balance integral method for Stefan like-problems // Thermal Sci. 2009. V. 13, No. 2. P. 81–96.
- Myers T.G. Optimizing the exponent in the heat balance and refined integral methods // Int. Commun. Heat Mass Transfer. 2009. V. 36, No. 2. P. 143–147.

ОБ ОЦЕНКЕ РИСКА РЕВАСКУЛЯРИЗАЦИИ ЦЕРЕБРАЛЬНЫХ АНЕВРИЗМ

Куянова Ю.О.^{1,2}, Паршин Д.В.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: july9696@mail.ru

Сеть сосудов головного мозга подвержена образованию патологий различного рода, одной из которых является церебральная аневризма (расширение стенки кровеносного сосуда). В настоящее время существует несколько вариантов устранения данной патологии при эндоваскулярном хирургическом вмешательстве, в том числе установка потокаперенаправляющего стента. Всё чаще для оценки риска проведения операции используется предоперационное моделирование гемодинамики в сосуде с патологией, однако данный метод ещё продолжает развиваться [1,2]. В данной работе исследовано влияние потокоперенаправляющего стента на гемодинамику при различных реологических свойствах крови.

По данным 3D-ротационной компьютерной томографии были получены объемные изображения церебральных сосудов с аневризмой. С помощью программы ИТК-Snap эти конфигурации были восстановлены [3]. В полученных моделях зона размещения стента моделируется как пористая среда. Численное моделирование гемодинамики выполнено в коммерческом пакете ANSYS (лицензия ИГиЛ СО РАН). В качестве начальных данных в задаче используются данные о массовом расходе в церебральных сосудах [4].

Проведён сравнительный анализ полученных данных до и после стентирования. Полученные ре-

зультаты хорошо совпадают с данными об изменении кровотока в ходе лечения церебральных аневризм [5].

Список литературы

1. T.W. Peach, M. Ngoepe, K. Spranger, D. Zajarias-Fainsod and Y. Ventikos Personalizing flow-diverter intervention for cerebral aneurysms: from computational hemodynamics to biochemical modeling // Int. J. Numer. Meth. Biomed. Engng. 2014; 30:1387–1407.
2. D V Parshin, I O Kuianova, A S Yunoshev, K S Ovsyannikov On the mechanics of cerebral aneurysms: experimental research and numerical simulation // J. Phys.: Conf. Ser. 894 (2017).
3. P.A. Yushkevich, J. Piven, H.C. Hazlett, R.G. Smith, S. Ho, J.C. Gee and G. Gerig User-guided 3D active contour segmentation of anatomical structures: Significantly improved efficiency and reliability // Neuroimage (2006) 31 P.1116–1128
4. Laleh Zarrinkoob, Khalid Ambarki, Anders Wåhlin, Richard Bergander, Anders Eklund and Jan Malm Blood flow distribution in cerebral arteries // Journal of Cerebral Blood Flow & Metabolism (2015)
5. L. Goubergrits, J. Schaller, U. Kertzscher, T. Woelken, M. Ringelstein, A. Spuler Hemodynamic impact of cerebral aneurysm endovascular treatment devices: coils and flow diverters // Expert Rev Med Devices (2014) vol. 11, issue 4, PP.361-73

*Работа поддержана грантом
Министерства образования и науки РФ
(проект №14.W03.31.0002).*

СМЕШАННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ОБОГРЕВАЕМОМ КАНАЛЕ

Листратов Я.И.^{1,2}, Тялина Н.А.¹

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

² Объединенный институт высоких температур РАН

e-mail: yaroslav.listratov@gmail.com

В условиях смешанной конвекции процессы вынужденного теплопереноса существенно осложняются воздействием выталкивающей силы. В зависимости от направления течения и направления теплового потока разделяют сонаправленную и встречную смешанную конвекцию. Первый вариант возникает при подъемном течении, когда направление вынужденного и термогравитационного движения совпадает. Второй – при опускном течении, когда сила плавучести действует в противоположном потоку направлении.

Известно, что при ламинарном режиме сонаправленная конвекция делает профиль скорости более заполненным, что приводит к увеличению интенсивности теплоотдачи. В случае со встречной конвекцией вблизи стенки происходит торможение жидкости, сопровождающееся ухудшением теплообмена. При турбулентном течении эффект влияния термогравитации спрогнозировать не так просто: помимо деформации осредненного течения происходит изменение поля турбулентности. Степень и характер влияния термогравитации напрямую зависит от сочетания безразмерных параметров Re , Gr , Pr .

На данный момент существует немало численных и экспериментальных работ, посвященных данной теме. Однако подавляющее большинство исследований было произведено для жидкостей с умеренным числом Прандтля (воды или воздуха) (например [1]). Данных о смешанной конвекции в жидких металлах гораздо меньше (например [2]).

В настоящей работе с помощью метода прямого численного моделирования (DNS) исследуются особенности теплообмена при подъемном течении жидкости в вертикальном обогреваемом канале квадратного поперечного сечения [3]. Число Прандтля принималось равным 4 и 0,025, что позволило рассмотреть течение двух принципиально разных теплоносителей: неметаллической жидкости (воды) и жидкого металла (ртути). Число Рейнольдса в обоих случаях равнялось 10^4 , $1,5 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^4$. Критерием возникновения термогравитационной конвекции, а также характеристикой интенсивности ее влияния служило число Грасгофа Gr . После проведения серии расчетов был выполнен анализ сеточной сходимости, по результатам которого выбраны оптимальные параметры расчетной сетки.

Было обнаружено, что в восходящем обогреваемом потоке неметаллической жидкости увеличение тепловой нагрузки сначала приводит к уменьшению интенсивности теплоотдачи, а затем – к ее увеличению так, что коэффициент теплоотдачи может значительно превышать значение, соответствующее турбулентному потоку (рис. 1).

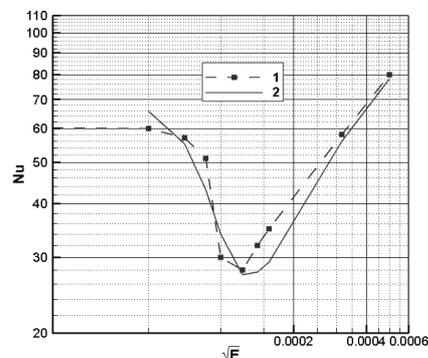


Рис. 1. Зависимость числа Nu от параметра \sqrt{E} для воды при $Re = 10^4$ ($E = Gr/Pr/Re^4$): 1 – DNS; 2 – [1].

Подобная картина обнаружена и в жидком металле: при слабом влиянии свободной конвекции теплообмен ухудшается, а затем вновь возрастает с ростом Грасгофа (рис. 2). Однако степень воздействия термогравитационной конвекции оказывается значительно меньшей, а свободноконвективные эффекты начинают проявляться при более низких тепловых нагрузках. С увеличением числа Рейнольдса минимальное значение Нуссельта становится более выраженным и смещается в зону большего обогрева.

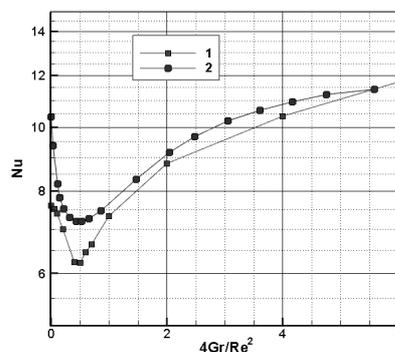


Рис. 2. Зависимость числа Nu от параметра $(4Gr/Re^2)$ для ртути при $Re = 2 \cdot 10^4$: 1 – DNS; 2 – [2].

Список литературы

1. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции / Б.С. Петухов, А.Ф. Поляков. М.: Наука, 1986. 191 с.
2. Buhr H.O., Horsten E.A., Carr A.D. The distortion of turbulent velocity and temperature profiles on heating, for mercury in a vertical pipe // Journal of Heat Transfer. ASME, 1974. Vol. 96. P. 152–158.
3. Zikanov O., Listratov Y., Sviridov V. Natural convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field. Journal of Fluid Mechanics. Cambridge, 2013. Vol. 720. P. 486–516.

Работа поддержана
Министерством образования и науки РФ
(грант № 13.9619.2017/8.9)

ЛОКАЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ В КАНАЛЕ ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Мазо А.Б.¹, Калинин Е.И.¹, Малюков А.В.², Душина О.А.²

¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань

² Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН

e-mail: abmazo1956@gmail.com

Отрыв потока за локальным поперечным возмущением рельефа плоской поверхности является одним из факторов, стимулирующих возникновение турбулентности в пограничном слое на стенке даже при низких числах Рейнольдса $Re = Uh/\nu \sim 10^2$. Здесь и далее U - средняя скорость потока, h - размер препятствия, ν - кинематическая вязкость.

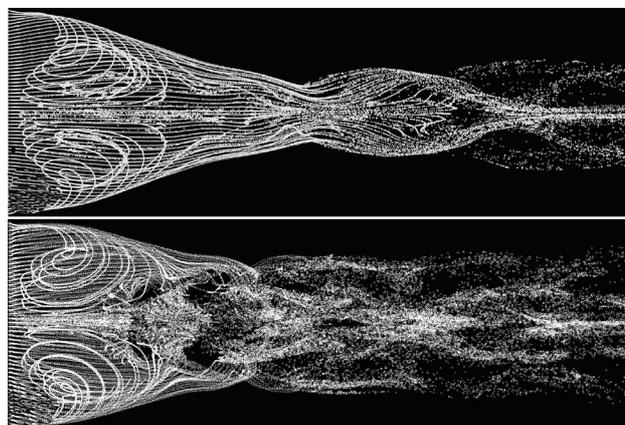
При отсутствии ограничивающих поток боковых вертикальных стенок и достаточно малых значениях числа Re за препятствием реализуется ламинарное двумерное (в вертикальной плоскости) отрывное течение, которое с ростом Re теряет устойчивость и приобретает черты турбулентности. Наличие вертикальных стенок и вязких пограничных слоев на них определяет существенно трехмерный характер течения при отрыве потока за препятствием в канале, и в этих условиях реализуются принципиально иные сценарии ламинарно-турбулентного перехода, когда определяющую роль играют парные спиральные вихри у стенок канала. При определенных условиях они порождают крупные вихревые сгустки в следе на оси канала, которые периодически отрываются и подвергаются турбулентному распаду.

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований и прямого численного моделирования структуры потока за полужидким выступом на нижней стенке канала прямоугольного сечения на переходных к турбулентности режимах течения. Эксперименты включают визуализацию потока и PIV измерения мгновенных векторных полей скорости за выступом. По результатам этих исследований выполнена верификация данных численного моделирования. Сочетание эксперимента и численного моделирования позволило составить ясное представление о развитии структуры отрывного течения за препятствием в канале и описать механизм формирования крупномасштабных вихревых структур в слое смещения при переходе к турбулентности.

Эксперименты проводились в диапазоне изменения числа Рейнольдса $Re = 59 \div 440$. При этом средняя скорость U изменялась от 0.28 до 2.12 м/с. Для визуализации течения использовался метод дымящейся проволоочки. Тонкие нихромовые проволоочки с нанесенным на них слоем масла устанавливались вблизи широкой части плавного входа в рабочий участок. При пропускании тока через проволоочки масло испарялось, создавая концентрированный дымовой след. Съёмки картины течения проводились в световом ноже в плоскости симметрии канала ($z = 0$) и в плос-

костях, параллельных нижней стенке, на расстоянии $y = 1$ и 3 мм от неё. Частота съёмки составляла 800 кадр/с. Световой нож создавался лазером непрерывного действия KLM-532/5000. Термоанемометрические измерения не выявили турбулентных пульсаций скорости потока на входе в канал.

Прямое численное моделирование исследуемого течения было выполнено на основе решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости в безразмерных естественных переменных.



*Траектории движения частиц за выступом:
вверху $Re = 165$ (ламинарный режим), внизу – $Re = 230$
(режим начала формирования вихревых сгустков и
зарождения турбулентности)*

Установлено, что периодическое формирование вихревых структур за выступом происходит при условии смыкания пары боковых спиральных вихрей в центральной области канала. Размер этих вихрей пропорционален толщине пограничного слоя на боковых стенках канала. Поэтому при фиксированных числе Рейнольдса и расстоянии от входа в канал до препятствия образование вихревых структур на оси канала и переход к турбулентности начинается раньше при меньшей ширине канала.

*Работа в части численного моделирования
выполнена за счет средств субсидии, выделенной
Казанскому федеральному университету для
выполнения государственного задания в сфере
научной деятельности 9.9786.2017/8.9, а
экспериментальные исследования – за счет гранта
Российского научного фонда (проект №16-19-10336)*

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ВОЗДУХА И ГЕЛИЙ-КСЕНОНОВОЙ СМЕСИ В ОДИНОЧНОЙ ТРУБЕ ЛЕОНТЬЕВА С ОРЕБРЁННОЙ СТЕНКОЙ

Макаров М.С., Макарова С.Н., Наумкин В.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: msmakarov@itp.nsc.ru

В устройствах энергоразделения теплота передаётся от одной части потока к другой без теплообмена с внешними источниками теплоты за счёт разницы температур, возникающей при расширении газа, вязкой диссипации, вихревого эффекта и т.д. В трубе Леонтьева энергоразделение осуществляется за счёт переноса тепла через стенку, обтекаемую с одной стороны сверхзвуковой, а с другой стороны дозвуковой частью газового потока, истекающего из резервуара с известной температурой и давлением торможения. Интенсивность теплопередачи зависит от многих факторов, в частности, от термического сопротивления разделительной стенки и внешних, по отношению к стенке, термических сопротивлений пристенных пограничных слоёв. Термическое сопротивление разделительной стенки можно уменьшить за счёт выбора высокотеплопроводного материала или за счёт уменьшения толщины стенки. Внешние термические сопротивления уменьшаются с развитием площади поверхности теплоотдачи, что может быть достигнуто за счёт оребрения.

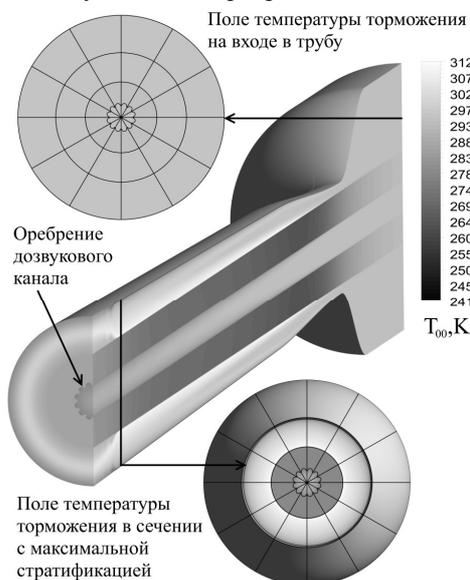


Рис. 1. Пример расчёта энергоразделения в одиночной трубе Леонтьева с оребрением разделительной стенки со стороны дозвукового канала.

Поскольку высокоскоростные (сверхзвуковые) течения чувствительны к различным препятствиям на обтекаемой поверхности, а наличие сверхзвукового течения является необходимым условием энергоразделения в трубе Леонтьева, следует рассматривать только продольное оребрение разделительной стенки. Пример оребрения стенки со стороны дозвукового канала и расчёт полей температуры торможения

вдоль и поперёк одиночной трубы Леонтьева, исследованной в работах [1-3], показан на рис. 1.

В данной работе проведено теоретическое исследование по методике, представленной в работе [4], влияния термического сопротивления разделительной стенки δ/λ_s , эффективности оребрения со стороны сверхзвукового канала η_1 и со стороны дозвукового канала η_2 на показатель эффективности энергоразделения в трубе Леонтьева. Тепловой поток, отнесённый к площади разделительной стенки без оребрения, в безразмерном виде может быть представлен в виде соотношения:

$$\bar{q}_w = \frac{(1-r)(U_{01}^2 - U_{02}^2)}{1/\Psi_{T_1}^c F_{01} \eta_1 + \alpha_{00} \delta/\lambda_s + 1/\Psi_{T_2}^c F_{02} \eta_2}. \quad (1)$$

На рис. 2 представлены результаты расчёта \bar{q}_w в зависимости от термического сопротивления разделительной стенки без оребрения $\eta_1 = \eta_2 = 1$; с эффективным оребрением со стороны дозвукового канала $\eta_1 = 1, \eta_2 = 3.6$; со стороны сверхзвукового канала $\eta_1 = 3.6, \eta_2 = 1$ и с обеих сторон $\eta_1 = 3.6, \eta_2 = 3.6$.

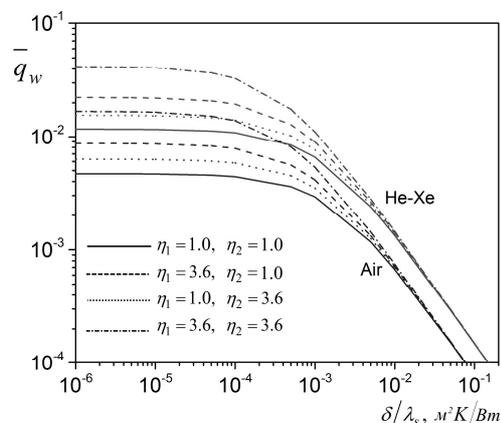


Рис. 2. Влияние оребрения и термического сопротивления разделительной стенки на энергоразделение.

1. Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Стронгин М.М. Экспериментальное исследование температурной стратификации воздушного потока, протекающего через сверхзвуковой канал, с центральным телом в виде пористой проницаемой трубки // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 134–145.
2. Zditovets A.G., Vinogradov Yu.A., Titov A.A. Experimental investigation of the heat transfer process at a gas-dynamic method of energy separation // Proc. of the 15th IHTC15, August 10-15, 2014, Kyoto, Japan, IHTC15-8965. 16 p.
3. Makarov M.S., Makarova S.N., Shibaev A.A. The numerical study of energy separation in a two-cascade Leontiev tube // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 754. P. 1-6.
4. Тепловые процессы в потоках газовых смесей с малым числом Прандтля / В.Е. Накоряков, М.С. Макаров, Ю.И. Петухов и др. – Новосибирск: Академиздат, 2015. 283 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант №14-19-00352.

ТЕПЛОТДАЧА ПЛАСТИН В КРАТКОВРЕМЕННЫХ ПРОЦЕССАХ

Кирсанов Ю.А.¹, Юдахин А.Е.¹, Макарушкин Д.В.¹, Кирсанов А.Ю.²

¹ Институт энергетики и перспективных технологий –
структурное подразделение ФИЦ «Казанский научный центр РАН»

² ФГБОУ ВО «КНИТУ им. А.Н. Туполева», г. Казань

Представлены результаты экспериментальных исследований теплоотдачи двух пакетов гладких пластин, служивших насадкой в лабораторном регенеративном воздухоподогревателе (РВП). Пластины из легированной стали AISI-430 одинаковой толщины 0,5 или 1 мм установлены на расстоянии 1 мм друг от друга. Ширина пластин 50 мм, длина – 100 мм. Опыты проведены в диапазоне чисел подобия: $118 \leq \text{Ho} \equiv w_f \tau_p / l \leq 13870$; $520 < \text{Re} \leq 3350$; $1450 \leq \text{Nu}/\text{Bi} \equiv d_s \lambda_w / (\delta_w \lambda_f) \leq 2840$. Определяющим размером служил эквивалентный гидравлический диаметр межпластинных каналов d_s .

Автоматизированной измерительной системой (АИС) с интервалом 0,02 с измерены: температуры пластин в трех точках по длине пластины и воздушных потоков на входе и выходе рабочего участка, перепады давления на пакете пластин и в расходомерных сужающих устройствах, давления перед сужающими устройствами в холодном и горячем периодах регенеративного цикла. Кроме этого измерялись температуры потоков перед расходомерами, барометрическое давление, температура и относительная влажность окружающего воздуха.

Измерения проводились на установившихся режимах РВП при нескольких значениях длительности периодов τ_p : 2,5 с; 5 с; 10 с; 20 с и 40 с.

Средние за период коэффициенты теплоотдачи в холодном и горячем периодах регенеративного цикла находились по отношению тепловой нагрузки Q к среднему температурному напору между теплоносителем и насадкой и удвоенной площади поверхности насадки. Тепловая нагрузка Q рассчитывалась по количеству теплоты, воспринимаемой и отдаваемой насадкой за цикл, а также по изменению энтальпии теплоносителей в каждом периоде цикла.

Числа Нуссельта Nu , соответствующие найденным из опытов коэффициентам теплоотдачи, представлены на рис. 1 в логарифмических координатах Nu . Из анализа рис. 1 можно заключить: 1) теплоотдача пластин по мере сокращения длительности периодов τ_p протекает более интенсивно; 2) угол наклона обобщающих опытные точки прямых в логарифмических координатах слабо зависит от длительности периода.

Обобщение полученных результатов осуществлено с помощью уравнения:

$$\text{Nu}/\text{Nu}_{st} - 1 = F(\text{Re}, \text{Ho}, \text{Nu}/\text{Bi}, v_f/v_w). \quad (1)$$

Числа подобия в правой части этого уравнения учитывают влияние: Ho – длительности периодов; Nu/Bi – отношения термических сопротивлений теплоносителей и насадки.

Масштабом числа Нуссельта в исследованных процессах служили их значения для стационарного режима теплообмена [1]:

$$\text{Nu}_{st} = 1,85 (\text{Re Pr } d_s / l)^{1/3} C_1, \quad (2)$$

где $C_1 = 1,906(d_s/l)^{0,173}$ – поправка на длину канала [2].

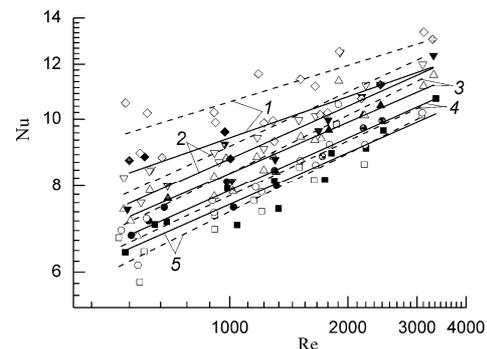


Рис. 1. Зависимость среднего за период числа Нуссельта от числа Рейнольдса в холодных (сплошные линии и темные значки) и горячих (пунктирные линии и светлые значки) периодах при длительностях периодов τ_p : 1 – 2,5 с; 2 – 5 с; 3 – 10 с; 4 – 20 с; 5 – 40 с.

Регрессионный анализ уравнения (1) применительно к данным, представленным на рис. 1, показал, что влияние Re и v_f/v_w на $(\text{Nu}/\text{Nu}_{st} - 1)$ не существенно. Поэтому уравнение регрессии (1) приняло вид:

$$\text{Nu}/\text{Nu}_{st} = 1 + 12,5 \text{Ho}^{-0,2} (\text{Nu}/\text{Bi})^{-0,16}. \quad (3)$$

На рис. 2 опытные точки представлены в координатах $\text{Nu}/\text{Nu}_{st} - 1 = F(\text{Ho}, \text{Nu}/\text{Bi})$. Коэффициент корреляции точек и линии регрессии составил 88 %.

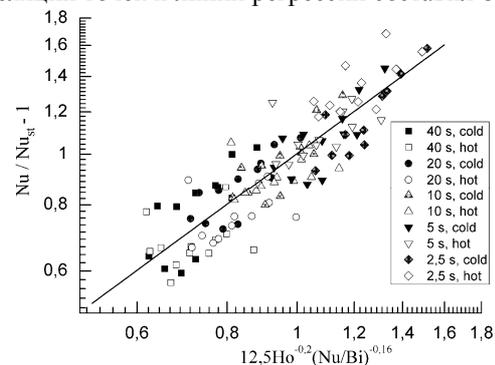


Рис. 2. Обобщение результатов уравнением (3).

Список литературы

1. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
2. Кирсанов Ю.А. Циклические тепловые процессы и теория теплопроводности в регенеративных воздухоподогревателях. М.: Физматлит, 2007. 240 с.

ТУРБУЛЕНТНАЯ КОНВЕКЦИЯ РЕЛЕЯ-БЕНАРА В ЦИЛИНДРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ЖИДКИМ НАТРИЕМ

Мамыкин А.Д., Колесниченко И.В., Павлинов А.М., Халилов Р.И.

Институт Механики Сплошных Сред Уральского отделения Российской Академии Наук

e-mail: mad@icmm.ru

Конвекция Релея-Бенара в замкнутых цилиндрических полостях с диаметром равным высоте является классической фундаментальной задачей гидродинамики, пользующейся неизменной популярностью начиная с 60-ых годов по настоящее время [1]. Высокий научный спрос обуславливается тем, что конвективное движение, вызванное неоднородным нагревом, является одним из наиболее распространенных видов течений жидкости и газа в природе и технике. Актуальность работы определяется острым недостатком экспериментальных данных по турбулентной конвекции и турбулентному конвективному теплопереносу в жидкостях, характеризующимся низкими значениями числа Прандтля (жидких металлах). Важными и недостаточно исследованными остаются вопросы об эффективности теплопереноса и о структуре и поведении крупномасштабной циркуляции (КМЦ) развивающейся в объёме полости на фоне мелкомасштабной турбулентности. В работе приводятся результаты экспериментального исследования конвекции жидкого натрия в строго вертикальном цилиндре с единичным соотношением сторон.

Экспериментальная установка состоит из замкнутой цилиндрической конвективной ячейки (1), ограниченной двумя теплообменниками, горячим (2) и холодным (3) (рис. 1). Ячейка и теплообменники изготовлены из трубы из нержавеющей стали (внутренний диаметр $D = 212$ мм, толщина стенки – 3.5 мм) и заполнены жидким натрием. Длина конвективной ячейки $L = 216$ мм. Особенностью теплообменников является то, что вместо традиционных толстых медных пластин используются тонкие (2 мм) пластины, интенсивно омываемые жидким натрием [2]. Требуемое течение натрия в камерах теплообменников создаётся бегущим магнитным полем, как в электромагнитных перемешивателях [3].

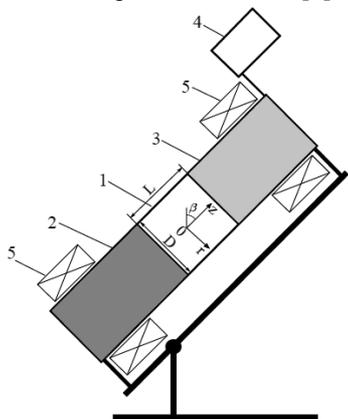


Рис. 1. Схема установки: 1 – конвективная ячейка, 2 – горячий теплообменник, 3 – холодный теплообменник, 4 – расширительная ёмкость, 5 – индукторы; $\beta = 0^\circ$.

Каждый теплообменник оснащен шестью индукционными катушками (5), сдвинутыми к внешней торцевой поверхности соответствующего теплообменника. Камера (3) холодного теплообменника соединена с расширительной емкостью (4), образующей с конвективной ячейкой и теплообменниками сообщающиеся сосуды.

В конвективной ячейке установлено 28 термопар для измерения температурных осцилляций и оценки средних по времени и объёму скоростей КМЦ методом кросскорреляции. Частота сбора данных с каждой термопары – 75 Гц. Эксперименты проводились в диапазоне чисел Релея $Ra = (6.6 - 30.4) \cdot 10^6$. После фиксации заданной разности температуры устанавливался стационарный режим конвекции, после чего измерения проводились в течение одного часа (270 тысяч точек данных на термопару) для регулярных экспериментов и 7 часов для длинных замеров (1890 тысяч точек данных). Долговременные замеры были нужны для выяснения статистических свойств КМЦ при изменении азимутального положения плоскости её вращения, а также для регистрации редких событий, таких как спонтанные инверсии направления вращения крупномасштабного вихря. Анализ поведения первой моды КМЦ в трёх поперечных сечениях (в середине и вблизи торцов цилиндра) указал на наличие торсионных колебаний крупномасштабной циркуляции.

Была получена зависимость эффективного теплопереноса, характеризуемого числом Нуссельта Nu , от числа Релея в виде: $Nu \sim Ra^{0.26 \pm 0.01}$. Значение степени согласуется с результатами для ртути, полученными в работе [4]. Средняя температура натрия в полости в разных экспериментах отличалась, поэтому также была получена зависимость числа Нуссельта от произведения чисел Релея и Прандтля: $Nu \sim (Ra \cdot Pr)^{0.28 \pm 0.01}$.

Список литературы

1. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Benard convection // *Reviews of Modern Physics*. 2009. V. 81. pp. 503-537.
2. Kolesnichenko I., Khalilov R., Teimurazov A., Frick P. On boundary conditions in liquid sodium convective experiments // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. V. 891. pp. 012075.
3. Kolesnichenko I., Khalilov R., Khripchenko S., Pavlinov A. MHD stirrer for cylindrical molds of continuous casting machines fabricated aluminium alloy // *Magnetohydrodynamics*. 2012. V. 48. pp. 221-233.
4. Cioni S., Ciliberto S., Sommeria J. Strongly turbulent Rayleigh-Benard convection in mercury: comparison with results at moderate prandtl number // *Journal of Fluid Mechanics*. 1997. V. 335. pp. 111-140.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-31-00339).

ВЛИЯНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ПОТОКА НА ТЕПЛОТДАЧУ ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ В КАНАЛЕ НА РЕЖИМАХ ПЕРЕХОДА К ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Молочников В.М.^{1,3}, Мазо А.Б.², Охотников Д.И.², Калинин Е.И.², Малюков А.В.¹

¹ Федеральный исследовательский центр Казанский научный центр РАН

² Казанский (Приволжский) федеральный университет

³ Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева – КАИ

e-mail: vmolochnikov@mail.ru

В [1] описан механизм ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) за препятствием в прямоугольном канале для случая стационарного внешнего потока, полученный авторами на основе анализа результатов эксперимента и прямого численного моделирования. Показано, что ЛТП сопровождается формированием в слое смешения трехмерных квазипериодических вихревых структур, локализованных в центре канала.

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры течения и теплоотдачи за полуцилиндрическим выступом в канале в пульсирующем внешнем потоке. Выступ высотой h (радиусом $R = h$), равной 3 мм, располагался на расстоянии $l = 100$ мм от входа в канал прямоугольного поперечного сечения высотой $H = 20$ и шириной $B = 50$ мм с плавным входом. Расход воздуха обеспечивался вакуумным насосом. Пульсации потока создавались динамической головкой, расположенной на выходе из канала. Число Рейнольдса, рассчитанное по высоте выступа, изменялось в диапазоне $Re = 59-440$. Частота вынужденных пульсаций изменялась от 10 до 140 Гц ($Sh = 0,05 - 0,51$), а относительная амплитуда пульсаций $\beta = 0,07 - 0,3$. Визуализация течения выполнялась методом дымящейся проволочки. Съемки картины течения проводились с частотой 800 кадр/с в световом ноже в плоскости симметрии канала ($z = 0$) и в плоскостях, параллельных нижней стенке, на расстоянии $y = 1$ и 3 мм от неё.

Прямое численное моделирование было выполнено в пакете Ansys Fluent 14.5. Расчетная область соответствовала конфигурации рабочего участка экспериментальной установки. Решалась трехмерная нестационарная задача Навье–Стокса в безразмерных естественных переменных для несжимаемой жидкости при числах Рейнольдса в диапазоне $165 < Re < 440$. Область расчета была покрыта набором нескольких структурированных локально-ортогональных сеточных фрагментов, соединенных неструктурированными вставками. Общее количество элементов сетки составило $1,5 \times 10^6$.

Выполнена верификация результатов численного моделирования обтекания выступа в канале пульсирующим потоком, которая показала хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных (см. рис.1).

Установлено, что в пульсирующем потоке за выступом формируются разгонные вихри цилиндрической формы, протяженность которых по ширине канала определяется числом Рейнольдса, частотой и амплитудой пульсаций. С удалением от выступа вихри дробятся на несколько вихревых сгустков (см. рис.1, в,г). Взаимодействие этих сгустков со стенкой

канала приводит к росту локальных мгновенных и осредненных значений коэффициента теплоотдачи за выступом (см. рис.2).

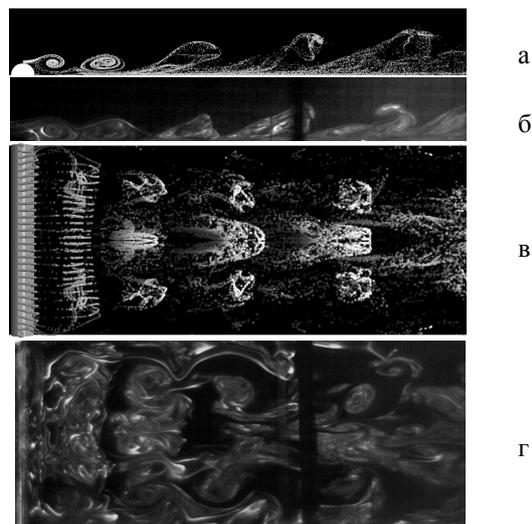


Рис.1. Расчетная (а, в) и экспериментальная (б, г) картина течения за выступом в канале при $Re_h = 274$, $f = 48$ Гц; $\beta = 0,15$ в плоскости xOy (а, б) и xOz (в, г)

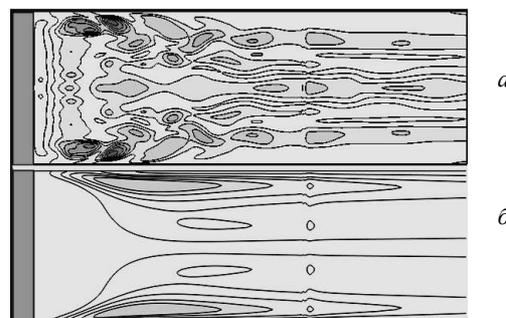


Рис.2. Распределение среднего коэффициента теплоотдачи по стенке за выступом при $Re = 228$: а – $Sh = 0,12$ Гц и $\beta = 0,15$; б – в стационарном потоке

Наибольшее увеличение теплоотдачи по сравнению с обтеканием выступа стационарным потоком (до 70%) наблюдается в области малых чисел Рейнольдса, при которых в стационарном потоке крупномасштабные вихревые структуры еще не образуются. С увеличением числа Рейнольдса эффект интенсификации теплоотдачи снижается до 30–35%.

Список литературы

1. Молочников В.М., Мазо А.Б., Малюков А.В., Калинин Е.И., Михеев Н.И., Душина О.А., Паерелий А.А. Особенности формирования вихревых структур в отрывном течении за выступом в канале при переходе к турбулентности // Теплофизика и аэромеханика. – 2014. – №3. Т.21. С.325-334.

ТЕПЛОБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ГЕЛИЙ-КСЕНОНОВОЙ СМЕСИ В СКРУЧЕННЫХ ТРУБКАХ КВАДРАТНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

Макаров М.С., Наумкин В.С.

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

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

$d_{ef} = 6.2$ мм

круглая трубка,
квадратная трубка,
закрученная трубка:

$s = 200$ мм,

$s = 100$ мм,

$s = 50$ мм.

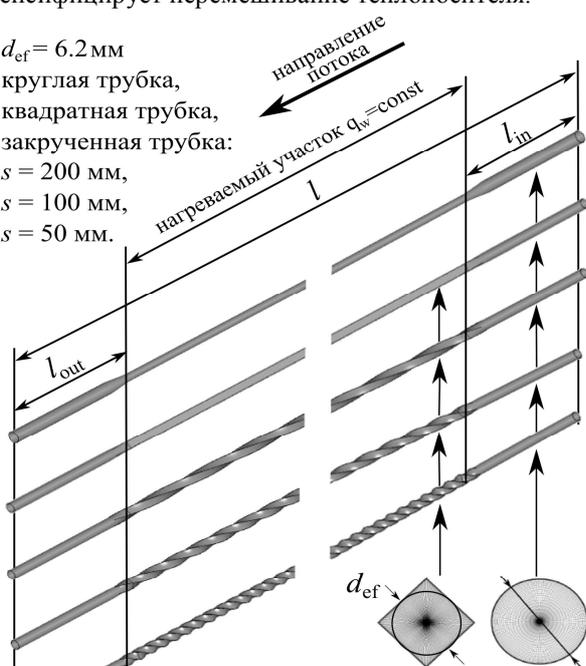


Рис. 1. Схема течения и геометрия расчётной сетки в прямых и скрученных трубках квадратного поперечного сечения

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

Моделировался сопряжённый теплообмен в никелевой трубке с гидравлическим диаметром 6.2 мм. На входе и выходе располагался адиабатный участок круглого поперечного сечения длиной 120 мм. Общая длина трубки 1030 мм, шаг крутки 50, 100 и 200 мм. Схема течения представлена на рис. 1. По всей длине скрученной части трубки к стенке подводилась тепловая нагрузка 6000 Вт/м^2 . Температура газа на входе в трубку принималась 300 К. Массовый расход теплоносителя варьировался от 0.001 до 0.02 кг/с. Давление газа на выходе принималось равным атмосферному.

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

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

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда, грант №14-19-00352.*

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

САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ ВИХРЕВЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАМКНУТЫХ ГИДРОПОТОКАХ

Наумов И.В., Подольская И.Ю., Шарифуллин Б.Р.

Институт теплофизики им. С.С. Кугателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: naumov@itp.nsc.ru

Одним из ключевых параметров, влияющих на процессы переноса во многих инженерных приложениях, является распад вихревой структуры. Данное явление характеризуется самопроизвольной сменой структуры закрученного течения и образованием зон рециркуляции [1-3]. Простейшей моделью для изучения вихревых распадов является вихревой поток, создаваемый в цилиндрическом контейнере вращением одного из его торцов. Известно, что возникновение вихревого распада в такой модели зависит от числа Рейнольдса $Re = \Omega R_D^2 / \nu$, (где Ω - угловая скорость вращения торца, R_D - его радиус, а ν - кинематическая вязкость жидкости) и относительного удлинения h (отношение высоты цилиндра H к его радиусу R_D), а также от граничных условий. Распад вихревой структуры в данной конфигурации характеризуется образованием рециркуляционных ячеек с противотоком на оси (VB) [1] или вращения самоорганизующихся вихревых мультиплетов [2].

Однако в технических приложениях конфигурация контейнера может отличаться от цилиндрической, и его геометрия может существенно влиять на условия возникновения вихревого распада. В работе [3] проведено сравнение структуры течения в контейнерах с многоугольным поперечным сечением в отсутствие осевой симметрии с вихревым течением в осесимметричной конфигурации. Установлено, что поток остается осесимметричным вблизи оси контейнера, а угловые вихри могут значительно влиять на условия образования рециркуляционной зоны. Получена зависимость формирования вихревого распада от геометрии контейнера и его объема. Показано, что структура течения в полигональном контейнере имеет общие закономерности со структурой потока в осесимметричном контейнере с различной геометрией боковой поверхности. В работе [4] исследована структура течения двухкомпонентной несмешиваемой жидкости: масла и воды, где было обнаружено возникновение VB в верхней жидкости.

В нашей работе проведено исследование топологии течения, определены общие закономерности возникновения зон рециркуляции, связанного не только с геометрией контейнера, но с взаимодействием границы раздела (масло-вода) с вращающейся крышкой и неподвижными боковыми стенками в вертикальном герметичном цилиндрическом контейнере. Использовались цилиндрические контейнеры с радиусом 45 и 300 мм, заполненные водой либо водноглицериновой смесью различной высоты и подсолнечным маслом. При температуре 22.6 °C плотности и кинематические вязкости рабочих жидкостей составляли: $\rho_g = 1208 \text{ кг/м}^3$, $\rho_o = 920 \text{ кг/м}^3$, $\nu_g = 42,82 \text{ мм}^2/\text{с}$, и $\nu_o = 54,86 \text{ мм}^2/\text{с}$. Вихревое движение генерировалось вращающимся диском, установленным на высоте h

(рис. 1а). Разница в плотности между жидкостями обеспечивает устойчивую границу раздела.

Выявлены закономерности формирования ячеистой структуры ограниченного вихревого течения двухкомпонентной жидкости. Установлено что наличие нижней жидкости – формирующей “жидкое” дно заметно влияет на образование рециркуляционной зоны возвратного течения, сдвигая диаграмму формирования VB в область меньших чисел Рейнольдса и меньшего относительного удлинения (Рис. 1б). При этом толщина слоя нижней жидкости не влияет на диаграмму формирования VB, а вязкость оказывает влияние. Предполагая, что твердое дно отвечает бесконечной вязкости, а вязкость водно-глицериновой смеси в 45 раз больше вязкости воды, установлено, что сдвиг кривой для воды на 50-100 Re больше, чем для глицерина по сравнению со сдвигом в 400 Re для случая твердого дна.

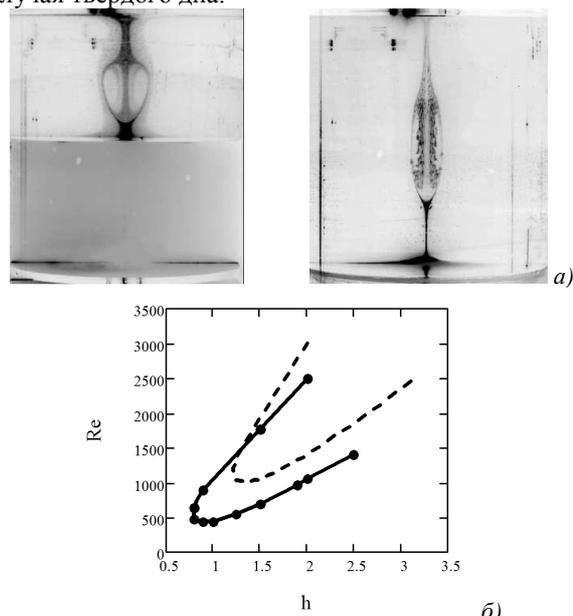


Рис. 1. Пример VB в цилиндре с “жидким дном” при $Re = 800$ и $h = 1.0$ (слева) и $Re = 1000$ и $h = 2.0$ (справа) (а); граница VB в цилиндре с твердым (пунктир) и “жидким” дном (сплошная линия) (б).

Список литературы

1. Наумов И.В., Миккельсен Р.Ф., Окулов В.Л. Формирование застойной зоны на оси замкнутого закрученного течения // ТиА. 2014. Т. 21. № 6. С.799-802.
2. Sørensen J.N., Naumov I.V., Okulov V.L. Multiple helical modes of vortex breakdown // J. Fluid Mech. 2011. V. 683. P. 430-441.
3. Naumov I.V., Podolskaya I.Yu. Topology of vortex breakdown in closed polygonal containers // J. Fluid Mech. 2017. V. 280. P. 263-283.
4. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Hysteretic growth and decay of a waterspout column // Phys. Rev. Fluids, 2018. V. 3. Paper 024701.

Работа поддержана РНФ (грант № 14-29-00093).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА МЕЖДУ ВИХРЕВЫМ КОЛЬЦОМ И ОКРУЖАЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ ДРУГОЙ ПЛОТНОСТИ

Никулин В.В., Паненко Р.А.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

E-mail: nikulin@hydro.nsc.ru

Турбулентный обмен между вихревыми кольцами и окружающей жидкостью играет важную роль в динамике вихрей [1] и связанных с ними процессах переноса [2]. До настоящего времени его изучение ограничивалось анализом переноса вихревыми кольцами пассивной примеси в однородной жидкости [2]. При наличии неоднородности исследований турбулентного обмена не проводилось. В настоящей работе предложен новый метод наблюдения турбулентного обмена в случае, когда плотности жидкости в вихре и вне его различны. Производится видеосъемка теневого изображения данного процесса в направлении перпендикулярном движению.

Установка представляет собой вертикальный сосуд сечением 150×150мм, высотой 300мм, заполненный двухслойной жидкостью, верхний слой – вода, плотностью $\rho_1 = 1\text{г/см}^3$, глубиной 180мм, нижний – раствор сахара плотностью $\rho_2 = 1,08\text{г/см}^3$, глубиной 70мм. Вихревые кольца образуются в нижнем слое, путем выталкивания импульсной струи длиной 34мм из цилиндрической камеры диаметром 21мм через сопло диаметром 12,5мм. Расстояние от среза сопла до границы раздела – 40мм. Вихрь формируется в нижнем слое и выходит в верхний, оставаясь заполненным жидкостью более плотной, чем окружающая. После выхода вихря в верхний слой определяются его скорость и радиус тороидального ядра на расстояниях 15-20мм от границы. По этим значениям и кинематической вязкости, принятой равной $10^{-2}\text{см}^2/\text{с}$, рассчитывается число Рейнольдса.

Сразу после выхода вихревого кольца из нижнего слоя, визуализируется его граница с окружающей средой, поскольку внутри вихря и вне его жидкости однородны. По мере движения, однородность среды нарушается, в них попадают турбулентные объемы другой жидкости, в результате чего происходит теньевая визуализация. Для вихревого кольца это выглядит, как его резкое потемнение. Сначала потемнение увеличивается, а затем, начиная с некоторого расстояния, уменьшается практически до полного просветления. Это означает, что количество более плотной жидкости в вихре убывает вплоть до полной замены ее окружающей. По теньевым изображениям находится величина среднего на один пиксель почернения области, соответствующей вихревому кольцу. Данная область определяется сразу после выхода вихря из нижнего слоя, когда она хорошо видна, и считается неизменной на протяжении всего пути наблюдения. В экспериментах варьируется начальная скорость вихря. Диаметр кольца примерно одинаков и равен $(15 \pm 0,5)$ мм.

На рис.1 в процентах от максимального показана типичная зависимость среднего почернения области вихревого кольца (J) в зависимости от расстояния до

границы раздела. Виден ярко выраженный максимум почернения. На рис.2 – расстояние от границы раздела до места максимального почернения (z^*) в зависимости от числа Re вихря.

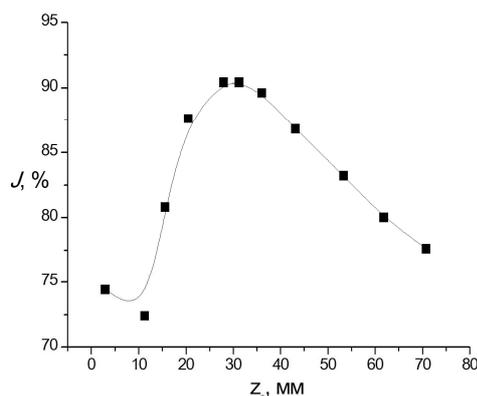


Рис.1 Среднее почернение вихревого кольца в зависимости от расстояния до границы раздела, $Re = 16900$.

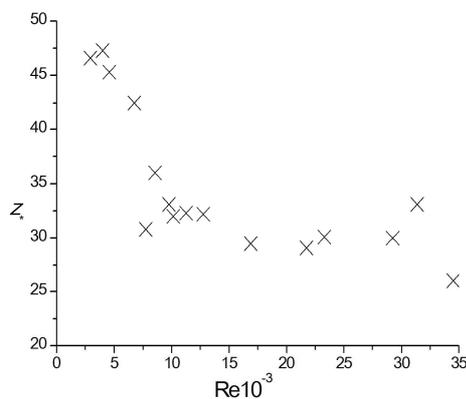


Рис.2. Расстояние от границы раздела до места максимального почернения z^* в зависимости от числа Re вихря.

Таким образом, существует расстояние, на котором почернение теневого изображения достигает максимума. Можно предположить, что здесь будет достигнуто и максимальное перемешивание. Согласно рис.2, это расстояние сначала убывает с ростом Re , а затем и становится примерно постоянным.

Список литературы

1. Никулин В.В. Аналитическая модель движения турбулентных вихревых колец в несжимаемой жидкости // ПМТФ. 2014. №4. С. 11-18.
2. Тарасов В.Ф., Якушев В.И. Экспериментальные исследования переноса примесей турбулентным вихревым кольцом // ПМТФ. 1974. №1. С.130-136.

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-08-00824).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ ВХОДНОЙ КРОМКИ ЛОПАТКИ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ С ПОМОЩЬЮ ЗАКРЫТОГО ЦИКЛОНА

Шевченко И.В., Осипов С.К., Вегера А.Н., Комаров И.И.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва
e-mail: osipovsk@mail.ru

Одним из эффективных способов охлаждения входных кромок лопаток газовой турбины является циклонное охлаждение [1]. Его принцип заключается в тангенциальном подводе воздуха в охлаждающий канал лопатки (циклонную камеру) через дискретные отверстия, что приводит к закрутке потока и значительной интенсификации теплообмена на внутренних стенках канала. В циклонных камерах может быть достигнута высокая интенсификация теплообмена по сравнению с гладким каналом: $Nu/Nu_0 = 4,0$ и выше.

С использованием пакета ANSYS CFX проведено численное исследование теплообмена в моделях входной кромки с циклонной камерой (рис. 1).

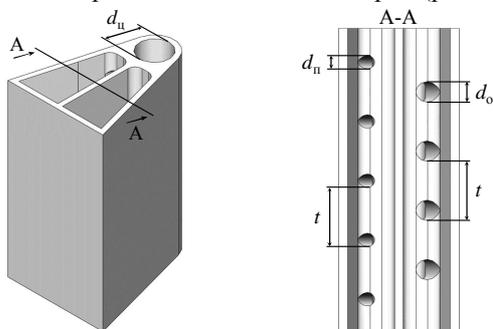


Рис. 1. Трехмерная модель входной кромки лопатки.

Варьировалось отношение диаметров $\bar{d} = d_o/d_n$ отводящего d_o и подводящего d_n каналов в диапазоне 2...3 при постоянном диаметре циклонной камеры d_n и неизменном шаге отверстий t . Было установлено, что увеличение \bar{d} приводит к росту локальных коэффициентов теплоотдачи с одновременным увеличением неравномерности их распределения по высоте модели. Увеличение площади подводящих и отводящих отверстий при $\bar{d} = const$ изменяет характер движения воздуха в циклонной камере: струйное течение вырождается в поворот потока у цилиндрической поверхности.

Было проведено экспериментальное исследование трех моделей входной кромки с циклонной камерой. Основные геометрические размеры моделей приведены в таблице 1, n_n – количество подводящих отверстий, n_o – количество отводящих отверстий.

Таблица 1. Геометрические размеры исследованных моделей входной кромки с циклонной камерой.

Модель	d_n , мм	d_n , мм	d_o , мм	n_n , шт	n_o , шт	t , мм
M1	6,2	1,6	2,4	4	5	7
M2	6,2	1,2	2,0	4	5	7
M3	6,2	2,0	3,0	4	5	7

Эксперименты проводились с использованием метода калориметрирования в жидкометаллическом термостате [2] на четырех режимах по перепаду давления $\pi = P_{вх}/P_0 = 1,2; 1,4; 1,8; 2,2$. Экспериментальные гидравлические характеристики моделей показа-

ли, что их пропускная способность в основном определяется площадью подводящих отверстий. Максимальный расход при $\pi = idem$ имела модель M3, минимальный – модель M2.

Было получено распределение плотности теплового потока q по длине моделей в сечении критической точки входной кромки. Максимальные значения q наблюдаются напротив подводящих отверстий, а минимумы располагаются между ними. Неравномерность q между соседними участками достигает от 20 до 50% в зависимости от перепада давления. С ростом перепада π неравномерность уменьшается.

Построены зависимости распределения плотности теплового потока по периметру поперечного сечения входной кромки. Характер распределения q у моделей M2 и M3 практически одинаков. Максимум q расположен в критической точке, минимумы – в точках, отстоящих на ± 15 градусов. При этом плотность теплового потока в сходных точках модели M2 больше на 13–15% для всех перепадов давления. Модель M1 имеет другую форму распределения q по поверхности входной кромки. При перепадах давления $\pi = 1,2-1,8$ минимум теплового потока расположен в критической точке, и только при $\pi = 2,2$ наблюдается небольшой максимум.

Были рассчитаны локальные коэффициенты теплоотдачи и построены критериальные уравнения. В качестве определяющего размера использовался гидравлический диаметр подводящего отверстия d_n . Зависимости были получены для диапазона чисел $Re = 4000-16000$ и температурного фактора, равного 2. Для критической точки входной кромки критериальное уравнение имеет вид (1).

$$Nu_0 = 0,21 \cdot Re^{0,75} \cdot \left(\frac{d_n}{d_n} \right)^{-0,5} \cdot \frac{F_n}{F_o} \quad (1)$$

Для расчета среднего коэффициента теплоотдачи по обводу входной кромки получена зависимость (2).

$$Nu_0 = 0,20 \cdot Re^{0,75} \cdot \left(\frac{d_n}{d_n} \right)^{-0,5} \cdot \frac{F_n}{F_o} \quad (2)$$

Зависимости (1) и (2) позволяют рассчитать коэффициенты теплоотдачи к охлаждающему воздуху с погрешностью $\pm 8\%$.

Список литературы

- Халатов А.А., Дашевский Ю.Я., Изгорова И.А. Новые вихревые технологии аэротермодинамики для энергетического газотурбостроения. Часть 1. Циклонное охлаждение лопаток // Промышленная теплотехника. 2008. № 4. С. 14–26.
- Копелев С.З., Галкин М.Н., Харин А.А., Шевченко И.В. Тепловые и гидравлические характеристики охлаждаемых лопаток газовых турбин. М.: Машиностроение, 1993. 176 с.

Исследование выполнено в НИУ «МЭИ» при финансовой поддержке Минобрнауки России (уникальный идентификатор проекта RFMEFI57716X0210).

РАЗРАБОТКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ТУРБУЛИЗАТОРОВ ПОТОКА ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООТДАЧИ В ТЕПЛООБМЕННЫХ УСТРОЙСТВАХ

Киндра В.О., Рогалев А.Н., Осипов С.К., Шевченко И.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: kindra.vladimir@yandex.ru

Основным направлением повышения эффективности конвективного теплообмена является разработка новых и оптимизация существующих конструкций интенсификаторов теплоотдачи. Проведенный комплекс численных исследований, направленный на увеличение интенсивности теплоотдачи в каналах со штырьками, определил перспективность штырьково-луночных турбулизаторов потока [1]. Было установлено, что их применение приводит к повышению числа Нуссельта по сравнению со штырьковыми интенсификаторами на 7–13 % в диапазоне чисел Рейнольдса от 8000 до 70000. Для подтверждения результатов численных расчетов были проведены экспериментальные исследования.

Объектами настоящих исследований являлись модели охлаждаемых каналов М1, М2, М3. Модель М1 с восьмью рядами штырьков, установленных в шахматном порядке, являлась базовой для сравнительной оценки эффекта интенсификации в моделях М2 и М3. Модель М2 (см. рис. 1) отличалась от М1 наличием лунок, выполненных на противоположных стенках канала соосно штырькам. В модели М3 штырьки установлены в поперечных траншеях.

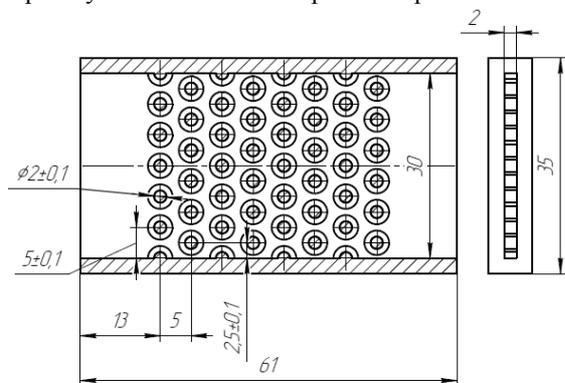


Рис. 1. Охлаждаемый канал со штырьково-луночными турбулизаторами потока (М2).

С использованием метода численного моделирования в программной среде Ansys CFX была проведена оптимизация геометрических параметров разрабатываемых турбулизаторов потока с целью обеспечения максимальной теплогидравлической эффективности охлаждаемых каналов. Во всех рассматриваемых моделях диаметр штырьков равнялся 2 мм, а продольный и поперечный шаг их расположения – 5 мм. Для модели М2 оптимальная глубина лунок составила 1 мм, оптимальный диаметр лунок – 4 мм. Для модели М3 оптимальная глубина траншей составила 1 мм, оптимальная ширина траншей – 4 мм.

При помощи аддитивных технологий были изготовлены три экспериментальные модели с указанными выше размерами. В качестве основного метода

исследований был выбран метод калориметрирования в жидкометаллическом термостате, позволяющий определять локальные коэффициенты теплоотдачи с точностью 8% [2].

Экспериментально установлено, что по сравнению с пропускной способностью базовой модели М1 пропускная способность модели М2 ниже на 9%, а модели М3 – выше на 45% при отношении давлений на входе и выходе из моделей, равном 1,6.

Зависимость среднего по длине канала числа Нуссельта от числа Рейнольдса для базовой модели М1, полученная по результатам проведенных экспериментальных исследований, показала хорошую согласованность с результатами тепловых испытаний модели канала со штырьками аналогичных геометрических параметров, представленных в [3]. Отличие не превышает 5%.

Экспериментально установлено, что в диапазоне чисел Рейнольдса 4000–14000 модель М2 позволяет увеличить среднее по длине канала число Нуссельта по сравнению с моделью М1 на 11%, а модель М3 – на 36%.

Полученные результаты экспериментальных исследований подтверждают результаты численных расчетов и свидетельствуют о существенном повышении интенсификации теплообмена, возникающей при обтекании газовым потоком разработанных интенсификаторов теплоотдачи. Штырьково-луночные турбулизаторы потока могут найти широкое применение при создании различных теплообменных аппаратов и поверхностей [4]. Штырьки в поперечных траншеях можно использовать в охлаждающих каналах лопаток газовых турбин с целью повышения эффективности охлаждения выходной кромки пера.

Список литературы

1. Киндра В.О., Осипов С.К., Егоров А.А., Рогалев А.Н., Шевченко И.В. Исследование и разработка штырьково-луночного интенсификатора теплоотдачи для высокоэффективных теплообменных устройств // Новое в российской электроэнергетике. 2017. № 9. С. 76–89.
2. Shevchenko I.V., Rogalev A.N., Shevchenko M.I., Vegera A.N. Method of calorimetric measurements in molten metal thermostat and its application for developing blade cooling system of gas turbines // Int. J. Appl. Eng. Res. 2017. V. 12, No. 10. P. 2382–2386.
3. Metzger D.E., Berry R.A., Bronson J.P. Developing heat transfer in rectangular ducts with staggered arrays of short pin fins // J. of Heat Transf. 1982. V. 104, No. 4. P. 700–706.
4. Киндра В.О., Осипов С.К., Лисин Е.М., Егоров А.А. Развитая теплообменная поверхность. Пат. 2642936 Российская Федерация; заявл. 18.04.2017, опубл. 29.01.2018.

Исследования выполнены в НИУ «МЭИ» в рамках государственного задания Минобрнауки России № 13.7616.2017/8.9.

ТЕПЛОТДАЧА И КИНЕМАТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОТОКА В ПЛОСКОМ ДИФFUЗОРЕ

Давлетшин И.А., Паерелий А.А.

Федеральный исследовательский центр «КазНЦ РАН», Казань

E-mail: tpaereliy@yandex.ru

Информации по тепловым и гидродинамическим процессам в потоках с наложенными пульсациями скорости в основном относится к каналам постоянного сечения [1, 2]. В пульсирующих течениях в зависимости от частоты и амплитуды наблюдаются различия в теплообменных и гидродинамических процессах.

На практике проточные части технических устройств включают в себя и различные переходные устройства, например, диффузоры и конфузоры [3, 4]. Течения в таких каналах могут быть связаны с отрывными явлениями, особенностями ламинарно-турбулентных переходов и т.д. Однако основной массив информации здесь относится к стационарным режимам.

Между тем в определенных типах течений, в частности отрывных, вынужденные пульсации скорости (давления) способны существенным образом изменить структуру потока и приводить к дополнительной интенсификации теплоотдачи по сравнению со стационарными режимами [5].

Исследования проводились на экспериментальной установке, представленной на рис. 1. Рабочий участок представлял собой плоский канал из поликарбоната длиной 1.2 м и шириной 150 мм. В диффузорном участке 3 канала с углом раскрытия $\varphi=17^\circ$ высота входного сечения составляла 40 мм, выходного – 100 мм. Каналы имели плавный в одной плоскости вход и состояли из трех участков: предвключенный участок постоянного сечения, диффузорный участок длиной L и поствключенный участок постоянного сечения. На входе в рабочий участок (на стыке с входным устройством) поперек потока была установлена сетка и по периметру наклеена наждачная бумага, которые обеспечивали гарантированно турбулентный режим течения воздуха в канале.

Пульсации потока воздуха на рабочем участке установки создавались пульсатором 4, в котором проходное сечение на выходе из канала периодически перекрывалось вращающейся заслонкой.

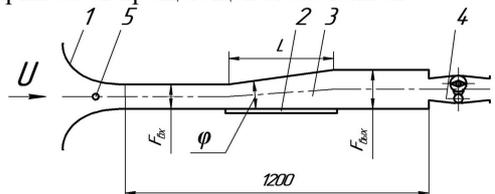


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – входное устройство; 2 – теплообменная стенка; 3 – диффузорный участок; 4 – пульсатор; 5 – термометр.

Теплоотдача исследовалась при охлаждении предварительно нагретой стенки потоком воздуха комнатной температуры. Опыты проводились в диапазоне вынужденных частот $f=(0 - 20)$ Гц и двух

уровнях относительных амплитуд скорости потока $\beta=A_U/U \sim 0,3$ и $\beta \sim 0,8$.

По результатам экспериментов получены распределения коэффициента теплоотдачи h при среднерасходной скорости потока на входе $U=5.5$ м/с. Характерные распределения интенсификации теплоотдачи относительно стационарного режима приведены на рис. 2. За начало координат $x=0$ здесь взято входное сечение рабочего участка (на стыке с входным устройством). Границы диффузора отмечены штриховыми линиями. Распределения имеют немонотонный характер с максимумом в средней части диффузора. Почти во всем диапазоне частот наблюдается интенсификация теплоотдачи, достигающая 20% и более при высоких амплитудах. На низкочастотном режиме (6 Гц) отмечается нарастание коэффициента теплоотдачи и за диффузорным участком.

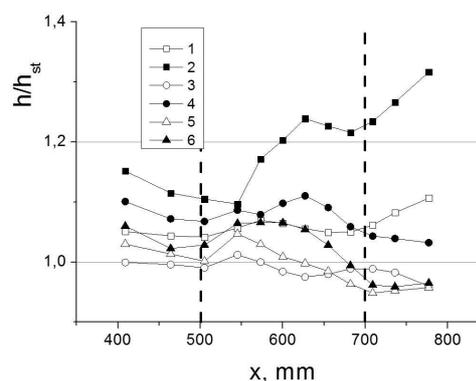


Рис. 2. Интенсификация теплоотдачи на пульсирующих режимах 6 (1, 2), 12 (3, 4) и 20 Гц (5, 6): светлые значки - $\beta=0,3$; темные - $\beta=0,8$.

Интенсификация теплоотдачи согласуется с изменениями кинематической структуры течения при вынужденных пульсациях потока, в частности, с взаимодействием пульсаций с отрывной областью.

Список литературы

1. Тепловые и гидродинамические процессы в колеблющихся потоках / Б.М. Галицейский, Ю.А. Рыжов, Е.В. Якуш. М.: Машиностроение, 1977. 256 с.
2. Гольцман А.Е., Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Паерелий А.А. Касательные напряжения в турбулентном пульсирующем потоке в канале // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 3. с. 333-342.
3. Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин / Дейч М.Е., Зарянкин А.Е. М.: «Энергия», 1970. 384 с.
4. Леонтьев А.И., Лушчик В.Г., Решмин А.И. Теплообмен в конических расширяющихся каналах // ТВТ. 2016. Т. 54. № 2. С. 287-293.
5. Давлетшин И.А., Михеев Н.И. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока / ТВТ. 2012. Т. 50, №3. с. 442-449.

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

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРИЗАЦИЯ ПРИ КРИТИЧЕСКОМ ИСТЕЧЕНИИ ИМПАКТНОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ

Поздеева И.Г., Митрофанова О.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва
e-mail: pozdeeva_irina@mail.ru

В настоящей работе для исследования механизма генерации акустических колебаний, связанного с образованием устойчивой вихревой структуры потока, были проведены эксперименты по определению амплитудно-частотных характеристик колебаний (АЧХ), регистрируемых при истечении из вихревой камеры импактного закрученного потока воздуха. Во всех экспериментах с незакрепленной преградой при различных диаметрах преграды был выявлен эффект саморегулирования акустических колебаний, связанный с достижением предельного расхода [1]. На основании физических исследований, проведенных под руководством И.И. Новикова [1], было установлено, что скорость поступательного движения закрученного потока жидкости имеет ограничение и при осуществлении устойчивого режима течения не может превосходить критического значения, равного скорости распространения длинных центробежных волн.

Специально проведенные эксперименты показали, что процесс генерации устойчивой «тонкой» спирально-вихревой структуры при критическом истечении импактного закрученного потока связан с притоком воздуха из внешней среды. Существование притока воздуха из внешней среды под преграду экспериментально доказано визуализацией с помощью дымовой струи [2].

Еще одним доказательством образования сложной структуры спиральных вихрей, обеспечивающей приток массы воздуха из внешней среды служит временная развертка акустической волны, представленная на рисунке 1 а. Соответствующая этой временной развертке амплитудно-частотная характеристика показана на рис. 1 б. Рис. 1 б иллюстрирует экспериментальную зависимость, где первый пик с низкой амплитудой соответствует частоте $f_1 = 1345$ Гц внешнего вихря, выносящего расход. Второй пик с частотой $f_2 = 2691$ Гц и более высокой амплитудой соответствует частоте внутреннего (вложенного) вихря, с помощью которого осуществляется подсос воздуха из внешней среды. Вращение внутреннего и внешнего вихрей осуществляется в противоположных направлениях.

Полученная осциллограмма явным образом указывает на существование двухслойной структуры в отдельном спиральном вихре. В этом можно убедиться путем графического сложения (линия 4 на рис. 1 в) двух противофазных гармонических колебаний с частотами $f_1 = 1345$ Гц (линия 2 на рис. 1 в) и $f_2 = 2691$ Гц (линия 1 на рис. 1 в). Для более точного соответствия с экспериментальными результатами при суммировании следует также учесть субгармоническое колебание с частотой $f_3 = 670$ Гц (линия 3 на рис. 1 в), соответствующее случаю отражения звуковой волны от края преграды. Запись формы звуковой волны, представленная на рис. 1 а, как раз и является результирующим графиком двух акустических

колебаний, фазы которых имеют противоположный знак. Этот экспериментально установленный факт дает возможность подтвердить сделанное ранее предположение о двойной слоистой структуре спирального вихря, устойчивость которого обеспечивается входящее-выходящим дополнительным потоком воздуха, вовлеченным в спирально-вихревое движение.

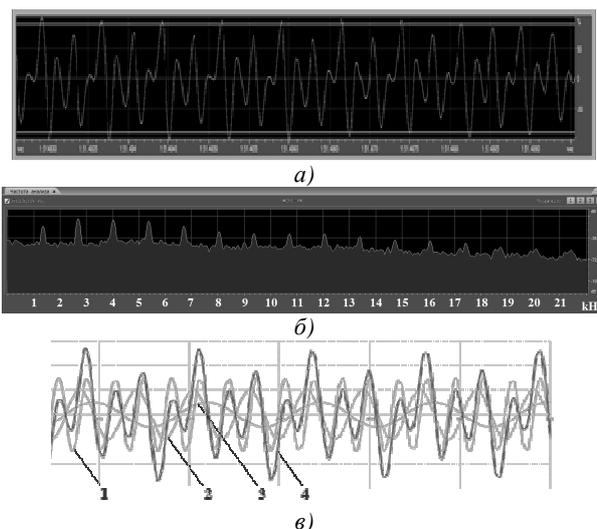


Рис. 1. Сложение акустических колебаний в двухслойной спирально-вихревой структуре при диаметре преграды $D = 30$ мм и расходе $G = 2,85 \cdot 10^{-3}$ м³/с: а) – временная развертка акустической волны; б) – частотный спектр в) – результат сложения противофазных гармонических колебаний (линия 4) с частотами $f_1 = 1345$ Гц (линия 2), $f_2 = 2691$ Гц (линия 1) и $f_3 = 670$ Гц (линия 3);

Проведенные эксперименты по сопоставлению АЧХ с визуализированными картинами течения импактного закрученного потока [2] показали, что в до-резонансном режиме истечения вытекающий поток движется под преградой по сложной замкнутой траектории, образующей фигуру Лиссажу. В резонансном режиме истечения поток распадается на отдельные спиральные вихри, частота вращения в которых совпадает с собственной частотой изгибных колебаний торцевой поверхности вихревой камеры.

Список литературы

1. Новиков И.И., Скобелкин В.И., Абрамович Г.Н., Клячко Л.А. Закономерность расхода жидкости в закрученном потоке (открытие № 389 внесено в Гос. реестр открытий 18.10.1990 г.)
2. O. V. Mitrofanova, I. G. Pozdeeva Investigation of the acoustic oscillation self adjustment mechanism in impinging swirling flows Fluid Dynamics V. 50 (2015).

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-08-00687).*

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОДИНОЧНОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ НА РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА

Поплавская Т.В., Кириловский С.В.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: popla@itam.nsc.ru

При сверхзвуковых режимах полета передние кромки летательного аппарата подвергаются воздействию высоких температур, что приводит к абляции и формированию элементов шероховатости на поверхности транспортного средства. Изменение формы тела и структуры поверхности аблирующего материала значительно сказывается на положении ламинарно-турбулентного перехода. Как правило, шероховатость приводит к преждевременному ламинарно-турбулентному переходу, а притупление носовой части летательного аппарата сдвигает ламинарно-турбулентный переход вниз по потоку. Таким образом, присутствие шероховатости на затупленной носовой части летательного аппарата создает неоднозначную ситуацию: стабилизирующее влияние притупления конкурирует с дестабилизирующим влиянием шероховатости.

В настоящей работе проведено численное моделирование трехмерного нестационарного течения на затупленном конусе (радиус затупления $R=5\text{мм}$) с полууглом раствора 7° и с одиночной шероховатостью в области затупления (см рис.1). В декартовой системе координат рассматривался сектор с углом 60° в плоскости (y,z) . Одиночная шероховатость представляла собой цилиндр с диаметром $d=0.3\text{мм}$ и высотой $k=0.6\text{мм}$. Шероховатость располагалась перпендикулярно поверхности затупления при угле $\theta=90^\circ$, т.е. в сверхзвуковой области течения после звуковой линии. Расчётная область покрывалась регулярной гексаэдральной расчётной сеткой со сгущением к поверхности конуса и во всех направлениях x , y и z к поверхности шероховатости. Общее число ячеек составляло 9.7 млн.

Численное моделирование задачи выполнялось с помощью пакета ANSYS Fluent. Нестационарные уравнения Навье–Стокса решались с помощью решателя, основанного на плотности, использовались схемы 2-го порядка точности по пространству с Roe-

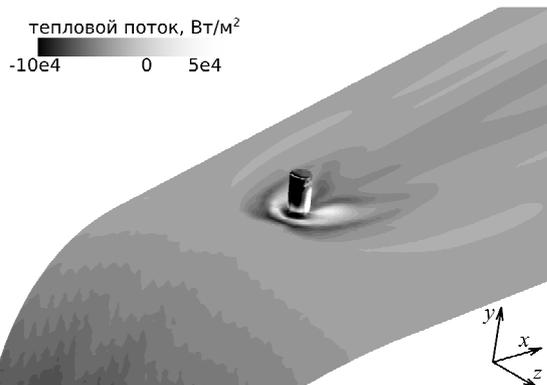


Рис.1. Тепловой поток на поверхности затупленного конуса $R=5\text{мм}$ с одиночной шероховатостью

FDS методом расщепления конвективных потоков и явный метод Рунге–Кутты по времени. Численное моделирование проводилось на кластерах Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН и информационно-вычислительного центра Новосибирского государственного университета.

Полученные результаты показали, что наличие одиночной цилиндрической шероховатости приводит к локальным искажениям стационарного поля течения вблизи шероховатости и образованию подковообразных вихревых структур перед ней. Вследствие наличия градиентов нормальной и трансверсальной компонент скорости в следе за элементом шероховатости наблюдается образование продольных вихревых структур. Интенсивное взаимодействие вихревых структур сопровождается быстрым нарастанием трехмерных пульсаций во всем поле течения в азимутальном направлении, что, по-видимому, свидетельствует о ламинарно-турбулентном переходе (рис.2).



Рис.2. Изоповерхность Q -критерия и контуры скорости: $R=5\text{мм}$, $Re_l=37.8 \times 10^6 \text{м}^{-1}$, $M_\infty=5.95$, $P_0=26.5\text{Па}$, $T_0=369\text{К}$, $k=0.6\text{мм}$, $d=0.3\text{мм}$

В работе получены данные обтекания затупленных конусов с одиночной шероховатостью при разных числах Рейнольдса и радиусах затупления носовой части конуса.

На сегодняшний день нет единого критерия предсказания перехода, вызванного шероховатостью, но отношение высоты шероховатости к толщине пограничного слоя k/δ и число Рейнольдса Re_{kk} , определенное по высоте элемента шероховатости k и параметрам течения в пограничном слое при $y=k$, являются наиболее используемыми критериями ламинарно-турбулентного перехода. В данной работе показано, что при $Re_{kk}=4880$ и $k/\delta=3.95$ ламинарно-турбулентный переход наблюдается непосредственно на затупленной части конуса $R=5\text{мм}$, и далее развивается турбулентное течение (см рис.2). Эти результаты согласуются с экспериментальными данными, полученными в аэродинамической трубе «Транзит-М» ИТПМ СО РАН.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-11-00490-П).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛИННОВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ С УДАРНОЙ ВОЛНОЙ НА ПЛАСТИНЕ С УЧЕТОМ РЕАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ГАЗА

Решетова А.И., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: annareshetova29@gmail.com

При сверхзвуковых скоростях потока важную роль в развитии неустойчивости пограничных слоев играет их восприимчивость к возмущениям набегающего потока. Более того в условиях реального полета при высоких температурах торможения потока на характеристики течения и его устойчивость существенное влияние оказывают свойства реального газа (в частности, колебательная релаксация).

В [1] впервые были получены коэффициенты преобразования внешних длинноволновых возмущений в течениях без учета реальных свойств газа.

В данной работе рассматривается задача о развитии длинноволновых ($x/\lambda \ll 1$, где λ – длина волны) возмущений на пластине под углом атаки в потоках как воздуха, так и неравновесного CO_2 для условий экспериментов в аэродинамической трубе ИТ-302М ИТПМ СО РАН. Численное моделирование выполнено на базе решения двумерных нестационарных уравнений Навье–Стокса в рамках модели термически совершенного газа. Для учета реальных свойств (колебательной релаксации) молекул CO_2 к уравнениям Навье–Стокса добавлены уравнения сохранения колебательной энергии для каждой колебательной степени свободы молекул. Энергообмен между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы молекул CO_2 с конечным временем релаксации учитывался путем добавления источников членов, рассчитываемых по уравнению Ландау–Теллера. Акустические возмущения моделировались заданием суперпозиции стационарного течения и плоских монохроматических акустических волн ($A=0,03P_\infty$, $f=10 \div 1000$ кГц, $\theta=\alpha$).

В работе определены коэффициенты преобразования длинноволновых возмущений набегающего потока за ударной волной в широком диапазоне углов атаки ($5 \div 20^\circ$), чисел Рейнольдса, вычисленных по длине пластины L ($4 \times 10^3 \div 4 \times 10^5$), и чисел Маха ($4,5 \div 8,9$).

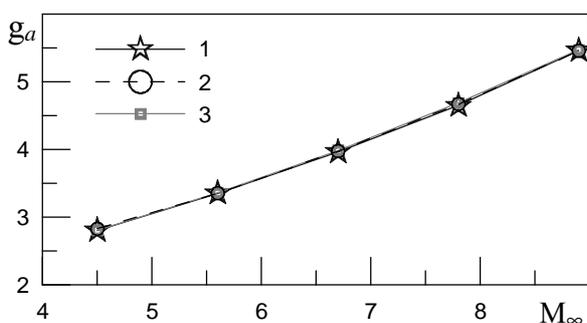


Рис.1. Коэффициенты преобразования быстрой акустической волны ($Re_L=4 \times 10^4$, $\alpha=10^\circ$, $x/\lambda=0,2$): 1 – вязкий равновесный Воздух; 2 – вязкий неравновесный CO_2 ; 3 – невязкая теория [2]

Результаты расчетов по пульсациям давления на поверхности модели сопоставлялись с данными, полученными из общего решения невязкой задачи о взаимодействии возмущений с ударной волной на клине [2] для длинноволновых возмущений (Рис.1). В исследуемом диапазоне чисел Маха и Рейнольдса полученные коэффициенты преобразования длинноволновых возмущений при $x/\lambda < 0,2$ практически совпадают с коэффициентами, полученными из аналитического решения невязкой задачи в приближении $x/\lambda \ll 1$. С увеличением параметра x/λ до 0,37 отличие составляет не более 3%.

На Рис. 2 приведено отношение расчетных коэффициентов преобразования акустических возмущений при разных углах атаки к аналитическому значению для воздуха. Видно, что для всех углов атаки коэффициенты преобразования в течении неравновесного CO_2 совпадают с данными для воздуха.

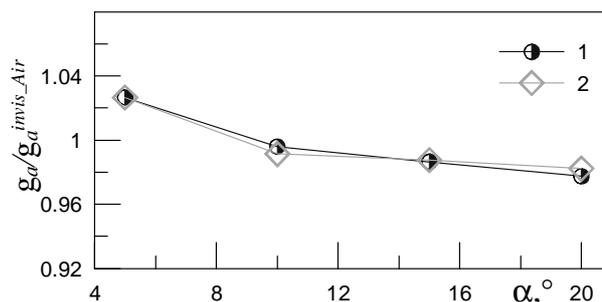


Рис.2. Коэффициенты преобразования быстрой акустической волны для разных углов атаки ($Re_L=4 \times 10^4$, $M_\infty=7,8$, $x/\lambda=0,2$): 1 – вязкий равновесный Воздух; 2 – вязкий неравновесный CO_2

Вычислены значения отклонений коэффициентов преобразования от невязкого аналитического решения в приближении длинных волн для всех вариантов расчета в зависимости от гиперзвукового параметра χ , характеризующего степень вязко-невязкого взаимодействия.

Список литературы

1. Tsyryulnikov I.S., Kirilovsky S.V. and Poplavskaya T.V. Coefficients of transformation of long-wavelength perturbations of a supersonic incident flow around a wedge into pressure fluctuations on its surface // Technical Physics Letters. 2016. V. 42. No. 11. P. 1094–1098.
2. Duck P.W. Lasseigne D.G., Hussaini M.Y. On the interaction between the shock wave attached to a wedge and freestream disturbances // Theor. Comp. Fluid Dyn. 1995. V. 7. P. 119–139.

Работа поддержана РФФИ
(проект № 16-08-00674).

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

Рыльцева К.Е., Шрагер Г.Р.

Национальный исследовательский Томский государственный университет

e-mail: kiraworkst@gmail.com

Неизотермические течения неньютоновской жидкости реализуются во многих технических приложениях и постоянно привлекают внимание исследователей [1].

В работе проводится численное моделирование ламинарного стационарного течения степенной жидкости в цилиндрической трубе с внезапным расширением с учетом вязкой диссипации и зависимости реологических характеристик от температуры. Область решения схематично изображена на рис. 1.

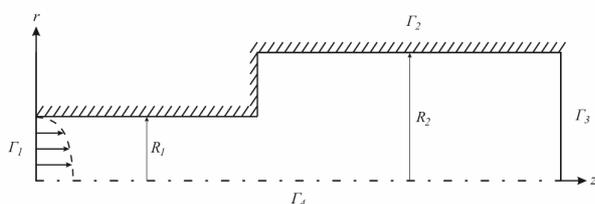


Рис. 1. Область решения.

Рассматриваемое течение описывается уравнениями движения, теплопроводности, неразрывности, которые записываются в цилиндрической системе координат с использованием переменных функция тока – вихрь и температура. Безразмерные уравнения включают следующие критерии подобия: число Рейнольдса, число Пекле, число Бринкмана. Реологические свойства жидкой среды описываются степенным законом Оствальда – де Вилля, для которого эффективная вязкость в безразмерной форме определяется следующей формулой [2]:

$$B = \exp[-\theta] A^{n-1},$$

где B – эффективная вязкость, θ – безразмерная температура, A – интенсивность тензора скоростей деформаций, n – степень нелинейности жидкости.

Для задания граничных условий во входном сечении (Γ_1) выполняется расчет профиля аксиальной скорости и температуры, которые формируются в одномерном установившемся неизотермическом течении в бесконечной трубе при заданном расходе. На основе полученного распределения скорости рассчитываются значения функции тока и вихря, которые совместно с температурой определяют граничные условия на входе в трубу. На твердой стенке (Γ_2) выполняются условия прилипания, задается нулевая безразмерная температура. В выходном сечении (Γ_3) используются мягкие граничные условия. С целью исключения влияния скачка сечения на структуру потока в окрестности входной и выходной границы, последние располагаются на достаточном удалении от области расширения. На оси трубы (Γ_4) реализуются условия симметрии.

Для получения стационарного решения задачи используется метод установления [3] с последующей реализацией конечно-разностного алгоритма, в основе которого лежит схема переменных направлений [4]. Уравнения в разностной форме решаются методом прогонки [3]. Для верификации используемого численного алгоритма проводится проверка аппроксимационной сходимости.

Построенные на рис. 2 распределения линий тока вдоль трубы демонстрируют структуру потока с формированием одномерного течения в окрестности входного и выходного сечений трубы, области двумерного течения вниз и вверх по потоку от скачка сечения и циркуляционной зоны внутри угла. В соответствии со структурой потока вводятся его безразмерные геометрические характеристики: длины участков двумерного течения до (l_1) и после (l_2) скачка сечения и длина циркуляционной зоны (L). Проводится параметрическое исследование введенных характеристик в зависимости от показателя нелинейности жидкости, безразмерных параметров и степени расширения трубы.

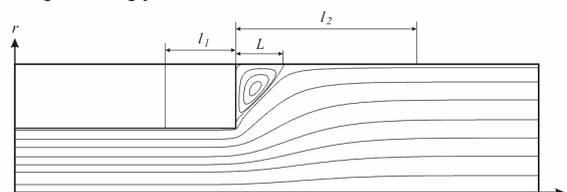


Рис. 2. Распределение линий тока в трубе с внезапным расширением.

На основе результатов выполненных расчетов оценивается влияние неизотермичности на кинематические характеристики течения. Демонстрируются поля температуры и эффективной вязкости при различных параметрах задачи.

Список литературы

1. Hammad K.J. Inertial thermal convection in a suddenly expanding viscoplastic flow field // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. V. 106. P. 829–840.
2. Янков В.И., Боярченко В.И., Первадчук В.П. и др. Переработка волокнообразующих полимеров. Основы реологии полимеров и течение полимеров в каналах // Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. 264 с.
3. Годунов С.К., Рябенский В.С. Введение в теорию разностных схем // М.: Физматгиз, 1962. 340 с.
4. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики // Новосибирск: Наука, 1967. 197 с.

Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00021).

**ПОСТАНОВКА ВЕРИФИКАЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПОТОКОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ
В НАПОРНОЙ КАМЕРЕ РЕАКТОРНЫХ УСТАНОВОК**

Дмитриев С.М., Добров А.А., Доронков Д.В., Зорина О.С., Пронин А.Н., Рязанов А.В., Солнцев Д.Н.

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

e-mail: Proninaleksei@mail.ru

Процессы смешения неизотермических потоков существенно влияют на параметры теплоносителя на входе в активную зону, что определяет её теплотехническое состояние. На входе в реактор могут возникнуть неравномерные потоки теплоносителя по разным петлям, приводящие к локальным отклонениям параметров от номинальных. Процессы, протекающие при отклонении параметров теплоносителя от допустимых значений, необходимо оценивать при обосновании безопасной работы ядерных энергетических установок, поскольку они приводят к существенной неравномерности теплогидравлических характеристик в камере смешения реактора и на входе в каналы активной зоны.

На базе кафедры «Атомные и тепловые станции» НГТУ им. Р.Е.Алексеева создан экспериментальный стенд для исследования смешения потоков в модели водо-водяного реактора с целью детального изучения процессов локального отклонения изучаемых параметров. Стенд спроектирован в виде двух контуров: исследовательского контура смешения потоков с установленной экспериментальной моделью и контура охлаждения, необходимого для отвода тепла и подготовки «холодного» теплоносителя. Суммарная электрическая мощность нагревателей составляет 800 кВт, расход теплоносителя через экспериментальную модель до 200 м³/ч, давление в контуре до 20 кгс/см². В состав стенда возможно подключение экспериментальной модели с моделированием шести петель циркуляции. По одной из петель циркуляции подается теплоноситель с солевым трассером, а по другим веткам – дистиллированная вода. Оборудование стенда позволяет создать ламинарные и турбулентные режимы течения при различных температурах и расходах.

Экспериментальные исследования основываются на методе пространственной кондуктометрии. Измерительная система стенда состоит из технологической части, необходимой для контроля режимных параметров работы установки, а также исследовательской части, при помощи которой выполняются замеры физических характеристик в области турбулентного смешения потоков в модели реактора. Исследовательская часть измерительной системы основана на применении кондуктометрических датчиков сетчатой и стержневой конструкции. Характеристики измерительной системы дают возможность работать с потоками в широком диапазоне проводимостей рабочих сред, а также получать частотно-амплитудные

характеристики флуктуаций значений локальной концентрации для последующего восстановления спектра турбулентных пульсаций в потоке.

На первом этапе исследования процессов смешения потоков теплоносителя проводились на экспериментальной модели реакторной установки с имитацией четырех петель циркуляции. Теплоноситель проходит от входных патрубков экспериментальной модели вниз по опускной кольцевой камере, попадает в нижнюю напорную камеру, откуда распределяется по дросселированным каналам-имитаторам активной зоны. По окончании подъема в каналах-имитаторах теплоноситель выходит в верхнюю сливную камеру и удаляется из модели через два выходных патрубка в крышке.

Экспериментальные исследования проводились при различных параметрах. Изменяя два параметра – вязкость и скорость теплоносителя, удалось провести исследования в диапазоне чисел Рейнольдса от 10000 до 40000. Обработка показаний исследовательской измерительной системы позволила получить поле относительного солесодержания в экспериментальной модели на входе и выходе имитатора активной зоны экспериментальной модели. В ходе обработки данных эксперимента выявлено наличие закрутки потока при движении по кольцевому зазору экспериментальной модели.

В рамках проведения следующего этапа исследований на стенде планируется выполнить следующие экспериментальные работы:

- исследование процессов смешения теплоносителя в напорной камере реактора при варьировании критерия Рейнольдса за счет изменения скорости потока;
- исследование процессов смешения теплоносителя в напорной камере реактора при варьировании критерия Рейнольдса за счет изменения молекулярной вязкости (температуры среды);
- исследование процессов смешения теплоносителя в напорной камере реактора при варьировании критерия Рейнольдса за счет изменения гидравлического диаметра (для этого будет изготовлена экспериментальная модель диаметром 600 мм с сохранением подобия геометрических размеров с действующей моделью 400 мм).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации в рамках научного проекта МК-2398.2018.

ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ, ОКРУЖЕННОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ ТЕЧЕНИЕМ

Солдатов И.Н., Ключева Н.В.

Институт проблем машиностроения РАН, Нижний Новгород

e-mail: erfv@inbox.ru

Рассмотрены волновые движения в закрученной вязкой струе, окруженной потенциальным течением. Без использования приближений типа погранслойных, квазиодномерного и т.п. анализируется влияние вязкости жидкости на затухание/увеличение амплитуды волн и временную, пространственную неустойчивость.

Линеаризованные уравнения возмущенного движения жидкости струи $r \leq a$ и внешнего течения $r > a$ в равномерно вращающейся с угловой скоростью Ω (совпадающей со скоростью вращения невозмущенной струи) цилиндрической системе координат (с осью z вдоль оси вращения) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + W \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{v} + 2[\mathbf{v}, \Omega], \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad r \leq a \\ \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + \frac{V_e}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \mathbf{v}_e - 2 \frac{V_e}{r} v_e \mathbf{e}_r + \left(\frac{V_e}{r} u_e + u_e \frac{\partial V_e}{\partial r} \right) \mathbf{e}_\varphi &= \\ &= -\frac{1}{\rho_e} \nabla p_e + 2[\mathbf{v}_e, \Omega], \quad \nabla \cdot \mathbf{v}_e = 0, \quad r > a \end{aligned}$$

где μ – динамическая вязкость жидкости; величины, относящиеся к внешнему течению, снабжены индексом e , W , V_e – скорости, характеризующие невозмущенное течение, остальные обозначения традиционные. Линеаризованные граничные условия на границе раздела двух жидкостей при $r = a$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} - u + W \frac{\partial h}{\partial z} &= 0, \quad -u + u_1 + W \frac{\partial h}{\partial z} = 0, \\ -p - \rho \Omega^2 a h + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} + f &= -p_e - \rho_e \Omega^2 a h, \\ \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{a} &= 0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \end{aligned}$$

где f – член, описывающий вклад поверхностного натяжения, функция h определяет поверхность раздела жидкостей. После исключения h получаем 4 граничных условия на поверхности раздела. Уравнения вязкого течения $r \leq a$ допускают точные решения

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{m,j}(\kappa_j, r) e^{i(kz + m\varphi - \alpha t)}, \quad j = 1, 2, 3; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

где амплитуды $\mathbf{v}_{m,j} = (u_{m,j}, v_{m,j}, w_{m,j})^T$ (запятая не обозначает ковариантную производную) выражаются через функции Ганкеля

$$w_{m,j} = C_j H_m^{(2)}(\lambda_j r), \quad u_{m,j} = \frac{im(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r} w_{m,j} + \frac{ik}{\lambda_j} w_{m-1,j}, \quad \text{где}$$

$$v_{m,j} = \frac{m(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r} w_{m,j} - \frac{\kappa_j}{\lambda_j} w_{m-1,j}, \quad p_{m,j} = -2\rho \Omega \kappa_j^{-1} w_{m,j},$$

κ_j ($j = 1, 2, 3$) – корень уравнения

$$\omega \kappa_j + \kappa_j k W - 2\Omega \kappa_j - i\mu \kappa_j^3 / \rho = 0, \quad \lambda_j^2 = \kappa_j^2 - k^2.$$

Решение уравнений, описывающих возмущенное течение во внешней области, имеет (опуская множитель $e^{i(kz + m\varphi - \alpha t)}$) вид

$$\begin{aligned} u_1 &= -C_4 \left(|k| K_{m-1}(|k|r) + \frac{m}{r} K_m(|k|r) \right), \quad v_1 = \frac{im}{r} [C_3 K_m(|k|r) + C_4 I_m(|k|r)] \\ w_1 &= ik C_3 K_m(|k|r), \quad p_1 = -i\rho_1 \left[\omega + m \left(\frac{\Omega a^2}{r^2} - \Omega \right) \right] C_3 K_m(|k|r) \end{aligned}$$

где K_m модифицированная функция Бесселя второго типа. Суперпозиция решений с разными λ_j дает решение в виде нормальной моды, удовлетворяющей всем граничным условиям (при ω и k , связанных дисперсионным соотношением) и условию на ∞ . Малому (по модулю) значению λ соответствует крупномасштабная составляющая поля скоростей, а большим – мелкомасштабные (такие как пограничные слои). Дисперсионное уравнение, определяющее связь между аксиальным волновым числом k , азимутальным волновым числом m и частотой τ , имеет вид $\det \mathbf{A} = 0$, где $\mathbf{A} = (a_{ij})$ – 4×4 матрица со следующими элементами:

$$\begin{aligned} a_{1j} &= [-2\kappa_j^{-1} + (m(1-\Pi)(\tau + kR))^{-1} + 2iEm(m+1)] \lambda_j^{-2} (\kappa_j - k) + \\ &+ 2iEk H_m^{(2)}(\lambda_j) + [(1-\Pi)k(\tau + kR)^{-1} + 2iE(k - m\kappa_j)] \lambda_j^{-1} H_{m-1}^{(2)}(\lambda_j) \\ a_{2j} &= (-2m(m+1)(\kappa_j - k)\lambda_j^{-2} + \kappa_j) H_m^{(2)}(\lambda_j) + 2(\kappa_j - m\kappa_j) \lambda_j^{-1} H_{m-1}^{(2)}(\lambda_j), \\ a_{3j} &= -m(\lambda_j^2 + k\kappa_j - k^2) \lambda_j^{-2} H_m^{(2)}(\lambda_j) + (\lambda_j^2 - k^2) \lambda_j^{-1} H_{m-1}^{(2)}(\lambda_j) \\ a_{4j} &= i\tau(\tau + kR)^{-1} (m(\kappa_j - k)\lambda_j^{-2} H_m^{(2)}(\lambda_j) + k\lambda_j^{-1} H_{m-1}^{(2)}(\lambda_j)), \end{aligned}$$

$a_{14} = i\Pi\tau K_m(|k|)$, $a_{24} = 0$, $a_{34} = 0$, $a_{44} = -|k|K_{m-1}(|k|) - mK_m(|k|)$ $j = 1, 2, 3$. Здесь использованы безразмерные переменные $\tau = \omega / \Omega$, $R = W / \Omega a$ – число Кибеля-Россби, $\Pi = \rho_1 / \rho = (1 - A) / (1 + A)$, $A = |\rho - \rho_1| / (\rho + \rho_1)$ – число Этвуда и опущены члены, связанные с поверхностным натяжением, $E = \mu / (\rho \Omega a^2)$ – число Экмана. Когда вязкость и поверхностное натяжение жидкости струи не учитываются, дисперсионное уравнение приобретает простой вид

$$\begin{aligned} \tau^2 \left(\frac{m(\tau + kR)}{(2 + \tau + kR)k} J_m(|k|\gamma) + \frac{1}{\gamma} J_{m-1}(|k|\gamma) \right) \Pi K_m(|k|) + \\ + \left(\left(\frac{(\tau + kR)^2}{k} - \frac{m(1-\Pi)(\tau + kR)}{(2 + \tau + kR)k} \right) J_m(|k|\gamma) - \frac{(1-\Pi)}{\gamma} J_{m-1}(|k|\gamma) \right) \times \\ \times (|k|K_{m-1}(|k|) + mK_m(|k|)) = 0, \quad \gamma^2 = 4\tau^{-2} - 1, \end{aligned}$$

которое имеет бесконечно-счётное число ветвей при каждом m . Известно, что при достаточно быстром течении идеальной жидкости у аксиального волнового числа появляется мнимая компонента, обеспечивающая нарастание амплитуды волны вдоль оси струи, т.е. возникает неустойчивость. Важно, что при учете вязкости растущие решения появляются при меньших числах Россби. В работе детально исследуется влияние вязкости на дисперсионные характеристики волн.

ПАССИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫМ ОТРЫВНЫМ ПОТОКОМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Терехов В.В., Терехов В.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: vt@itp.nsc.ru

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

Управление теплообменом путем создания отрыва потока, в частности в одной из простейших конфигураций – за обращенным против потока уступом, достаточно хорошо изучено [1, 2]. В тоже время, дополнительные интенсифицирующие элементы, такие как поперечные ребра или табы, несмотря на существенно меньшие размеры по сравнению с основным отрывным потоком, могут приводить к значительной перестройке течения [3]. Имеющиеся работы [4–6] по исследованию вышеуказанных конфигураций посвящены преимущественно аэродинамическим параметрам. Теплообмену посвящены единичные работы, из которых следует выделить [7], в которой получены данные о распределении коэффициента теплоотдачи на стенке при вариации геометрических параметров. Следует отметить, что диапазон чисел Рейнольдса (построенных по высоте основного препятствия), исследованный в указанной работе, был достаточно узким ($5000 \div 15000$).

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования течения и теплообмена за обратным уступом при наличии ребра, установленного на стенке канала на некотором расстоянии выше по потоку от уступа (рис. 1) в соответствии с экспериментальной конфигурацией [7]. Основной целью было исследование более широкого диапазона чисел Рейнольдса, что, с одной стороны, представляло интерес с точки зрения особенностей взаимодействия двух отрывных турбулентных течений при высоких Re , с другой стороны такое исследование позволяет оценить универсальность пассивного управления теплообменом путем интерференции малой и крупной отрывных зон.

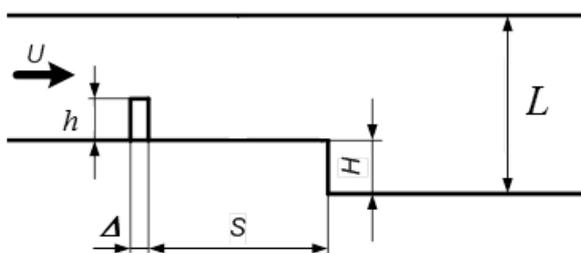


Рис. 1. Схема течения за обращенным против потока уступом с установленным перед ним мини-ребром.

Моделирование проводилось на базе комплекса программного обеспечения, реализующего методы крупных вихрей (LES) и осредненных уравнений Навье–Стокса (RANS), разработанного авторами. Первый метод был использован для детального анализа взаимодействия двух отрывных потоков при малых и умеренных числах Рейнольдса, верификации моделей турбулентности, используемых в RANS, тогда как второй, в силу существенно меньших вычислительных затрат, был использован для параметрического исследования влияния числа Рейнольдса на тепловые и гидравлические характеристики.

Результаты моделирования показывают, что установка преграды перед уступом может существенно изменять картину течения, как увеличивая длину большей рециркуляционной зоны, так и сокращая ее в зависимости от местоположения и относительной высоты мини-турбулизатора. Наблюдается перераспределение в профилях пульсаций продольной компоненты скорости, наиболее ярко проявляющееся в слоях смешения за ребром и уступом. Подтверждаются выводы экспериментов [7] о том, что установка мини-турбулизатора перед основной отрывной зоной повышает теплоперенос в ней.

В результате проведенных исследований в диапазоне $Re=5000 \div 50000$ получены зависимости числа $Nu(Re)$, определены потери давления в канале при отрывах потока, оценена термогидравлическая эффективность системы ребро-уступ.

Список литературы

- Gad-el-Hak M. Modern developments in flow control // *Appl. Mech. Rev.* 1996. V. 49, Iss. 7. P. 365–379.
- Терехов В.И. Проблемы теплообмена в отрывных течениях // *Труды 4-й РНКТ.* 2006. Т. 1. С. 103–111.
- Park H., Jeon W.-P., Choi H., Yoo J.Y. Mixing enhancement behind a backward-facing step using tabs. // *Physics of Fluids.* 2007. V. 19. P. 105103.
- Miau J.J., Lee K.C., Chen M.H., Chou J.H. Control of separated flow by a two-dimensional oscillating fence // *AIAA J.* 1991 V. 29 P. 1140–1148.
- Neumann J. On time-dependent behavior of controlled turbulent flow with separation and reattachment // *Proc. Appl. Math. Mech.* 2003. №3. P. 44–47.
- Терехов В.И., Смольский Я.И., Шаров К.А. Интерференция отрывных потоков за обратным уступом при наличии пассивного управления // *Письма в Журн. технич. физики.* 2012. Т. 38, № 3. С. 46–53.
- Терехов В.И., Смольский Я.И. Экспериментальное исследование теплообмена при взаимодействии двух отрывных потоков разного масштаба // *Прикл. мех. и технич. физика.* 2015. Т. 56, № 5. С. 156–164.

*Работа поддержана РНФ
(грант № 18-19-00161).*

КИНЕМАТИКА ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ЗАПОЛНЕНИИ КАНАЛА С ЦЕНТРАЛЬНЫМ ТЕЛОМ

Борзенко Е.И., Хегай Е.И.

Томский государственный университет

e-mail: borzenko@ff.tsu.ru

Процессы заполнения емкостей различной конфигурации встречаются во многих отраслях промышленности. Характерными особенностями таких течений является наличие свободной поверхности и меняющейся во времени области решения. Аналитические методы решения практически невозможны, и большое распространение получили численные методы.

В работе проведено исследование процесса заполнения плоской прямоугольной емкости с центральным телом в поле силы тяжести (рис. 1).

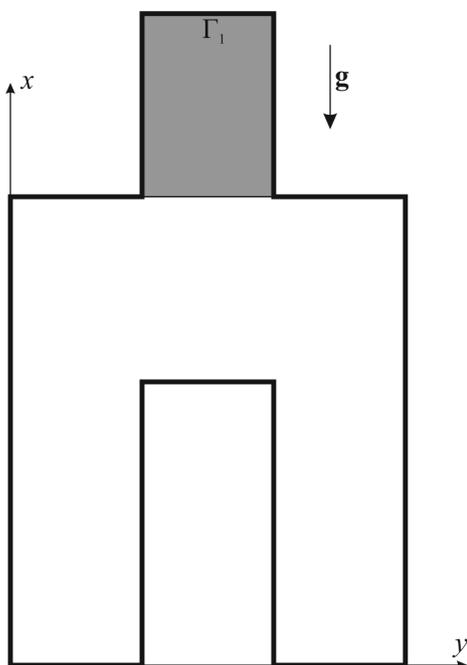


Рис. 1. Область решения.

Течение описывается уравнениями Навье–Стокса и неразрывности, которые в безразмерных переменных записываются следующим образом:

$$\text{Re} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right),$$

$$\text{Re} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\text{Re}}{\text{Fr}},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$

Здесь u и v – проекции вектора скорости на оси декартовой системы координат x и y , t – время, p – давление. В качестве масштабов длины, скорости,

времени и давления использовались следующие величины: L – ширина заливного отверстия, U – среднерасходная скорость во входном сечении, L/U и $\mu U/L$ соответственно. В постановку вошли два безразмерных критерия: число Рейнольдса и число Фруда:

$$\text{Re} = \frac{\rho UL}{\mu}, \quad \text{Fr} = \frac{U^2}{gL},$$

где μ – вязкость жидкости, ρ – плотность, g – ускорении свободного падения.

Во входном сечении Γ_1 задан параболический профиль скорости, соответствующий установившемуся течению жидкости в плоском бесконечном канале с заданным постоянным расходом. На стенках выполняются условия прилипания. В начальный момент времени заполнен только входной канал, при этом его длина выбирается достаточной, чтобы избежать влияния свободной поверхности на характер течения в окрестности входного сечения.

Поставленная задача решается численно. Во внутренних узлах для расчета составляющих вектора скорости используется метод контрольного объема, при этом давление рассчитывается с помощью процедуры SIMPLE [1]. Движение свободной поверхности реализуется с помощью метода PLIC-VOF [2], который является модификацией оригинального метода VOF [3].

Проведены параметрические исследования процесса заполнения, продемонстрировано влияние безразмерных критериев задачи на эволюцию свободной поверхности и распределения кинематических характеристик потока.

Список литературы

1. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и механики жидкости. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
2. Janga W., Jilesena J., Liena F.S., Ji H. A study on the extension of a VOF/PLIC based method to a curvilinear co-ordinate system // International Journal of Computational Fluid Dynamics. 2008. V.22, No.4. P. 241–257.
3. Hirt C.W., Nichols B.D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries // Journal of Computational Physics. 1981. No.39. P.201–225.

*Работа поддержана
Грантом Президента (МК-3085.2018.1).*

**ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА
ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ МИКРОСТРУЙ
МНОГОАТОМНЫХ ГАЗОВ**

Цырюльников И.С., Анискин В.М., Маслов Н.А., Миронов С.Г., Цибульская Е.О.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

e-mail: aniskin@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru, tsivan@itam.nsc.ru

В струйных течениях многоатомных газов малых пространственных масштабов могут возникать физические эффекты, связанные с проявлением внутренних степеней свободы молекул, которые могут приводить к особенностям в газодинамической структуре микроструи, развитию возмущений и переходе к турбулентному течению, что представляет интерес для изучения. В данной работе выполнено экспериментальное и численное исследование влияния колебательного возбуждения и релаксации молекул на газодинамическую структуру высокоскоростных микроструй многоатомных газов, истекающих из осесимметричных звуковых микросопел.

Эксперименты были выполнены на струйном стенде, в котором моделировалось течение микроструи воздуха, углекислого газа и шестифтористой серы. С помощью трубки Пито измерялись осевые распределения P_0' в модельных микроструях. Также были проведены шлирен-визуализации истечения микроструй в воздух при атмосферном давлении из сопел диаметром $d = 50 \div 340$ мкм, по которым были вычислены продольные размеры газодинамических ячеек. Проведено сопоставление продольных размеров первой и средних размеров трех последующих ячеек волновой структуры струй для трех газов и получены сравнительные данные о положении перехода течения от сверхзвукового к дозвуковому режиму, а также положению ламинарно-турбулентного перехода.

Численные модели для расчетов течений газов с учетом колебательной релаксации молекул были разработаны для применения в расчетах помощью пакета ANSYS Fluent на основе решения уравнений Навье–Стокса для двух газов: CO_2 и SF_6 с использованием двухтемпературной модели релаксационных течений, где температура колебательных степеней свободы T_v может не совпадать с температурой поступательно-вращательных степеней свободы T_{tr} . Учет энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы с конечным временем релаксации производился дополнением уравнений сохранения колебательной энергии источником членом, вычисляемым из уравнения Ландау–Теллера. Время колебательной релаксации CO_2 вычислялось по данным из [1], а для SF_6 из [2]. На рис.1 показаны примеры шлирен-визуализации результатов численного моделирования осесимметричной струи SF_6 , истекающей из сопла диаметром $d=250$ мкм с нерасчетностью $n=1,363$

при моделировании равновесного (а) и неравновесного (б) течения, а также шлирен-визуализация аналогичной струи в эксперименте (в).

Было установлено, что для рассматриваемых условий влияние колебательной релаксации газа заключается в ослаблении вариаций параметров потока вдоль газодинамических ячеек и уменьшение количества газодинамических ячеек по сравнению с равновесными характеристиками, что объясняется в работе возникновением дополнительной объемной вязкости газа в данных течениях. Также было установлено, что процессы колебательной релаксации влияют на продольный размер газодинамических ячеек сверхзвуковой струи, уменьшая его при уменьшении диаметра сопла.

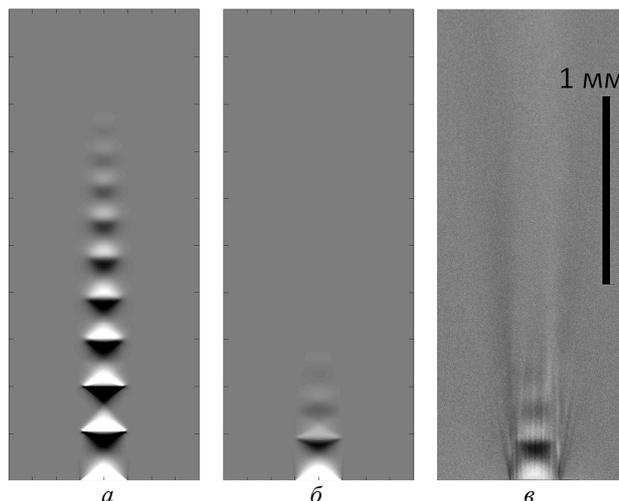


Рис. 1. Шлирен-визуализации струи SF_6 , истекающей из сопла диаметром $d=250$ мкм с нерасчетностью $n=1,363$ при моделировании равновесного (а), неравновесного (б) течения и в эксперименте (в).

Список литературы

1. Camac M. Fundamental Phenomena in Hypersonic Flow // Ithaca, NY: Cornell University Press, 1996. P. 195–218.
2. Breshers W.D., Blair L.S. Vibrational relaxation in polyatomic molecules: SF_6 // J. Chem. Phys. 1973. V. 59, No. 11. P. 5824–5827.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 17-19-01157).

ВЛИЯНИЕ КОНФИГУРАЦИИ СТРУЙ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИХ СМЕШЕНИЯ

Филиппов М.В., Чохар И.А., Терехов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: mfilippov181096@gmail.com

Изучение турбулентных струй и их взаимодействия является актуальной задачей с точки зрения повышения эффективности целого ряда устройств, имеющих широчайшие технические приложения: эжекторы, системы подачи топлива, устройства струйного охлаждения и многое другое. Крупномасштабные турбулентные структуры играют важную роль в струйных течениях, что было подтверждено рядом экспериментальных работ [1-3].

Настоящее экспериментальное исследование имело целью детальное изучение взаимодействия системы параллельных турбулентных струй, с целью выявления особенностей. Проблема имеет и важную фундаментальную компоненту, состоящую в физике интерференции турбулентных струй. Учитывая наличие когерентных структур, их подробное изучение предоставляет возможность управлять смешением струй и теплопереносом в различных конфигурациях.

Для решения вышеупомянутых задач используется современный экспериментальный подход. Его основу составляет лазерный доплеровский двухкомпонентный анемометр с адаптивной временной селекцией и визуализацией вектора скорости для прецизионного бесконтактного измерения вектора скорости потоков. Структурная схема измерительного устройства выполнена с двухканальной акустооптической коммутацией каналов. Повышенная точность измерений обеспечивается за счет автоматического согласования временной селекции компонент вектора скорости с пространственным распределением рассеивающих частиц в потоке и повышения помехоустойчивости электронной системы обработки сигнала. Проведено верификационное сопоставление с данными [4].

На первом этапе проведенных исследований изучены особенности взаимодействия двух параллельных свободных струй. Получены данные о средних и пульсационных характеристиках при различных геометрических параметрах и числах Рейнольдса.

Второй этап состоял в изучении особенностей течения в наборе дискретных струй, равномерно расположенных по окружности (рис. 1). Показано, что в этом случае существенно изменяется структура течения, в частности, распределение средних скоростей указывает на наличие крупномасштабной вихревой структуры на оси окружности, что говорит о неприменимости подхода, основанного на двухструйном приближении для расчета задач с большим количеством струй.

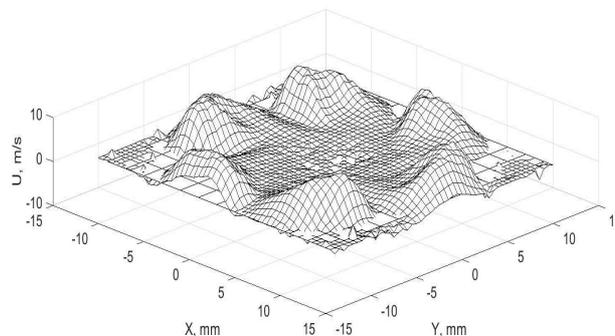


Рис. 1. Осевая скорость в системе 6 дискретных струй при $Re = 5500$.

Представлены данные о распределениях пульсаций в различных конфигурациях системы струй и различных числах Рейнольдса (рис. 2). На основе анализа средних и пульсационных характеристик течения сделаны выводы об эффективности смешения и возможностях управления им.

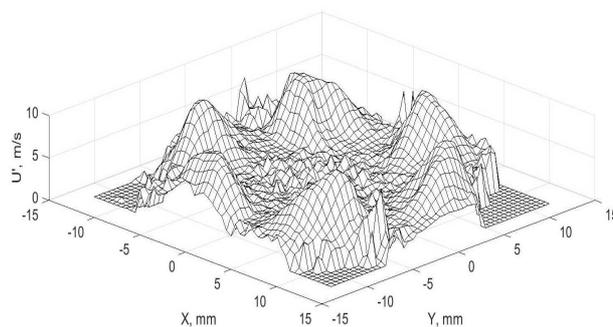


Рис. 2. Пульсации осевой скорости в системе дискретных струй $Re = 5500$.

Список литературы

1. R.F. Huang, L.M. Duc, C.M. Hsu Flow and mixing characteristics of swirling double-concentric jets influenced by a control disc at low central jet Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2016. V. 62. Part B. 233–246.
2. A. Giannadakis, K. Perrakis, Th. Panidis A swirling jet under the influence of a coaxial flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2008. V. 32. 1548–1563.
3. M. Vanierschot, K. Van Dyck, P. Sas, and E. Van den Bulk Symmetry breaking vortex precession in low-swirling annular jets. *Physics of fluids*. 2014. V. 26. 105110.
4. N.R. Panchapakesan, J.L. Lumley. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. 1993. V. 246. Part 1. 197–224.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 18-08-00986) и частично выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ПОВЫШЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ И РАННЕГО ПЕРЕХОДА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ЗАТУПЛЕННОМ ТРЕУГОЛЬНОМ КРЫЛЕ

Шалаев В.И.

Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный

e-mail: vi.shalaev@yandex.ru

На основе анализа численных расчетов и экспериментальных данных выявлены физические механизмы появления зон повышенных тепловых потоков и раннего ламинарно-турбулентного перехода в гиперзвуковых течениях около подветренной поверхности треугольного крыла с затупленными передними кромками. Получено, что эти явления, которые наблюдались во многих экспериментах в высокоскоростных аэродинамических трубах, связаны с образованием продольных вихрей в пограничном слое.

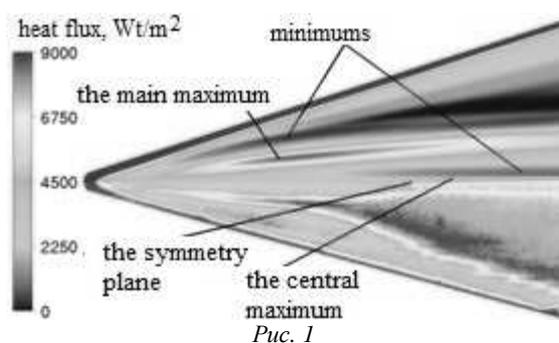


Рис. 1

На рисунке 1 представлены рассчитанное (верхняя часть) и экспериментальное (нижняя часть) распределения теплового потока на поверхности треугольного крыла длиной 0,57 м, толщиной 0,016 м, с углом стреловидности 75° и радиусом затупления передних кромок 0,008 м. Эксперименты проведены в ударной трубе УТ-1М ЦАГИ [1] при числе Маха $M = 6$ и числе Рейнольдса $Re = 0,658692 \cdot 10^6$ под углом атаки $\alpha = 0$. Численное моделирование проведено с помощью пакета ICEM CFX на сетке в 50 млн. узлов только для ламинарного течения, поскольку именно на этом режиме были обнаружены упомянутые выше явления. Вычисления качественно правильно отражают экспериментальные данные и могут быть использованы для анализа течения.

Полоса наиболее интенсивного теплообмена расположена в середине крыла (основной максимум). В эксперименте эта полоса заканчивается расширением из-за раннего ламинарно-турбулентного перехода. Величина теплового потока в этой полосе сравнима с его величиной в конце перехода. Около плоскости симметрии имеется другая очень узкая полоса существенно меньшего повышения теплообмена.

Особенности теплового потока могут быть поняты путем рассмотрения пространственной картины течения около крыла. В верхней части рисунка 2 представлено рассчитанное поле течения в плоскости поперечного сечения $X = 0,1$ м. В нижней части показано распределение теплового потока на поверхности крыла. В течении имеется три приблизительно про-

дольных вихря. Большой невязкий вихрь расположен над пограничным слоем, у плоскости симметрии вблизи поверхности имеется маленький вихрь, а в середине размаха крыла внутри пограничного слоя находится большой основной вихрь. Заметим, что два последних вихря были обнаружены только с помощью решений полных уравнений Навье–Стокса. Модели более низкого порядка, такие как уравнения Эйлера или параболизированные уравнения Навье–Стокса позволяют получить только невязкий вихрь. Полоса интенсивного теплообмена расположена под левой частью основного вихря. Увеличение теплового потока здесь в 3–4 раза нельзя объяснить торможением поперечного течения на линии присоединения, так как его скорость составляет примерно 0.1 от продольной скорости. Это явление обусловлено взаимодействием основного вихря с пограничным слоем.

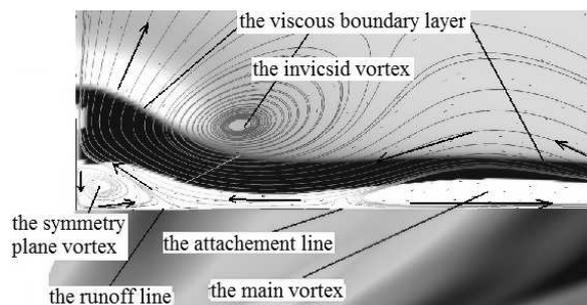


Рис. 2

Вихрь образуется в пограничном слое, на расстоянии около 10 радиусов кривизны вниз по потоку от носка. Он захватывает своей верхней частью горячий газ в энтропийном слое и переносит его к поверхности крыла за половину оборота вокруг оси. Аналогичный механизм приводит к повышению теплового потока в полосе около плоскости симметрии. Другое повышение теплового потока на переднее кромке крыла объясняется сужением области течения из-за кривизны S-образной головной ударной волны. Этот эффект также объясняет процесс формирования вихрей в результате увеличения поперечной скорости в области сужения.

Взаимодействие вихря с пограничным слоем формирует также условия для развития раннего ламинарно-турбулентного перехода. Внутри вихря скорость в пограничном слое имеет тот же вид, что и в закрученной струе. Профили поперечной скорости имеют S-образную форму и генерируют неустойчивость поперечного течения. С другой стороны, профили продольной скорости сильно выполаживаются в области оси основного вихря, что приводит к развитию неустойчивости Рэлея. Оба механизма генерируют существенно более ранний переход, чем волны Толлмина–Шлихтинга.



СЕКЦИЯ 2

Гидродинамика и теплообмен в многофазных системах



ТЕРМОИНДУЦИРОВАННАЯ КОНВЕКЦИЯ МАРАНГОНИ ДЛЯ САМООРГАНИЗАЦИИ ЧАСТИЦ В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ

Аль-Музейкер М.А., Флягин В.М., Иванова Н.А.

Тюменский государственный университет, Тюмень, Россия

E-mail: mohammedutmn@yandex.ru, n.ivanova@utmn.ru

Разработка методов управления процессами организации частиц в коллоидных пленках является актуальной задачей современной фундаментальной и прикладной науки [1,2]. Исследование влияния различных факторов на процессы самоорганизации, позволит разработать новые методы создания материалов с заданными свойствами, как например, фотонные кристаллы, металлизированные керамические материалы и др.

В данной работе предложена методика управления процессом агрегации (самоорганизации) частиц микронных размеров, основанная на тепловом эффекте Марангони. Конвекция Марангони возбуждается в тонком слое суспензии частиц в летучей жидкости при его локальном нагреве. На рис. 1(а-с) показана ячейка с точечным нагревателем, а на рис. 1(д) - радиальное распределение температуры для разных моментов времени при мощности нагревателя 0.8 Вт.

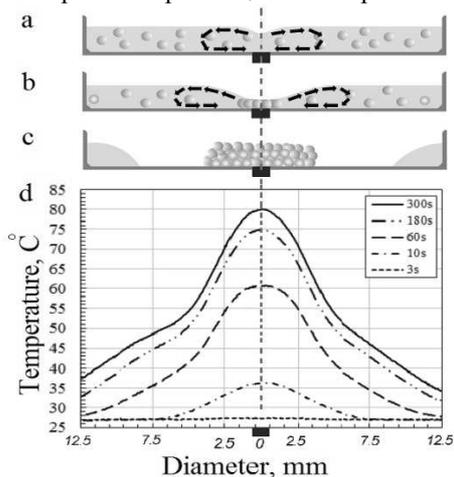


Рис.1. (а-с) Самоорганизация частиц при термоиндуцированной конвекции Марангони. (д) Радиальное распределение температуры подложки в разные моменты времени.

При включении нагревателя в слое возникает термокапиллярная (ТК) конвекция, что приводит к утончению слоя в зоне нагрева за счёт переноса горячей жидкости на холодную периферию. При этом частицы увлекаются вихревым ТК движением перемещаясь вдоль свободной поверхности от центра, а в придонном возвратном течении к центру нагрева, рис. 1(а). Когда толщина слоя суспензии в зоне нагрева становится сравнимой с размером частиц рис.1(б), жидкость формирует мениски смачивания, удерживающие частицы на подложке. Эти частицы являются центром агрегации рис. 1(с). В эксперименте использовали суспензию частиц полиэтилена в бутаноле. Средний размер частиц равен 150 μm . Начальная толщина слоя - 1.5мм.

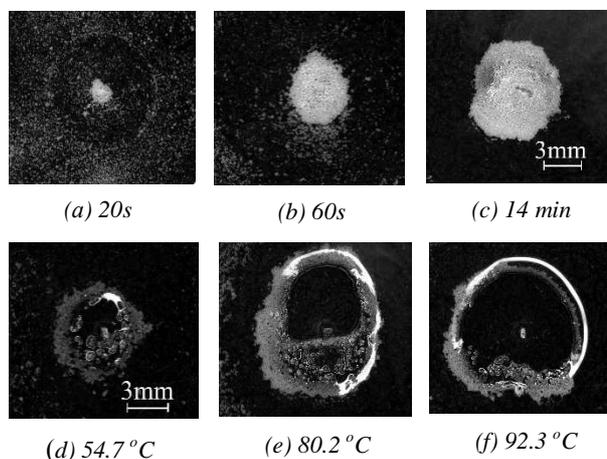


Рис.2. Серия кадров самоорганизации частиц при $T_0 = 25^\circ\text{C}$ (а-с), при $T_0 = T_{\text{max}}$ (d-f)

Опыты проводили двумя способами. В первом случае слой суспензии наносили на подложку и, включали нагреватель для постепенного прогрева жидкости. Во втором случае поверхность предварительно прогревали до достижения стационарной температуры T_{max} , а затем наносили суспензию. При постепенном нагреве агрегация начинается в точке нагрева рис.2(а-с). При предварительном нагреве интенсивные ТК потоки возникают сразу при нанесении слоя, и очищают область вокруг нагревателя: формируется ТК разрыв слоя. За счет этого агрегация частиц начинается по радиусу ТК разрыва, и формируется кольцеобразную область рис.2(д-ф). Как показано на рис.3 площадь поверхности, на которой собирались частицы в первом случае, больше, чем во втором.

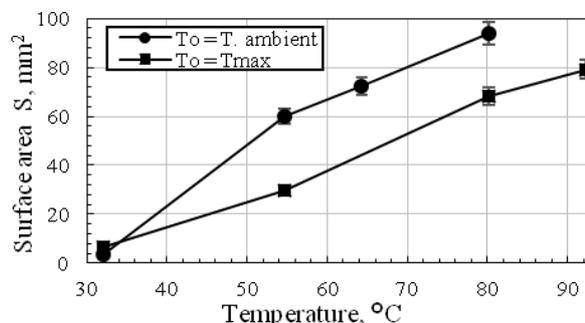


Рис. 3. Площадь поверхности, занятой частицами при $T_0 = 25^\circ\text{C}$ и $T_0 = T_{\text{max}}$.

1. D.J. Harris, J.A. Lewis, Marangoni Effects on Evaporative Lithographic Patterning of Colloidal Films. *Langmuir*, 24, 3681-3685 (2008).
2. S.N. Varanakkottu, M. Anyfantakis, M. Morel, S. Rudiuk, D. Baigl. Light-Directed Particle Patterning by Evaporative Optical Marangoni Assembly. *Nano Lett.* 16, 644-650 (2016).

КЛАТРАТНЫЕ ГИДРАТЫ ДЛЯ ХРАНЕНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭНЕРГИИ

Белослудов В.Р.^{1,2}, Божко Ю.Ю.^{1,2}, Гец К.В.^{1,2}, Кавазое Ё.^{3,4}, Субботин О.С.^{1,2}

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

³ Университет Тохоку, Сендай, Япония

⁴ Университет SRM, Ченнаи, Индия

e-mail: bel@niic.nsc.ru

В настоящей работе, представлено исследование выполненное, методами теоретической физики. В рамках теории клатратных гидратов получены термодинамические функции в широком интервале температуры и давления [1]- [4], рассчитаны термодинамические условия для возможного практического применения двойных клатратных гидратов содержащих водород для разработки технологии хранения и транспортировки энергии.

Содержание водорода в клатратных гидратах водорода может достигать 5 мас.% [5] при достаточно высоких давлениях 100–360 МПа, что исключает их практическое применение. Однако, в смешанных гидратах: водород+метан, водород+этан и водород+пропан, находящихся в равновесии с газовой фазой давление их образования значительно снижается и зависит от состава газовой фазы молекул гостей. При малой концентрации метана в газовой фазе формируется стабильная фаза гидрата кубической структуры II (КС-II), а при концентрации метана 6 мас.% - кубическая структура I (КС-I), которая метастабильна в случае 100 мас.% водорода в газовой фазе. Данные расчета согласуются с экспериментальными данными. Массовый процент водорода в фазе гидрата зависит от концентрации метана в газовой фазе, а также от термодинамических условий образования гидратов. В свою очередь массовый процент водорода может достигать 2,6 мас.% в смешанном гидрате H₂+CH₄ КС-I при температуре T=250 К.

При малых концентрациях этана в газовой фазе образуется фаза термодинамически стабильного гидрата водорода КС-II, которая, становится метастабильной по отношению к фазе двойного гидрата водород+этан КС-I. Однако массовый процент водорода в фазе гидрата сильно зависит от концентрации этана в газовой фазе. При низкой концентрации этана в газовой фазе массовый процент водорода в гидрате

КС-I, может достигать 2,5 мас.% при температуре T=250К.

Рассчитаны кривые моновариантного равновесия «газ-гидрат-лед Ih», для двойных гидратов: водород+пропан, которые хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Получено, что массовый процент водорода может достигать 3,5 мас.% при T= 260К. Термодинамические свойства смешанных гидратов: водород+метан, водород+этан и водород+пропан, позволяют рассматривать смешанные гидраты как новые материалы для хранения водорода.

Список литературы

1. Belosludov R. V., Zhdanov R. K., Subbotin O. S., Mizuseki H., Kawazoe Y., Belosludov V. R. Theoretical study of hydrogen storage in binary hydrogen-methane clathrate hydrates // *Journal of Renewable and Sustainable Energy*. 2014. V. 6, No. 5. P. 053132.
2. Belosludov R. V., Zhdanov R. K., Subbotin O. S., Mizuseki H., Souissi M., Kawazoe Y., Belosludov V. R. Theoretical modelling of the phase diagrams of clathrate hydrates for hydrogen storage applications // *Molecular Simulation*. 2012. V. 38, No. 10. P. 773-780.
3. Belosludov R. V., Subbotin O. S., Mizuseki H., Kawazoe Y., Belosludov V. R. Accurate description of phase diagram of clathrate hydrates at the molecular level // *The Journal of chemical physics*. 2009. V. 131, No. 24. P. 244510.
4. Sluiter M. H., Adachi H., Belosludov R. V., Belosludov V. R., Kawazoe Y. Ab initio study of hydrogen storage in hydrogen hydrate clathrates // *Materials transactions*. 2004. V. 45, No. 5. P. 1452-1454.
5. Mao W.L., Mao H.K., Goncharov A.F., Struzhkin V.V., Guo Q., Hu J., Shu J., Hemley R.J., Somayazulu M., Zhao Y. Hydrogen Clusters in Clathrate Hydrate // *Science*. 2002. V. 297? No. 5590. P. 2247–2249.

*Работа выполнена по бюджетному проекту
№ V.44.4.9.*

ЗАПОЛНЕНИЕ КРУГЛОЙ ТРУБЫ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ С УЧЕТОМ СИЛ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ

Борзенко Е.И., Шрагер Г.Р.

Томский государственный университет

e-mail: borzenko@ff.tsu.ru

Процессы растекания и смачивания широко распространены в различных отраслях промышленности и природе. Течения жидкости при этом характеризуются наличием свободной поверхности и движущейся вдоль твердой стенки линии трехфазного контакта газ-жидкость-твердое тело (ЛТК). За последние время выполнено большое количество экспериментальных и теоретических исследований течений жидкости с границей раздела и движущейся ЛТК. Однако, несмотря на постоянное внимание к проблеме и многочисленные практические приложения ее решений, до сих пор нет полного понимания механизмов взаимодействия фаз на линии контакта и связанных с ними формирования фронта поверхности раздела, особенностей динамики контактной линии и течения жидкости в ее окрестности [1].

В рамках работы проведено исследования процесса заполнения вертикального осесимметричного канала вязкой жидкостью в поле силы тяжести. Течение описывается уравнениями Навье-Стокса и неразрывности. На свободной поверхности выполняются условия отсутствия касательного напряжения и равенстве нормального сумме внешнего и капиллярного давлений. Движение свободной границы осуществляется в соответствии с кинематическим условием. На твердой стенке скорость равна нулю. Во входном сечении задан профиль Пуазейля. На оси канала выполняются условия симметрии.

Анализ математической модели динамики жидкости с использованием уравнений Навье-Стокса, естественных граничных условий на свободной поверхности, условий прилипания на движущейся линии контакта и значениях динамического краевого угла отличного от 0 и π показывает наличие особенностей в определении динамических характеристик течений, приводящих к бесконечному росту их значений по мере приближения к линии контакта [2]. В качестве основного приближения для устранения особенности классической модели используется условие проскальзывания на твердой стенке в окрестности линии контакта. В настоящей работе для определения скорости движения линии трехфазного контакта U_{cl} используется закон Хоффмана, который связывает эмпирической функциональной зависимостью значения динамического краевого угла θ_d , равновесного краевого угла θ_e и капиллярного числа Ca [3]

$$\frac{\cos \theta_s - \cos \theta_d}{\cos \theta_s + 1} = \text{tang} \left(4.96 (Ca u_{cl})^{0.702} \right).$$

При этом на стенке в окрестности ЛТК выделяется малый участок, на котором скорость падает от значения на линии контакта до нуля.

Численное решение задачи основано на совместном использовании метода контрольного объема и алгоритма SIMPLE [4] для вычисления полей скорости и давления во внутренней области и метода инвариантов [5] для удовлетворения естественных граничных условий на свободной поверхности. Для определения суммы главных кривизн поверхности используются квадратурные формы, а значения производных вычисляются с помощью интерполяционного сплайна.

Для проверки аппроксимационной сходимости была выполнена серия расчетов на последовательности сеток. Продемонстрирована сходимость кинематических и динамических параметров задачи во всей области, а также в окрестности контактной линии.

Расчеты показали, что с течением времени первоначально плоская свободная поверхность выгибается, приобретая выпуклую установившуюся форму, которая перемещается вдоль канала со среднерасходной скоростью. Значение динамического краевого угла устанавливается. Кинематика течения в окрестности свободной границы имеет фонтанирующий характер.

Выполнены параметрические исследования влияния безразмерных критериев задачи на установившуюся форму свободной поверхности.

Список литературы

1. Blake T.D. Discussion notes: A more collaborative approach to the moving contact-line problem? // Eur. Phys. J. Special Topics. 2011. V.197, No.1. P.343-345.
2. Пухначев В.В., Солонников В.А. К вопросу о динамическом краевом угле // ПИММ. Т.46. №6. 1982. С.961-971.
3. Jiang T.S., Oh S.G., Slattery J.C. Correlation for Dynamic Contact Angle // Journal of Colloid and Interface Science. 1979. V.69, No.1. – P. 74-77.
4. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и механики жидкости. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152с.
5. Васенин И.М., Нефедов А.П., Шрагер Г.Р. Метод расчета течений вязкой жидкости со свободной поверхностью // Численные методы механики сплошной среды. 1985. Т.16. №6. С.29-43.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00021).*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ НАСЫЩЕННОГО ПОТОКА ХЛАДОНОВ В МИНИКАНАЛАХ ПРИ ВЫСОКИХ ПРИВЕДЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Беляев А.В., Дедов А.В., Крапивин И.И.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

e-mail: belyaevalek@yandex.ru

Работа посвящена экспериментальному исследованию гидродинамики и теплообмена в вынужденном потоке кипящей жидкости в канале малого диаметра при высоких приведенных давлениях. Актуальность данных исследований связана с растущим интересом к миниатюрным теплообменным устройствам в различных отраслях промышленности.

В докладе представлено описание экспериментального стенда, анализ и обобщение опытных данных по теплообмену при кипении насыщенного потока хладонов. Были выполнены экспериментальные исследования с двумя теплоносителями R113 и RC318 на вертикально расположенном рабочем участке с внутренним диаметром 1.36 мм, длиной 100 мм. Гидравлический контур стенда позволяет поддерживать стабильные параметры потока на входе рабочего участка при давлениях до 3 МПа и температурах до 200 °С.

Были получены рабочие режимы с разными параметрами потока в диапазоне приведенных давлений $p_r = p/p_{cr} = 0.15 \div 0.9$, массовых скоростей w до 2500 кг/(м²·с) и при положительных относительных паросодержаниях потока на входе в рабочий участок. На каждом режиме с фиксированными параметрами потока подводилась максимально возможная мощность, значение которой определялось или возможностью источника питания, или наступлением кризиса теплообмена при кипении, или когда температура стенки превышала 350 °С.

Эксперименты проводились при помощи изменения как тепловой нагрузки, так и относительного паросодержания. Были получены наборы первичных массивов опытных данных в виде зависимости температуры стенки от давления, расхода w и температуры стенки. На рис.1 приведён пример получения экспериментальных данных в виде зависимости температур стенки рабочего участка в пяти сечениях по ходу потока (Т1-Т5). Данные получены при массовой скорости $w = 2500$ кг/(м²·с), приведенном давлении 0,51 и относительном паросодержании 0,26 на входе.

Для расчёта теплоотдачи используется подход [1]:

$$q = q_{\text{кип}} + q_{\text{кон}} \quad (1)$$

где $q_{\text{кип}}$ – тепловой поток, отводимый от стенки за счёт кипения, $q_{\text{кон}}$ – с конвективного теплообмена. $q_{\text{кип}}$ рассчитывается по [2], а $q_{\text{кон}}$ рассчитывается так же, как в однофазном турбулентном потоке:

$$q_{\text{кон}} = \alpha_{\text{кон}}(T_{\text{ст}} - T_{\text{ж}}), \quad (2)$$

где $\alpha_{\text{кон}}$ рассчитывается по соотношению Петухова.

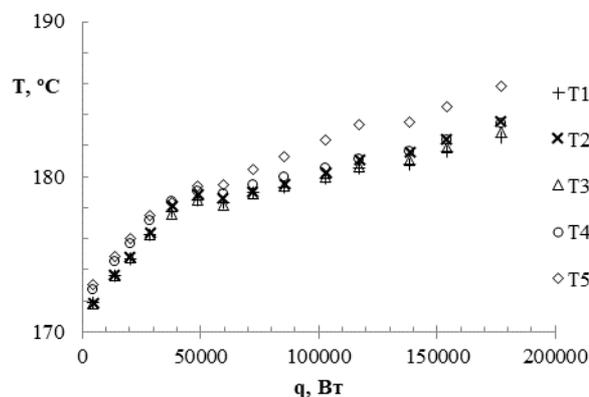


Рис. 1. Зависимость температуры стенки при изменении теплового потока.

На рис.2 представлено сравнение экспериментальных значений (маркеры), полученных в сечении Т4 при параметрах потока указанных ранее, и результатов расчёта по уравнению (1).

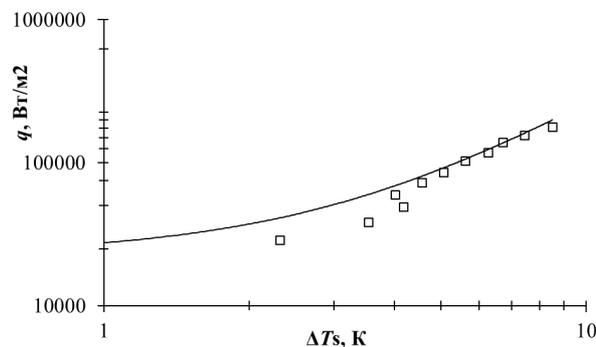


Рис. 2. Сравнение результатов расчёта коэффициента теплоотдачи в зависимости от плотности теплового потока для термодары Т4 и теоретических значений.

Список литературы

1. A.V. Belyaev, A.N. Varava, A.V. Dedov, A.T. Komov, An experimental study of flow boiling in minichannels at high reduced pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer 110 (2017) 360–373.
2. Ягов В. В. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении// Теплоэнергетика. 1988. №2. С. 4-9.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-08-00806).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ПАРОВЫМИ ПУЗЫРЬЯМИ НА ВЕРТИКАЛЬНОМ НАГРЕВАТЕЛЕ В АЦЕТОНЕ

Слесарева Е.Ю.^{1,2}, Дехтярь Р.А.^{1,2}, Овчинников В.В.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск
e-mail: dekhtyar@itp.nsc.ru

Замена парового компрессионного холодильного оборудования установкой абсорбционного типа позволяет повысить эффективность использования отработанного тепла на морских судах. Из-за сильных колебаний и тряски на таких судах условия эксплуатации абсорберов пленочного типа могут выходить за рамки режимных параметров. Абсорберы пузырькового типа более приспособлены для работы в таких условиях, так как всегда в процессе абсорбции пузырьки пара хладагента находятся внутри раствора [1]. За счет этого коэффициенты тепло- и массопереноса для пузырькового абсорбера выше, чем для пленочного [2]. Для расчета и повышения эффективности работы пузырьковых абсорберов важным является моделирование процессов, происходящих при взаимодействии паровых пузырьков, всплывающих в неоднородно прогретой жидкости. В частности, необходимо исследовать механизм соударения и слияния пузырьков. В наших экспериментах исследовался рост, движение и взаимодействие паровых пузырей на вертикальном нагревателе.

Опыты проводились с ацетоном в условиях естественной конвекции при вертикальном расположении нагревателя и при давлении в рабочем объеме от 20 до 46 кПа. Перед проведением экспериментов жидкость дегазировалась. Рабочим участком служила трубка из нержавеющей стали диаметром 2,5 мм, толщиной стенки 0,5 мм, длиной 80,5 мм. Нагрев рабочего участка осуществлялся пропусканием постоянного тока через трубку. Зависимость электрического сопротивления нагревателя от температуры использовалась для измерения средней температуры трубки. Поверхность трубки полировалась для уменьшения количества активных центров парообразования (при перегреве 40 К время ожидания вскипания превышает 400 с). Учитывая большую временную задержку ожидания вскипания, после достижения необходимого значения перегрева стенки относительно температуры насыщения включался инициатор парообразования, расположенный вблизи нагревателя на расстоянии 10 мм от нижнего края рабочего участка. Радиальный и продольный профиль температуры около трубки нагревателя менялся в зависимости от величины подаваемой электрической нагрузки. Проводилась видеосъемка исследуемых процессов для определения формы, скорости движения межфазной поверхности паровой полости пузыря для различных моментов времени. При перегреве стенки выше 30 К, после включения инициатора вдоль нагревателя формировалась "цепочка" из нескольких всплывающих паровых пузырей, нанизанных на рабочий участок. Количество пузырей в "цепочке" зависит от характера взаимодействия между ними.

Сравнение экспериментальных данных с данными других авторов показало, что форма одиночной паровой полости поднимающейся вдоль цилиндрического нагревателя при перегревах стенки от 30 до 50 К подобна форме пузырей всплывающих в большом объеме. Отличие проявляется в том, что из-за присутствия вертикального цилиндра подавляются зигзагообразные движения в горизонтальном направлении и колебания вертикальной оси симметрии пузыря.

При взаимодействии двух пузырей изменение формы нижнего пузыря качественно совпадает с результатами численного расчета методом ВЕМ для роста и деформации газового пузыря вблизи упругой сферы в вязкой несжимаемой жидкости [3].

С увеличением числа взаимодействующих пузырей возникают паровые структуры сложной формы, эволюция которых зависит от множества параметров. Для примера, на рис. 1 показано как меняется форма паровой полости при взаимодействии трех сферических пузырей (а, б, в). Пузырь а последовательно трансформируется в сферический сегмент, тор, два отдельных пузырька, один из которых отрывается от паровой полости. Пузырь б приобретает коническую форму, и после его объединения с пузырьком в паровая полость приобретает "грибовидную" и сферическую форму.

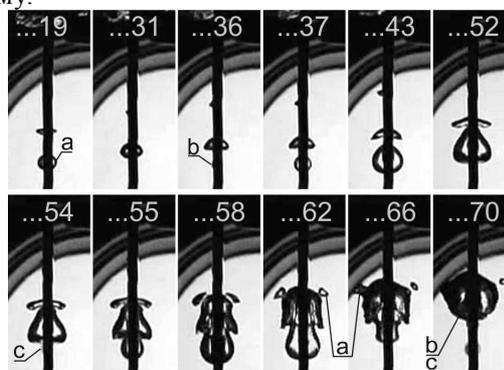


Рис. 1. Кадры видеосъемки (600 к/с) движения пузырей в ацетоне (27 кПа). Перегрев стенки 50 К, (а, б, в – обозначение пузырьков, числа ...19 ÷ ...70 – номера кадров).

Список литературы

1. Xu S.M., Jiang M.N., Hu J.Y., Wu X., Wang W. Visual experimental research on bubble absorption in a vertical tube with R124–DMAC working pair // Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. V. 74. P. 1-10.
2. Tae Kang Y., Akisawa A., Kashiwagi T., Analytical investigation of two different absorption modes: falling film and bubble types // Int. J. Refrig. 2000. V. 23. P. 430-443.
3. Zhangrui Li, Lei Sun, Zhi Zong Numerical analysis of gas bubbles in close proximity to a movable or deformable body // Arch. Appl. Mech. 2013. V. 83. P. 1715-1737.

*В части исследования работы выполнены за счет средств, полученных от ФАНО России
AAAA-A17-117071800039-1.*

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА СНИЖЕНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ ГАЗОНАСЫЩЕНИИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Евсеев А.Р.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск,
e-mail: evseev@itp.nsc.ru

Одним из самых перспективных методов снижения турбулентного трения на телах, движущихся в воде, является газонасыщение турбулентного пограничного слоя (ТПС). В большинстве случаев микропузырьки образуются при вдуве газа в пограничный слой через пористую стенку. При оценке эффективности метода необходимо учитывать не только снижение касательных напряжений в ТПС, но и затраты энергии на продувку газа через пористую стенку, которые сильно зависят от статического давления или заглубления модели.

Экспериментальное исследование влияния статического давления на снижение трения при газонасыщении ТПС проведено на гидродинамическом стенде НИИ Механики МГУ. В прямоугольной рабочей части сечением 120x1000 мм и протяжённостью 2000 мм устанавливалась по оси симметрии (в горизонтальной плоскости) пластина с размерами 955 мм (длина) × 244 мм (ширина) × 40 мм (толщина), продольный разрез которой показан на рис. 1. Испытания плоской модели были проведены в диапазонах скорости потока $U = (4 - 11)$ м/с и статического давления $P = (1 - 3)$ атм. Для газонасыщения турбулентного пограничного слоя на пластине применялось специальное проницаемое покрытие, собранное из пластин (Д16Т) толщиной 0.8 мм с нанесенными на боковой поверхности рисками. Проницаемое покрытие пластины составляло около 30% от полной смоченной поверхности. Оно состояло из трех секций, разделенных 20 мм непроницаемыми вставками, и располагалось на расстоянии от 8.3 до 42% от закругленного носика пластины. Газопроницаемость пористого покрытия составляла 0.35 (см²/атм×с), средний размер пор 1 мкм, поверхностная пористость около 1%. Число Рейнольдса по длине пластины изменялись в диапазоне $(3-8) \times 10^6$.

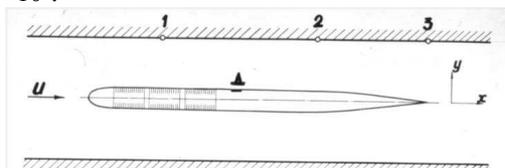


Рис. 1. Схема экспериментальной установки НИИ Механики МГУ (1, 2, 3 точки измерения давления).

Касательные напряжения на поверхности пластины (plate on bottom) измерялись непосредственно датчиком «плавающая стенка», который располагался на расстоянии 50 мм за пористым покрытием, и записывались на прецизионном самописце EZ-2. Площадь чувствительной поверхности «плавающей стенки» составляла 36×25 мм², а зазор - 0.18 мм. Погрешность измерений составляла 5%.

На рис. 2 показана зависимость эффекта снижения трения при газонасыщении турбулентного по-

граничного слоя на пластине от статического давления в диапазоне до 3 атм. По оси абсцисс отложено относительное изменение статического давления, а по оси ординат – относительное изменение локального трения на пластине при газонасыщении ТПС. Здесь P_0 – начальное предустановленное давление, C_{f_0} и C_f – коэффициенты локального трения в одно- и двухфазном потоке, соответственно. Опыты проводились в следующем порядке: при начальном статическом давлении (1 атм) устанавливался заданный расход газа через проницаемое покрытие пластины; при последующем повышении статического давления до 3 атмосфер расход газа поддерживался постоянным. При атмосферном давлении снижение локального трения составляло 85%, при коэффициенте расхода газа $C_q = Q/US = 0.9 \times 10^{-3}$, здесь Q – расход газа через пористую стенку, приведенный к нормальным условиям, S – площадь пористого покрытия. При повышении статического давления до 3 атмосфер эффект снижения трения на пластине уменьшался до 22%. Причиной такого существенного уменьшения эффекта снижения трения при газонасыщении ТПС, по видимому, является уменьшение объемной концентрации газа, связанное с увеличением статического давления, при поддержании постоянного расхода газа через проницаемое покрытие.

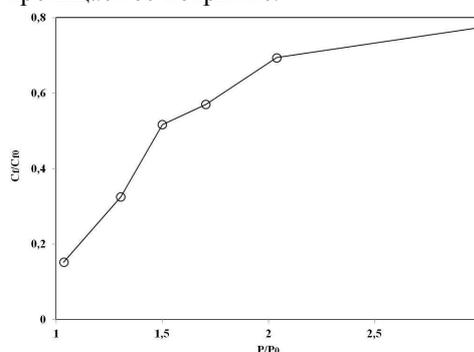


Рис. 2. Зависимость эффекта снижения трения при газонасыщении ТПС от статического давления при $U = 10.9$ м/с и $C_q = 0.9 \times 10^{-3}$.

В докладе приводятся данные по зависимости локального трения на пластине от расхода газа, скорости потока и статического давления. Показано, что снижение локального трения при газонасыщении турбулентного пограничного слоя существенно зависит от статического давления, что необходимо учитывать при интегральной оценке эффективности метода с учетом потерь энергии на продувку газа через проницаемое покрытие.

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

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ КИПЕНИЯ СЖИЖЕННОГО ГАЗА НА ПРОЦЕСС ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ В ЦИКЛИЧЕСКОМ ПРОЦЕССЕ КИПЕНИЯ-КОНДЕНСАЦИИ

Мелешкин А.В.^{1,2}, Елистратов Д.С.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: mav@itp.nsc.ru

Ранее авторами работы были проведены экспериментальные исследования по получению газогидратов различных газов разными способами. Все эти способы главным образом основывались на ударно-волновом воздействии на газожидкостные среды [1-4]. Отличительной их особенностью была высокая скорость гидратообразования, что, прежде всего, обусловлено существенной интенсификацией тепло-массообменных процессов. В настоящей работе представлены экспериментальные исследования влияния интенсивности кипения сжиженного гидратообразующего газа фреон 134а в объеме воды в циклическом процессе кипения-конденсации. Исследования выполнялись на установке, рабочий участок которой представлял собой параллелепипед длиной 740 мм (сечение 150*150 мм), изготовленный из нержавеющей стали с толщиной стенок 15 мм. Наличие двух смотровых окон в рабочем участке позволяло фиксировать происходящие процессы с помощью видеосъемки. Для измерения давления и температуры были установлены датчики ПД-100 и ДТС204-РТ100. Данная установка обеспечивала возможность исследования процессов гидратообразования при высоких давлениях (диапазон рабочих давлений от 1 до 100 бар) и низких температурах (до -10 °С). Охлаждение установки осуществлялось через боковые стенки посредством водяной рубашки, в то время как нижняя часть установки подогревалась, что приводило к кипению фреона в нижней части сосуда. Суть эксперимента заключалась в следующем. Рабочий участок заполнялся водой на высоту 200 мм. В начальный момент времени вода охлаждалась до температуры 2 - 4 °С. Далее в сосуд подавался газообразный фреон 134а. Фреон быстро конденсировался на поверхности воды и падал каплями на дно установки, формируя жидкий слой. С нижней части установки обеспечивался регулируемый нагрев, из-за чего слой сжиженного газа начинал кипеть с различной интенсивностью. При подъеме вверх по столбу жидкости пузырьки фреона попадали в захлажденную область (где возможно гидратообразование), в результате чего на их поверхности начинала нарастать гидратная пленка. Выделяемое при этом тепло заведомо компенсировалось теплопроводом в окружающую среду. На поверхности воды пузырьки разрушались, оставляя после себя хлопья газогидрата. Пары фреона, не перешедшие в газовый гидрат, снова конденсировались и падали на дно сосуда, где смешивались с кипящим слоем жидкого фреона, очевидно, что данный процесс являлся циклическим и продолжался до тех пор, пока весь жидкий фреон, выкипая,

не перешел в газогидрат (рис. 1). При обработке видеосъемки были получены зависимости роста слоя газогидрата от времени, с помощью чего было определено влияние интенсивности кипения сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды на процесс синтеза газового гидрата.



Рис. 1 Газогидрат, полученный в ходе экспериментальных исследований.

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда
(проект № 18-19-00124).*

Список литературы

1. Chernov A.A., Dontsov V.E. The processes of dissolution and hydrate forming behind the shock wave in the gas-liquid medium with gas mixture bubbles // International Journal of Heat and Mass Transfer 54 (2011) pp. 4307–4316.
2. Nakoryakov V.E., Mezentsev I.V., Meleshkin A.V., Elistratov D.S., Manakov A.Yu. Experimental Investigation of Gas-Hydrate Formation by Underwater Boiling of a Condensed Gas Layer // Journal of Engineering Thermophysics. 2015, Vol. 24, № 4.
3. Chernov A.A., Pil'nik A.A., Elistratov D.S., Mezentsev I. V., Meleshkin A.V., Bartashevich M.V., Vlasenko M.G. New hydrate formation methods in a liquid-gas medium // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, 40809.
4. Chernov A.A., Elistratov D.S., Mezentsev I.V., Meleshkin A.V., Pil'nik A.A. Hydrate formation in the cyclic process of refrigerant boiling-condensation in a water volume // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 108, Part B. P. 1320–1323.

ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ ЛЕВИТАЦИЯ КАПЛИ БУТАНОЛА-1 НАД РАСТВОРАМИ БУТАНОЛА-1 В СИЛИКОНОВОМ МАСЛЕ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ЭФФЕКТОМ МАРАНГОНИ

Иванова Н.А., Есенбаев Т.Е., Ключев Д.С.

Тюменский государственный университет, Тюмень
e-mail: n.ivanova@utmn.ru, t.e.esenbaev@utmn.ru

Левитация каплей над свободной поверхностью жидкостей является актуальной темой исследования последних лет и имеет перспективы применения для транспортировки микрообъемов жидкостей [1]. Существуют различные методы поддержания левитации каплей, такие как магнитная [2] и акустическая [3] левитация, а также левитация за счет градиента температуры [4]; в последнем случае время до коалесценции составляет лишь порядка 10 с.

В настоящей работе описана изотермическая левитация капли чистого бутанола-1 над поверхностью растворов бутанола-1 в силиконовом масле (ПМС-5) различных концентраций, самоподдерживающаяся в течение времен порядка 10^3 с (рис. 1, а, б).

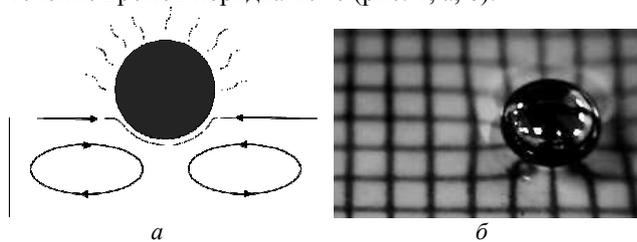


Рис. 1. Левитация капли бутанола-1 над поверхностью рабочего раствора (а) схематичное изображение процесса (б) фото левитирующей капли.

На рис. 2 (а) показана зависимость диаметра капли, левитирующей над раствором бутанола-1 в силиконовом масле от времени. Выяснилось, что испарение замедляется с увеличением концентрации бутанола-1 в ПМС-5 с 0% до 40%. Испарение капли над 50% и 60% растворами происходит примерно так же медленно, при этом время жизни капли может достигать 1613 секунд. Дальнейшее увеличение концентрации бутанола-1 в рабочем растворе приводит к мгновенной коалесценции. Объяснением данной тенденции может служить то, что с увеличением концентрации бутанола-1 в рабочем растворе давление его паров увеличивается, замедляя испарение капли.

ИК съемка капли, левитирующей над поверхностью 30% раствора бутанола-1 в силиконовом масле, показала, что разность температур между каплей и поверхностью составляет менее 1 К. Эта разность температур вероятно обусловлена разностью в интенсивности испарения капли и рабочего раствора. Очевидно, такой разности температур недостаточно для поддержания некоалесценции – соответственно, левитация капли обусловлена другим механизмом, которым, по предположению авторов, является эффект Марангони. Эта гипотеза подтверждается направлением поверхностного течения Марангони к капле. Скорости поверхностного течения для различных диаметров капли и, соответственно, моментов времени были измерены с помощью частиц полиэтилена (рис. 2, б).

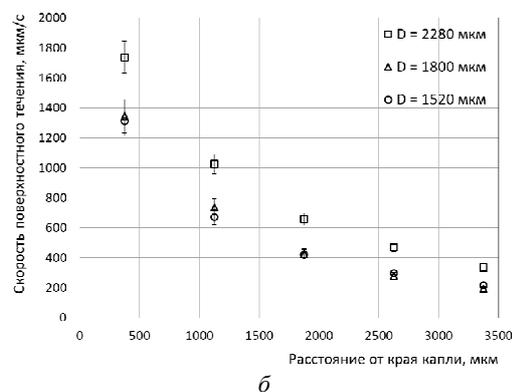
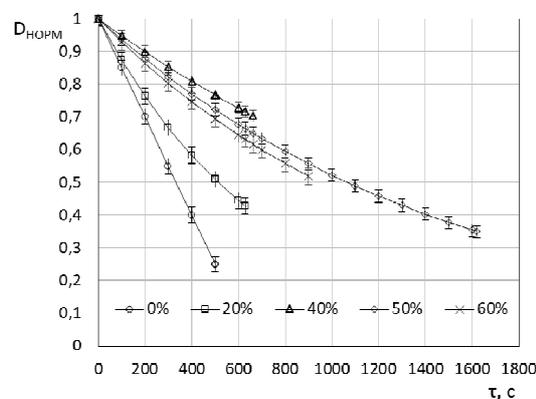


Рис. 2. Характеристики испарения левитирующей капли (а) Зависимость нормализованного диаметра капли бутанола-1 от времени для различных концентраций бутанола-1 в силиконовом масле (б) зависимость скорости поверхностного течения от расстояния от края капли для различных диаметров капли.

Выяснилось, что скорость поверхностного течения снижается по мере испарения капли до тех пор, пока не будет достигнуто распределение, характеризующее два последних случая на рис. 2 (б). Гипотезу об эффекте Марангони как причине некоалесценции также подтверждают измерения поверхностного натяжения растворов, показавших, что поверхностное натяжение резко возрастает для растворов с концентрацией бутанола-1 70% и выше, для которых наблюдалась мгновенная коалесценция.

1. Nagy, P.T. & Neitzel, G.P. Optical levitation and transport of microdroplets: Proof of concept // *Physics of Fluids*, 2008. 20(10), P. 1–5.
2. Liu, Y., Zhu, D. M., Strayer, D. M., & Israelsson, U. E. Magnetic levitation of large water droplets and mice // *Advances in Space Research*, 2010. 45(1), P. 208–213.
3. Priego-Capote, F., & de Castro, L. Ultrasound-assisted levitation: Lab-on-a-drop. *TrAC // Trends in Analytical Chemistry*, 2006. 25(9), P. 856–867.
4. Geri, M., Keshavarz, B., McKinley, G. H. & Bush, J. W. M. Thermal delay of drop coalescence // *Journal of Fluid Mechanics*, 2017 833. P. 1–12.

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ И ХИМИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ НА ТЕЧЕНИЕ СМЕСЕЙ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Князева А.Г.^{1,2}

¹ Томский политехнический университет, Новосибирск

² Институт физики прочности и материаловедения СО РАН

e-mail: anna-knyazeva@mail.ru

Фильтрация смесей в пористых средах имеет многочисленные приложения. Среди них нефте- и газодобыча, производство строительных материалов, синтез новых материалов в режиме фильтрационного горения, синтез в кипящем слое, сушка в химической промышленности и др.. Сложной пористой структурой обладают природные и биологические среды. Например, стенки пор и капилляров в биообъектах, в свою очередь, имеют сложную пористую структуру, что оказывает влияние на перенос в них биологических жидкостей, который сопровождается адсорбцией и другими поверхностными явлениями, биохимическими реакциями и электрофизическими процессами. Плавление порошковых сред, встречающееся в современных лазерных и электронно-лучевых технологиях, сопровождается течением расплава по пористому пространству. Структура пор непрерывно изменяется вследствие перехода части твердого материала в жидкую фазу, сопутствующих химических реакций и выделения из твердой фазы адсорбированных газов. Подобные проблемы имеют место и при синтезе в режиме горения или в режиме теплового взрыва новых материалов из порошковых прессовок, содержащих легкоплавкие или газифицирующиеся компоненты.

Известные к настоящему времени теоретические работы, в которых моделируются технологические процессы, как правило, исходят из закона Дарси и его обобщений для многофазных сред. В разных приложениях популярны модели Бакли-Левретта (Buckley S.E., Leverett M.C.) и модель Бринкмана (Brinkman). При явном введении времени установления равновесия (времени релаксации) приходим к моделям неравновесной фильтрации. Однако влиянию адсорбции и химической вязкости на течение смеси и режимы химических реакций внимание практически не уделяется.

В настоящей работе предложены варианты моделей фильтрации, использующие неравновесные уравнение состояния в дифференциальной форме, явно включающие коэффициент сжимаемости, коэффициенты концентрационного расширения и другие свойства, отражающие изменение реологических свойств и состава, аналогично [1-4].

При построении моделей используется расширение основных термодинамических уравнений за счет учета дополнительных видов работ, связанных с наличием в сложных средах дополнительных факторов и новых термодинамических переменных состояния. С помощью термодинамики необратимых процессов получаются две группы определяющих соотношений.

Первые есть следствие уравнения Гиббса, записанного в той или иной форме. Это и есть неравновесные уравнения состояния. Например, для самой

простой модели невязкого, но сжимаемого газа, можно записать уравнение состояния в виде

$$dp^e = -\frac{\rho}{\beta_T} d\gamma \equiv \frac{1}{\beta_T \rho} d\rho \quad (1)$$

где β_T - коэффициент сжимаемости (в общем случае зависящий от давления); ρ - плотность среды; $\gamma = \rho^{-1}$ - удельный объем; p^e - упругая часть давления. Если такой неидеальный газ течет через плоский слой с заданным перепадом давления $p_2 - p_1$, а его свойства - постоянны, то его скорость будет удовлетворять уравнению

$$V = \frac{k}{\mu} \frac{1}{\beta_T} \frac{1 - \exp[-(p_1 - p_2)\beta_T]}{L + x\{1 - \exp[-(p_1 - p_2)\beta_T]\}},$$

где k - коэффициент фильтрации, μ - вязкость газа, L - толщина слоя, x - пространственная координата.

Если в такой среде протекает химическая реакция, то в правой части (1) появляется слагаемое, пропорциональное степени превращения с коэффициентом пропорциональности, отражающим изменение объема в реакции. Кроме этого появится еще одно уравнение состояния, связывающее химическое сродство со степенью превращения и плотностью. Вторая группа определяющих соотношений - есть следствие появившихся в модели новых перекрестных эффектов между разными явлениями. Например, в случае единственной химической реакции ее скорость будет пропорциональна как химическому сродству, так и дивергенции скорости, а вязкая составляющая давления получит добавку в виде химической составляющей - химическую вязкость.

Подобные и более сложные изменения появляются в модели течения расплавленного компонента в активной порошковой смеси, а также в модели течения биологической жидкости в пористом биообъекте.

Список литературы

1. Князева А.Г. О моделировании необратимых процессов в материалах с большим числом внутренних поверхностей // Физическая мезомеханика, 2003. Т.6, № 5, С.11-27.
2. Князева А.Г. Термодинамическая модель вязкого теплопроводного газа и ее приложение к моделированию процессов горения // Математическое моделирование систем и процессов. 2006. вып.14. С.92-108.
3. Knyazeva A.G. One-dimensional models of filtration with regard to thermal expansion and volume viscosity // Proc. of XXXVII Summer School-Conference Advanced Problems in Mechanics APM 2009. St. Petersburg (Repino). 2009. P. 330-337.
4. Knyazeva A.G. Thermodynamics with additional parameters for polycrystals // Nanoscience and Technology: An International Journal. 2016.V. 7. No 6. 1-25.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА (ПАРА) В ЖИДКОСТЬ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ПРИ УЧЁТЕ МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Лежнин С.И.^{1,2}, Алексеев М.В.¹, Прибатурин Н.А.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: lezhnin@itp.nsc.ru

В настоящей работе рассматривается осесимметричная задача об истечении газа из торца трубы в область с высокой плотностью (двухфазную смесь).

Ранее моделирование процесса истечения двухфазного теплоносителя без фазового перехода было проведено [1] в рамках двухскоростной модели [2], с помощью авторской модификации пакета программ LCPFCT [3], а также с использованием пакета OpenFoam [4] в односкоростном приближении двухфазной сжимаемой среды методом переноса объёмной доли (VOF) [5].

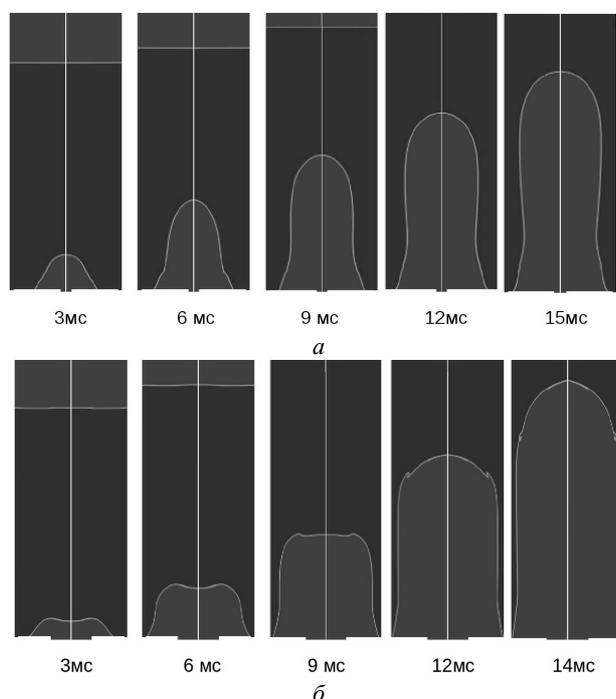


Рис. 1. Распределение объёмной доли жидкости в различные моменты времени истечения воздуха при разных диаметрах инжектора. а - 0.02 м, б - 0.072 м

Целью настоящей работы является детальное изучение влияния различных факторов на результаты численного моделирования истечения газообразного теплоносителя из камеры высокого давления: соотношение диаметров инжектора к диаметру трубы, плотности жидкости, интенсивности межфазного теплообмена.

Решается модельная задача истечение воздуха в трубу заполненной жидкостью (жидкий свинец, вода). Внутренний диаметр трубы составлял 0.2 м, длина трубы 0.5 м. Уровень жидкости равен 0.4 м. Остальная часть трубы заполнялась воздухом. Давление в трубе было $20 \cdot 10^5$ Па. Внизу из патрубка диаметром 0.02, 0.048, 0.072 м подавался воздух с давлени-

ем $180 \cdot 10^5$ Па. Начальная температура воздуха и жидкого свинца равнялась 650 К.

На рисунке 1.а и 1.б представлено распределение объёмной доли жидкости в различные моменты времени для вытеснения жидкого свинца для диаметра инжекционного патрубка 0.02 м и 0.072 м соответственно. Было замечено, что вытеснение жидкости в начальный момент для малого диаметра инжектора идет в виде «струи», а для большего диаметра в виде «поршневого» вытеснения жидкости из объёма.

На рисунке 2 представлено распределение объёмной доли жидкости и температуры в момент времени 12 мс при предельных режимах межфазного теплообмена: теплообмен отсутствует (адиабатическое поведение газа), «квазиизотермический» случай (показатель адиабаты газа $\gamma = 1.01$). Можно заметить, что изменение температуры газа при истечении из инжектора при отсутствии теплообмена существенно (около 240 К). При этом теплообмен мало влияет на эволюцию межфазной границы.

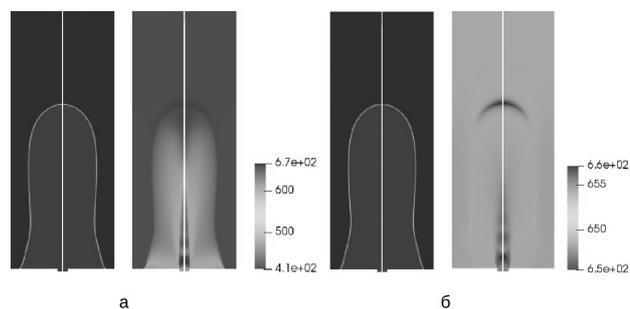


Рис. 2. Распределение объёмной доли жидкого свинца (слева) и температуры (справа) в момент времени 12 мс при предельных режимах межфазного теплообмена: а — теплообмен отсутствует, б — «квазиизотермический» случай

Список литературы

1. Вожаков И.С., Лежнин С.И., Алексеев М.В., Богомолов А.Р., Прибатурин Н.А. Моделирование истечения газа в среду с высокой плотностью // Вестник Кузбасского государственного технического университета. – 2016. № 5. – С. 86-92.
2. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред, Том I / Р.И. Нигматулин – М: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит-ры, 1987. – 330 с.
3. Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations.
4. OpenFOAM: <http://openfoam.org/>
5. Лежнин С.И., Алексеев М.В., Вожаков И.С., Прибатурин Н.А. Моделирование динамики истечения газа (пара) в жидкость с высокой плотностью // Материалы XXXIV Сибирского теплофизического семинара: Тез. докл., 27-30 августа 2018 г. - Новосибирск, 2018. – (в печати)

Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда, проект №14-29-00093.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЕ
УРОВНЯ РАБОЧЕГО ОБЪЕМА НА ПРОЦЕСС ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ
В РАМКАХ МЕТОДА ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ ПРИ ДЕКОМПРЕССИИ**

Мелешкин А.В.^{1,2}, Елистратов Д.С.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: mav@itp.nsc.ru

Были проведены экспериментальные исследования по влиянию начального уровня воды на рабочем участке на процесс гидратообразования в замкнутой камере при вскипании сжиженного гидратообразующего газа в объеме воды вследствие декомпрессии. Для проведения экспериментальных исследований была модернизирована установка типа «автоклав». Были установлены десять термпар типа «К» по высоте рабочего участка, для фиксации изменения температуры в зависимости от уровня воды. Установка представляет собой реактор для работы с высокими давлениями до 25 МПа. Рабочий участок выполнен из нержавеющей стали в виде сосуда диаметром 100 мм и высотой 300 мм, с водяной рубашкой для термостатирования. Суть эксперимента заключается в следующем. Вода на рабочем участке охлаждалась до рабочей температуры 4°C, после чего в камеру подается газ-гидратообразователь (фреон 134а). Давление газа в баллоне (из которого осуществляется подача) существенно превышало давление в камере, а его температура равнялась комнатной. Поступая в камеру, газ нагнетал в ней давление, охлаждался до температуры окружающей среды и сжижался. В результате, скапливался на дне камеры. Далее осуществлялась быстрая декомпрессия рабочего объема (путем стравливания газа), в результате которой сжиженный газ, находящийся под слоем воды, взрывным образом вскипал и интенсивно перемешивался с водой. Это приводило к формированию развитой межфазной поверхности. Пузырьки газа при этом двигались относительно жидкости. Надо отметить, что жидкость вокруг пузырьков сильно охлаждалась (вследствие фазового перехода). Иными словами, среда попадала в фазовую область, где возможно гидратообразование. Все это привело к формированию и росту на поверхности пузырьков гидратных оболочек. Из-за активного кипения, поверхность пузырьков постоянно претерпевает внешние воздействия, в результате чего эти оболочки имеют пористую структуру (либо отслаиваются в виде хлопьев). Следовательно, скорость гидратообразования не лимитируется диффузией, а определяется теплоотдачей, которая в данном случае

существенна. Все это приводит к быстрому росту гидратной массы во всем объеме жидкости (рис. 1). Отметим, что время всего процесса примерно составляет всего несколько десятков секунд. Оценка влияния начального уровня воды на процесс гидратообразования выполнялся с помощью проведения следующего исследования. Полученную гидратную массу помещали в открытый сосуд с теплой водой (около +20°C), находящейся на точных весах. Образец начал разлагаться, высвобождая заключенный в нём газ. Сравнение полученных результатов друг с другом и со льдом позволило определить оптимальный уровень воды в начальный момент времени.



Рис. 1 Полученный в ходе эксперимента газогидрат фреона 134а

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

ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ РАЗЛОЖЕНИЯ ГАЗОВОГО ГИДРАТА ПРИ ЗАКАЧКЕ ГАЗА В ГИДРАТОНАСЫЩЕННУЮ ЗАЛЕЖЬ

Мусакаев Н.Г.^{1,2}, Бородин С.Л.^{1,2}

¹ Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, Стерлитамак

² Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
Тюмень

E-mail: musakaev@ikz.ru

Быстрому развитию мировой экономики соответствует резкий рост потребления энергии. Поэтому необходимо изыскивать и использовать новые источники минеральной энергии. Огромные потенциальные ресурсы природного газа (в первую очередь, метана) находятся в залежах газовых гидратов [1, 2].

Газовые гидраты – это твердые кристаллические соединения, образующиеся при определенных значениях давлений и температур из воды и газа [2, 3]. Существует так называемая «зона стабильности газогидратов» – часть литосферы и гидросферы Земли, термобарический и геохимический режим которой соответствует условиям устойчивого накопления и существования газогидратов. Например, в районах распространения вечномерзлых пород или в донных осадках акватории морей и океанов [3, 4]. По некоторым оценкам общее количество природного газа, связанного в форме гидрата, может превышать все обычные газовые ресурсы или даже количество всех углеводородных ресурсов – нефти, свободного природного газа и угля, вместе взятых [1, 3]. Таким образом, газовые гидраты могут выступить в качестве потенциально огромного нового источника энергии для компенсации сокращения добычи обычного природного газа или для обеспечения большей энергетической безопасности для ряда стран, которые имеют ограниченные внутренние источники [3].

Чтобы газовые гидраты в будущем стали источником минеральной энергии необходимо решить ряд сложных проблем, включая создание и обоснование методов разработки газогидратных залежей [5, 6]. В настоящее время основными методами добычи метана из гидратного пласта являются снижение давления, нагревание, нагнетание в пористый коллектор диоксида углерода, закачка в пласт ингибиторов, способствующих диссоциации газогидрата [3, 7].

В настоящей работе построена математическая модель процесса закачки теплого (с температурой выше исходной температуры пласта) газа в пористый коллектор, насыщенный в исходном состоянии метаном и его гидратом. При моделировании для описания процессов тепломассопереноса приняты следующие допущения [8]. Гидрат является двухкомпонентной системой с известной массовой концентрацией. Так как рассматриваются процессы, длительность которых значительно превышает характерные времена выравнивания температур, то можно положить, что температуры пористой среды и насыщающего вещества совпадают (однотемпературный процесс). Движение газа в породе безынерционно и подчиняется закону Дарси. Отсутствуют изменение объема гидрата метана и деформация скелета поро-

ды, т.е. скелет пористой среды и гидрат несжимаемы и неподвижны; пористость постоянна. Метан является калорически совершенным газом, а вода несжимаема и неподвижна.

Система основных уравнений, описывающая процессы фильтрации и теплопереноса в пласте, включает в себя уравнения сохранения масс и энергии, закон Дарси и уравнения состояния для газа [9]. На межфазной границе, где терпят скачки насыщенности фаз, а также потоки массы и тепла, записываются соотношения, следующие из условий баланса массы и тепла. Кроме того, используются условия непрерывности давления и температуры на этой поверхности.

Для указанной задачи построены решения одномерной задачи, которые описывают распределения основных параметров в пористом коллекторе. Анализ полученных решений не выявил таких значений параметров нагнетаемого газа и исходных параметров пласта, при которых могла бы возникнуть протяженная (объемная) зона разложения газового гидрата. Т.е. для изучаемой задачи характерным является фронтальный режим фазовых переходов. Сформулировано и доказано утверждение о том, что при нагнетании теплого газа в пористую среду, насыщенную метаном и его гидратом, разложение газогидрата может происходить только на фронтальной поверхности.

1. Макогон Ю.Ф. Гидраты природных газов. М.: Недра, 1974. 208 с.
2. Истомин В.А., Якушев В.С. Газовые гидраты в природных условиях. М.: Недра, 1992. 236 с.
3. Makogon Y.F. Natural gas hydrates - A promising source of energy // Journal of Natural Gas Science and Engineering. 2010. Vol. 2, Issue 1. P. 49-59.
4. Дучков А.Д., Соколова Л.С., Аюнов Д.Е., Пермяков М.Е. Оценка возможности захоронения углекислого газа в криолитозоне Западной Сибири // Криосфера Земли. 2009. Т. 13, № 4, С. 62-68.
5. Цыпкин Г.Г. Течения с фазовыми переходами в пористых средах. М.: Физматлит, 2009. 232 с.
6. Shagapov V.Sh., Khasanov M.K., Musakaev N.G., Ngoc Hai Duong Theoretical research of the gas hydrate deposits development using the injection of carbon dioxide // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 107. P. 347-357.
7. Musakaev N.G., Borodin S.L., Khasanov M.K. The mathematical model of the gas hydrate deposit development in permafrost // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 118. P. 455-461.
8. Шагапов В.Ш., Мусакаев Н.Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. 238 с.
9. Shagapov V.Sh., Musakaev N.G., Khasanov M.K. Formation of gas hydrates in a porous medium during an injection of cold gas // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 84. P. 1030-1039.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда (проект 17-79-20001).*

О МЕЖФАЗНОМ И ВНУТРИФАЗНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ И ГАЗА В СЛОЕ СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Поплавский С.В.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: s.poplav@itam.nsc.ru

Подъем частиц из слоя в потоке за ударной волной (УВ) – это важная задача в рамках проблемы пылевого взрыва. По этой теме есть экспериментальные и теоретические работы, но единой модели процесса до сих пор нет [1]. Модели подъема слоя можно разделить на две группы. В первой предполагается, что сыпучие материалы это сплошная среда. В рамках этого подхода рассматривают: 1). развитие волн сжатия в слое; 2). неустойчивость поверхности слоя; 3). формирование и рост турбулентного слоя смешения (подъем частиц). Ко второй группе относятся модели, которые учитывают лишь действие потока на частицу по вертикали: 1) сила, связанная с разницей скорости на размере частицы в сдвиговом потоке (эффект Саффмана), 2) сила, вызванная вращением сферы в потоке (эффект Магнуса). В пользу этих механизмов говорит то, что они объясняют подъем слоя и без УВ, а против них – то, что они не объясняют вылет частиц из слоя.

Каждый из этих механизмов реализуется в рамках своих физических ограничений, но все они возможны при некоторой подвижности частиц. Это состояние сыпучей среды, известное как псевдооживленное, возможно при подводе внешней энергии, например, от тангенциального напряжения в скользящем потоке, и при внутрифазном обмене количеством движения в слое путем соударений частиц. В данной работе рассмотрен подъем слоя за УВ как механизм перекачки продольного импульса частиц в оживленном слое в поперечный и, в том числе, в вертикальный импульс при соударениях.

В связи с этой задачей подъема слоя и внутрифазного взаимодействия в плотных пылевзвесах представляется актуальным рассмотреть совместно. Важной характеристикой пылегазовой смеси в состоянии скоростной неравновесности являются числа Стокса – соотношение релаксационных параметров частиц и масштабов процесса. Для оценки соотношения времени скоростной релаксации частиц τ_p и среднего интервала между соударениями τ_c используется «столкновительное» число Стокса $Stk_c = \tau_p / \tau_c$. При $Stk_c \ll 1$ частицы между столкновениями успевают восстанавливать степень релаксации с потоком и двигаются практически как одиночные. Такие пылесистемы относятся к разреженным взвесам. В другом предельном случае $Stk_c \gg 1$ время между столкновениями мало в сравнении с постоянной времени скоростной релаксации, внутрифазный обмен количеством движения приводит к хаотизации скоростей частиц, а их скорость в направлении потока сравнима с поперечной компонентой (рис.1). Показано, что $\tau_p / \tau_c \approx \lambda_p / \lambda_c$, λ_p – длина скоростной релаксации, λ_c – длина свободного пробега частиц, причем при $Stk_c \gg 1$ $\lambda_c \sim \sigma = l/d$ – среднее расстояние между частицами:

$$\sigma = \frac{l}{d} = \sqrt[3]{\frac{\pi\sqrt{2}}{6\beta} \arcsin \sqrt{\frac{2}{3}}} \approx \sqrt[3]{\frac{0.71}{\beta}} \quad (1)$$

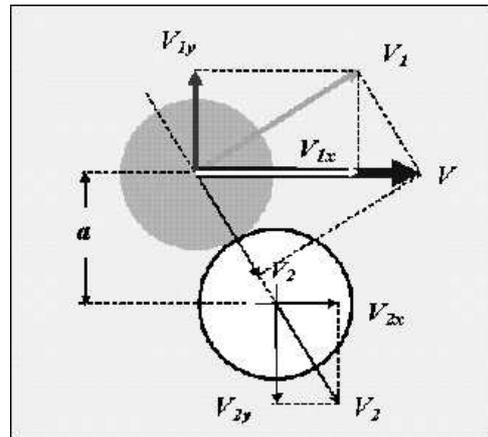


Рис.1. Параметры соударения сферических частиц

В элементарном случае сферических частиц одного размера их вертикальная скорость

$$V_y(\delta, \alpha) = V\delta\sqrt{1-\delta^2} \sin \alpha, \quad 0 \leq \delta < 1, \quad 0 \leq \alpha \leq \pi, \quad (1)$$

где V – скорость соударения, δ – прицельный параметр соударения, α – угол наклона плоскости соударения к плоскости слоя. В работе показано, что усреднение (1) по δ и α дает $V_0 = V(2k/\pi)$, $k \leq 1$ – коэффициент упругости соударения. В баллистическом приближении найдена функция подъема слоя от времени с учетом размера и плотности частиц, упругости соударений и параметров потока:

$$H(t) = v\tau \ln \frac{\cos(\theta - t/\tau)}{\cos \theta},$$

$$v = \sqrt{2 \frac{\rho_p}{\rho} \frac{dg}{C_x}}, \quad \tau = \sqrt{2 \frac{\rho_p}{\rho} \frac{d}{C_x g}} \quad (2)$$

$\theta = \arctg(V_0/v)$ – безразмерное время подъема на максимальную высоту. Показано хорошее согласие (2) с экспериментом.

Кроме зависимости расстояния между частицами от концентрации β (1), в работе предлагаются также оценки длины свободного пробега частиц и вероятности близких парных взаимодействий в плотных взвесах от β . Показано, что при объемной концентрации частиц более $2 \cdot 10^{-3}$ (среднее расстояние между частицами менее $5d$) вероятность парных взаимодействий 100%, т.е. все ближайшие частицы образуют взаимодействующие пары.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ НА ТЕМП ОХЛАЖДЕНИЯ ШАРА В НЕДОГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ

Левашов В.Ю.¹, Пузина Ю.Ю.²

¹ Институт механики МГУ, Москва

² Национальный исследовательский университет «МЭИ»

e-mail: Puzina2006@inbox.ru

Прогрессивные тенденции к интенсификации процессов теплопереноса на микроуровне, поиск высокоэффективных средств охлаждения электронных устройств вызывает повышенный интерес к теплопередаче при экстремально высоких уровнях тепловых нагрузок. Как известно, в этих условиях наиболее эффективным способом отвода тепла является кипение. Однако существуют различного происхождения трудности в фундаментальном описании и прикладном применении двухфазных систем. В частности многофакторность процессов, встречающихся как в технических системах, так и в природных условиях. При этом, поскольку описание с позиций механики сплошной среды в ряде случаев оказываются за границами применимости в силу малых масштабов времени или геометрических размеров рассматриваемых объектов, необходимо использовать другие подходы, например методы молекулярно-кинетической теории. Динамические модели, описывающие процессы переноса на межфазной поверхности могут быть использованы также и при исследовании (рассмотрении) таких явлений как извержения подводных вулканов [1], моделирование аварийных ситуаций на атомных станциях, связанных с попаданием расплавленного металла в охлаждающую воду [2] и др.

Рассматривается следующая модельная постановка задачи. Шаровой нагреватель радиусом R_w с температурой T_w погружен в недогретую жидкость T_b на глубину h (рис. 1). Температура нагревателя T_w выбирается таким образом, чтобы на поверхности образовывалась паровая пленка толщиной δ (радиусом R_1). Над поверхностью жидкости поддерживается постоянное давление P_b . Задачей исследования ставится определение темпа охлаждения шара и соответствующее изменение толщины паровой пленки δ и температуры межфазной поверхности T_1 в зависимости от заданных параметров, например, P_b .

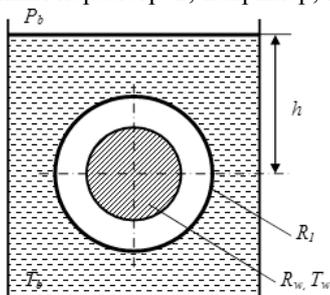


Рис. 1. Постановка задачи.

Для квазистационарной постановки задачи сформулирована система уравнений [3], в которой описание процессов переноса на межфазной поверхности основано на результатах молекулярно-кинетического анализа [4]:

$$\alpha(T_1 - T_b) = \frac{\bar{\lambda}''(T_w - T_1)R_w}{(R_w + \delta)\delta} + \varepsilon\sigma_0(T_w^4 - T_1^4) \quad (1)$$

$$P_s(T_1) + 0.44 \frac{\bar{\lambda}''(T_w - T_1)R_w}{(R_w + \delta)\delta\sqrt{2RT_1}} - (P_b + \rho'gh) = \frac{2\sigma}{R_w + \delta} \quad (2)$$

где g – ускорение свободного падения, P_1' – давление жидкости вблизи межфазной поверхности, P'' – давление пара в пленке, R – индивидуальная газовая постоянная, α – коэффициент теплоотдачи, $\bar{\lambda}''$ – теплопроводность пара, ρ' – плотность жидкости, σ – поверхностное натяжение.

Очевидно, что важным параметром задачи является интенсивность теплообмена между поверхностью паровой пленки и холодной жидкостью. Вопрос об определении коэффициента теплоотдачи α вблизи межфазной поверхности в жидкости сводится к определению режима обтекания шара. При этом в отличие от традиционной постановки задачи, нагретая поверхность, около которой осуществляется движение жидкости, является проницаемой и подвижной. Поэтому в таком варианте возможна интенсификация теплообмена, по сравнению с рекомендуемой формулой для турбулентного режима естественной конвекции около шара [5]:

$$Nu_D = 0.13Ra_D^{1/3} \quad (3)$$

в диапазоне $Ra_D = 10^8 \div 10^{12}$

Результаты расчетов показывают, что темп охлаждения по расчету меньше экспериментального. Таким образом, необходимо исследовать с одной стороны интенсивный режим теплопереноса при смене режимов на горячей поверхности, погруженной в недогретую воду, с другой стороны механизм переноса естественной конвекции в условиях проницаемости горячей стенки.

Список литературы

1. Определение распределения физических характеристик внутри лавового потока по тепловым измерениям на его поверхности / Исмаил-Заде А.Т., Ковтунов Д.А., Короткий А.И. и др. // Доклады Академии наук. 2016. Т. 467. № 4. С. 458-462.
2. Система замыкающих соотношений двухжидкостной модели кода HYDRA-IBRAE/LM/V1 для расчета процессов при кипении натрия в каналах энергетического оборудования / Усов Э.В., Бутов А.А., Дугаров Г.А. и др. // Теплоэнергетика. 2017. № 7. С. 48-55.
3. Yu Yu Puzina The Heat and Mass Transfer Processes at the Cooling of Strong Heated Sphere in a Cold Liquid // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 891 (2017) 012006.
4. Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // Теплофизика высоких температур, 1969. Т. 7, № 5. С. 959-967.
5. В. В. Ягов Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. – 542 с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-08-00955)

**РЕАЛИЗАЦИЯ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ ХЛАДАГЕНТОВ,
УВЕЛИЧИВАЮЩИХ ТЕПЛОТДАЧУ КОНДЕНСАТОРА ХОЛОДИЛЬНОЙ УСТАНОВКИ****Сажин И.А.**

Новосибирский государственный технический университет

e-mail: sajinia@ngs.ru

Рассматривается двухфазное течение хладагента в трубе конденсатора парокомпрессионной холодильной установки. Известно [1,2], что рабочее тело после сжатия в компрессоре и снятия перегрева поступает в трубу конденсатора, в которой реализуются следующие режимы течения хладагента: дисперсный, кольцевой, волновой, раздельный. В случае останова, а затем возобновления работы компрессора холодильной установки (для экономии энергии) в трубе конденсатора возможно появление пенообразного или снарядного режимов течения. Каждому состоянию двухфазного потока соответствуют определенная величина локального коэффициента теплоотдачи [1]. Для повышения теплоотдачи в трубе конденсатора представляется целесообразным увеличить длину области кольцевого режима течения хладагента с турбулентной пленкой, находящейся в условиях интенсивного уноса капель жидкой фазы в газовое ядро [3]. Следовательно, необходимо максимально достоверно определять состояние двухфазного потока в трубе конденсатора и формировать область течения с наибольшей теплоотдачей к рабочему телу.

Применение карт режимов течения Кутателадзе-Сорокина и Бейкера [4] обеспечивает достаточную достоверность диагностики состояния двухфазного потока хладагента (в данной работе рассматривается фреон R22). В контрольных сечениях трубы конденсатора на основании теплофизических параметров смеси (газосодержание, температура, давление, коэффициент поверхностного натяжения, кинематический коэффициент вязкости, массовый расход, плотности фаз и др.) вычисляются значения комплексов Кутателадзе-Сорокина и Бейкера. Полученные точки на соответствующих картах режимов течения достоверно моделируют процесс конденсации [4]. Следуя методике [3], вычисляются значения критерия Вебера, с помощью которых уточняются границы области кольцевого режима течения двухфазного потока с турбулентной пленкой, с поверхности которой происходит интенсивный унос капель жидкой фазы в газовую. Диагностика границ режимов течения двухфазных потоков хладагента в трубе конденсатора позволяет максимально достоверно вычислить величины локальных коэффициентов теплоотдачи с целью регулирования эффективности работы конденсатора в целом.

Реализация двухфазных течений хладагентов, увеличивающих теплоотдачу конденсатора парокомпрессионной холодильной установки, производится по командам контроллера, формирование которых происходит на основании показаний датчиков температуры, давления. Дозаторы и сепараторы обеспечивают необходимое количество жидкой фазы [4].

Анализ работы холодильной установки моделируется Igp-i (давление-энтальпия) диаграммой [4]. Предлагаемая методика позволяет переохладить фреон и повысить холодильный коэффициент, например, для хладагента R22: переохлаждение на 10⁰С повышает холодопроизводительность на 8.6% [4] при сохранении энергопотребления. В данной работе рассмотрены варианты увеличения теплоотдачи конденсатора парокомпрессионной холодильной установки с рабочими телами-фреонами: R600a, R404a, R134a. Увеличение холодопроизводительности холодильной установки, работающей на фреоне R600a, составляет 6.8% при переохлаждении на 11.05 °С. Для фреона R404a: переохлаждение на 13.3 °С - увеличение холодопроизводительности до 8.8%, для R134a: переохлаждение на 12 °С позволяет увеличить холодопроизводительность до 10,5%.

Первый вариант системы автоматического регулирования процессом теплоотдачи холодильной установки защищен патентом [5]. Следующий – находится в стадии рассмотрения. Результаты, полученные в данной работе, позволяют дальше повышать эффективность работы холодильных установок.

Список литературы

1. Кутателадзе С.С.. Основы теории теплообмена. 5-ое изд., доп. М. Атомиздат, 1979. 416 с.
2. В. Маак, Г.-Ю. Эккерт, Ж.-Л. Кошпен. М.изд. МГУ, 1998, 1529 с.
3. Кутателадзе С.С. Накоряков В.Е.. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск. Наука, 1984. 301 с.
4. Гужов В.И., Сажин И.А. Управление состоянием хладагента в конденсаторе парокомпрессионной холодильной установки для интенсификации теплоотдачи // Автоматическое управление и регулирование. Научный вестник НГТУБ том.55. №2. 2014. С. 30-35.
5. Патент № 159644 от 07.10.2015. Система автоматического регулирования процессом теплоотдачи холодильной установки

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ ГАЗА В РАЗЛИЧНЫЕ ЖИДКОСТИ

Алексеев М.В.¹, Вожаков И.С.^{1,2}, Лобанов П.Д.¹, Светоносков А.И.^{1,2}, Калпана Мохан В.П.^{1,2},
Лежнин С.И.^{1,2}, Прибатурин Н.А.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: lobanov@itp.nsc.ru

Полноценная верификация теплогидравлических кодов для атомной энергетики требует постоянного расширения достоверной экспериментальной базы данных, например, для инъекции газа вертикальную заполненную жидкостью трубу [1]. Ранее тестовые экспериментальные задачи (бенчмарки) вытеснения газом жидкости в трубе были выполнены для жидкостей с существенно разными плотностями (вода, сплав Розе), но с близкими по порядку вязкостями и капиллярными постоянными [2, 5].

В работе проведены экспериментальные исследования вытеснения газом сильно вязкой жидкости (глицерина) и выполнено численное моделирование с помощью программного комплекса OpenFoam [4].

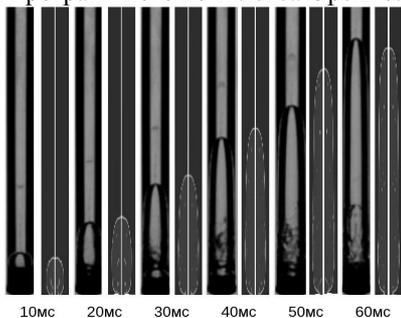
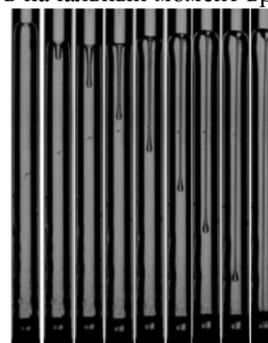


Рис. 1. Экспериментальная регистрация межфазной поверхности (справа для каждого времени) и расчёт объёмной доли жидкости (слева для каждого времени) при инъекции воздуха в глицерин.

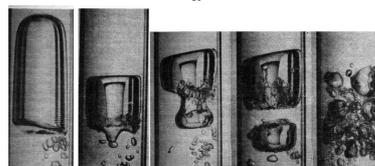
На рисунке 1 представлена экспериментальная регистрация межфазной границы (фотографии слева для каждого времени, отсчитываемого от момента начала вдува) при инъекции воздуха в вертикальную трубу заполненную глицерином. Внутренний диаметр трубы составлял 25×10^{-3} м, длина трубы 1.2 м, уровень жидкости 0.5 м, время инъекции составляло 50 мс при начальном абсолютном давлении воздуха в камере на входе в сопло 300 кПа. Там же на рисунке 1 (справа для каждого времени) расчёт объёмной доли жидкости, выполненного в по численной схеме и гран условиями описанными в работе [5].

В ходе эксперимента после окончания инъекции газа были зафиксированы пульсации уровня жидкости в трубе снаряда из-за инерции столба жидкости над снарядом. В момент времени, когда столб жидкости начинает двигаться вниз зафиксирован эффект кумулятивного пробивания снаряда струёй глицерина (рисунку 2.а). Этот эффект ранее был получен в работе [3] при взаимодействии воздушного пузыря с волной давления в воде (рисунку 2,б). В отличие от полученных ранее данных, кумулятивная струя ведет себя устойчиво для достаточно длинных газовых снарядах.

Эксперименты, проведенные с теми же геометрическими параметрами экспериментального участка и давлением газа на входе, но на жидкости с малым значением капиллярной постоянной (этанол) показали развитую поверхностную двухфазную структуру при инъекции в начальный момент времени.



а



б

Рис. 2. Экспериментальная регистрация кумулятивного эффекта в снаряде воздуха в глицерине(а) (время процесса 200 мс) и кумулятивного эффекта в воздушном снаряде в воде при взаимодействии с волной давления (б) (время процесса 60 мс) [3].

1. Вожаков И.С., Лежнин С.И., Алексеев М.В., Богомолов А.Р., Прибатурин Н.А. Моделирование истечения газа в среду с высокой плотностью // Вестник Кузбасского государственного технического университета. – 2016. № 5. – С. 86-92.
2. Лобанов П.Д., Усов Э.В., Бутов А.А., Прибатурин Н.А., Мосунова Н.А., Стрижов В.Ф., Чухно В.И., Кутлиметов А.Э. Экспериментальные исследования импульсного впрыска газа в жидкость и верификация на основе полученных данных системного теплогидравлического кода HYDRA-IBRAE/LM // ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2017, № 10, С. 1–9
3. Покусаев Б.Г., Вассерман Е.С., Мулладжанов И.И., Прибатурин Н.А. Эффекты схлопывания и разрушения пузырей при распространении волн сжатия в двухфазной смеси // Нестационарные процессы в двухфазных потоках: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, - 1989. С. 3–27.
4. OpenFOAM: <http://openfoam.org/>
5. Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лобанов П.Д., Светоносков А.И., Калпана Мохан В.П., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Численное моделирование режимов импульсной инъекции газа в жидкость с использованием открытого пакета OpenFoam // Материалы XXXIV Сибирского теплофизического семинара: Тез. докл., 27-30 августа 2018 г. - Новосибирск, 2018. – (в печати)

Работа выполнена за счёт средств ФАНО России, государственное задание III.22.7.3

ИНЖЕКЦИЯ ЖИДКОГО ДИОКСИДА УГЛЕРОДА В ГАЗОГИДРАТНЫЙ ПЛАСТ

Хасанов М.К.¹, Мусакаев Н.Г.^{1,2}, Столповский М.В.¹

¹ Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, Стерлитамак

² Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Тюмень

E-mail: hasanovmk@mail.ru

Природные залежи газогидратов вследствие высокого содержания в них газа являются альтернативным источником углеводородного сырья. В настоящее время в качестве основных методов перевода газа из газогидратного состояния в свободное с целью его дальнейшего отбора рассматриваются повышение температуры и понижение давления в газогидратном пласте. Однако данные методы требуют высоких затрат энергии [1]. Например, на Канадской экспериментальной буровой станции Mallik повышение температуры газогидратного пласта до значений, вызывающих диссоциацию газогидрата на газ и воду, осуществляется закачкой горячей воды. А на Мессояхском месторождении снижение давления в пласте, необходимое для разложения газогидрата, происходит вследствие откачки воды из скважины. Указанные методы требуют настолько высоких затрат энергии, что большая часть извлекаемого из газогидратных залежей газа, используется на месте добычи для компенсации затраченной энергии.

Одним из новых способов восстановления природного газа из газогидрата является метод инъекции CO_2 , который способен замещать метан в газогидрате [2-6]. Согласно экспериментальным исследованиям реакция замещения метана углекислым газом в газогидрате CH_4 способна протекать без подвода энергии извне. Поэтому с точки зрения энергетических затрат данная технология является весьма перспективной, что было доказано в 2012-2013 гг. в ходе эксперимента на Аляске (скважина Ignik Sikumi).

Как показывают экспериментальные данные, метан в газогидрате может замещаться как газообразным, так и жидким диоксидом углерода. При этом некоторые исследователи, считают, что в реакциях замещения жидкий диоксид углерода предпочтительней газообразного [6].

В данной работе построена математическая модель процесса инъекции жидкого диоксида углерода в газогидратный пласт конечной протяженности. Предполагается, что горизонтальный пористый пласт в исходном состоянии насыщен метаном и его гидратом, давление и температура которых в начальный момент времени соответствуют термодинамическим условиям стабильного существования гидрата CH_4 . Через левую границу пласта инжектируется жидкий диоксид углерода, давление и температура которого соответствуют условиям существования диоксида углерода в жидком состоянии и его гидрата.

При математическом моделировании процессов тепломассопереноса в газогидратном пласте приняты следующие допущения. Вследствие того, что вязкость жидкого диоксида углерода превышает вязкость метана, фронт вытеснения метана диоксидом

углерода считается устойчивым. Кроме того, рассматривается случай, когда длительность времени инъекции и вытеснения метана диоксидом углерода значительно превышает характерное время кинетики процесса замещения. Поэтому интенсивность изучаемого процесса определяется скоростью тепломассопереноса в пласте.

С учетом вышеуказанных допущений предполагается, что при инъекции жидкого углерода в газогидратный пласт конечной протяженности формируются две характерные зоны. В первой) зоне поры насыщены жидким диоксидом углерода и его газогидратом, а во второй зоне поры насыщены метаном и его гидратом. При этом замещение метана на диоксид углерода в газогидрате полностью происходит на подвижной фронтальной границе разделяющей эти две зоны.

Для математического моделирования указанного процесса была записана система уравнений, включающая уравнения сохранения масс и энергии, закон Дарси и уравнения состояния. На границе замещения использованы соотношения, следующие из условий баланса массы и тепла.

Были получены численные решения, описывающие динамику замещения, а также гидродинамических и температурных полей. В результате их анализа установлено, что в зависимости от температуры закачиваемого диоксида углерода восстановление метана из газогидрата может происходить как в результате замещения метана диоксидом углерода (при инъекции холодного диоксида углерода), так и в результате диссоциации гидрата CH_4 на метан и воду (при инъекции теплого диоксида углерода).

1. Макогон Ю.Ф. Гидраты природных газов. М.: Недра, 1974. 208 с.
2. Hirohama S., Shimoyama Y., Wakabayashi A., Tatsuta S., Nishida N. Conversion of CH_4 -hydrate to CO_2 -hydrate in liquid CO_2 // Journal of chemical engineering of Japan. 1996. Vol. 29. No. 6. P. 1014-1020.
3. Ohgaki K., Takano K., Sangawa H. et al. Methane Exploitation by Carbon Dioxide from Gas Hydrates - Phase Equilibria for CO_2 - CH_4 Mixed Hydrate System // Journal of chemical engineering of Japan. 1996. Vol. 29. No. 3. P. 478-483.
4. Qing Yuan, Chang-Yu Sun, Bei Liu, Xue Wang, Zheng-Wei Ma, Qing-Lan Ma, Lan-Ying Yang, Guang-Jin Chen, Qing-Ping Li, Shi Li, Ke Zhang Methane recovery from natural gas hydrate in porous sediment using pressurized liquid CO_2 // Energy Conversion and Management. 2013. Vol. 67. P. 257-264.
5. Ota M., Morohashi K., Abe Y., Watanabe M., Jr. Smith R.L., Inomata H. Replacement of CH_4 in the hydrate by use of liquid CO_2 // Energy Conversion and Management. 2005. Vol. 46. No. 11-12. P. 1680-1691.
6. Espinoza D.N., Santamarina J.C., P-wave Monitoring of Hydrate-Bearing Sand during CH_4 - CO_2 Replacement, International Journal of Greenhouse Gas Control. 2011. Vol. 5. No. 4. P. 1032-1038.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда (проект 17-79-20001).*

СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ В МОДЕЛИ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ, УВЛЕКАЕМОЙ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ

Цвелодуб О.Ю.^{1,2}, Бочаров А.А.³

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

E-mail: tsvel@itp.nsc.ru

Рассматриваются нелинейные волны на пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести, в известном поле напряжений на границе раздела фаз, обусловленным спутным течением газа.

В работе [1] для системы уравнений гидродинамики, выписанной в тензорной форме, инвариантной относительно систем координат, была получена модельная система уравнений, описывающая эволюцию длинноволновых возмущений границы раздела при умеренных числах Рейнольдса для стекающей пленки жидкости, увлекаемой турбулентным потоком газа. В случае малых расходов ($Re \sim 1$) из нее для возмущений малой, но конечной амплитуды получается одно интегро-дифференциальное уравнение на отклонение толщины пленки от невозмущенного уровня. После соответствующих преобразований оно принимает вид [1]:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + 2H \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 H}{\partial x^4} + B \int_{-\infty}^{\infty} ik^2 \tau(k) \hat{H}(k, t) e^{ikx} dk = 0 \quad (1)$$

Здесь H – преобразованное отклонение толщины пленки от невозмущенного уровня, $\hat{H}(k)$ – ее Фурье-компоненты, $\tau(k)$ – Фурье-компоненты пульсаций напряжений газа, обусловленные криволинейностью границы раздела, B – параметр, содержащий в себе безразмерные комплексы задачи.

Таким образом, в этом случае задача сводится к рассмотрению решений одного нелинейного интегро-дифференциального уравнения (1).

Используя методы теории устойчивости, в работах [2, 3] было показано, как происходят последовательные бифуркации семейств периодических стационарно бегущих волновых решений уравнения (1). При моделировании волновых режимов пленочных течений одним из интереснейших является вопрос о том, предсказывает ли соответствующая модель существование уединенных волн – солитонов. Этот интерес обусловлен, в частности, тем, что солитонно-возвышения являются структурными элементами в реальных пленочных течениях. В [2, 3] было показано, что большая часть семейств, в пределе малых волновых чисел переходит в отрицательные солитонно-вмятины. Но там также были найдены и семейства, пределом которых являются односторонние положительные солитоны.

Целью настоящей работы является поиск решений модельного уравнения (1) в виде многогорбых солитонно-возвышений. В результате, такие решения были найдены. Продемонстрировано, как происходит плавная деформация формы этих солитонов в результате воздействия потока газа на пленку.

В качестве примера, на рисунке 1 представлен профиль двухгорбого солитона (здесь значение параметра $B = 0.2$). При проведении расчетов использовались данные по пульсациям напряжений газа на границе раздела, полученные в [1] по модели Бенджамина [4].

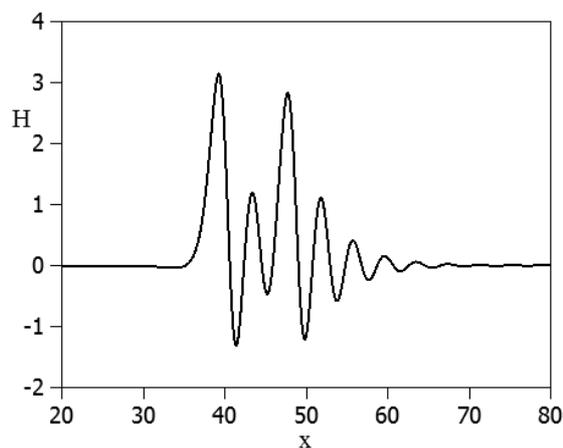


Рис. 1. Профиль двухгорбого солитона.

Список литературы

1. Вожаков И.С., Архипов Д.Г., Цвелодуб О.Ю. Моделирование нелинейных волн на поверхности тонкой пленки жидкости, увлекаемой турбулентным потоком газа // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 2. С. 201–212.
2. Tsvlodub O.Yu., Bocharov A.A. Simulating nonlinear steady-state traveling waves on the falling liquid film entrained by a gas flow // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 899. P. 032023-1–032023-6.
3. Tsvlodub O.Yu., Bocharov A.A. Modeling nonlinear wave regimes in a falling liquid film entrained by a gas flow // Chaos, Solitons and Fractals. 2017. V. 104. P. 580-587
4. Benjamin T.B., Shearing flow over a wavy boundary // J Fluid Mech. 1959. V. 6. P. 161–205.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 16-19-10449).*

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОГИДРАТА В СНЕЖНОМ МАССИВЕ, НАСЫЩЕННОМ ГАЗОМ, ПРИ НАГНЕТАНИИ ЭТОГО ЖЕ ГАЗА

Чиглинцева А.С.^{1,2}

¹ ИМех УФИЦ РАН, Уфа

² ИММ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, Казань

E-mail: changelina@rambler.ru

Газовые гидраты, как известно, представляют собой твердые кристаллические соединения (клатраты), образованные молекулами воды и основными компонентами природного газа [1]. На сегодняшний день решением проблем утилизации парниковых газов, а также сокращения объемов хранения газа и беструбной транспортировки углеводородных ресурсов являются газогидратные технологии. Поскольку, например, в 1 м³ газогидрата метана хранится 170 м³ газа и 800 л воды. Чтобы хранить такие объемы в резервуарах при температуре 0 °С необходимо поднять давление до 15 МПа, а в газогидратном состоянии – при давлении 2.5 МПа [1, 2]. Так, в 2003 году в Японии компания Mitsui Engineering and Shipbuilding впервые в мире разработала проект по транспортировке и хранению природного газа в форме гидратных гранул и в 2009 году появилась первая в мире технологическая установка для гидрата природного газа производительностью до 5 тонн в сутки [2].

В настоящей работе рассмотрены особенности процесса нагнетания гидратообразующего газа в снежный массив, в исходном состоянии насыщенный тем же газом. Для плоскооднородной и осесимметричной постановок построены автомодельные решения с объемной областью образования гидрата, описывающие поля температур и давлений, а также распределения насыщенностей снега, гидрата, газа и воды в массиве. Показано, что в зависимости от исходного термобарического состояния системы «снег-газ», а также интенсивности нагнетания газа, в области фильтрации можно выделить различные характерные зоны, отличающиеся по своей структуре и протяженности. Так, если нагнетание газа происходит при отрицательной температуре и давлении, соответствующие образованию гидрата, то в этом случае полагаем, образуются следующие области: ближняя область, насыщенная фазами газа и гидрата, промежуточная –, в которой газ и снег переходят в состав гидрата, и дальняя –, заполненная газом и снегом [3-5]. В случае, когда состояние нагнетаемого холодного газа соответствует условию отсутствия гидратообразования, то в ближней области, полагаем, присутствуют только снег и газ, при этом гидрат не образуется [6]. Соответственно здесь вводятся две фронтальные границы: первая – между дальней и промежуточной зонами, где начинается переход снега в состав гидрата, и вторая – между ближней и промежуточной зонами, на ней заканчивается процесс образования гидрата из льда

В автомодельной постановке так же показано, что при нагнетании теплого газа под достаточно высоким давлением в области фильтрации с фазовыми переходами образуются четыре характерные зоны, а именно: ближняя, в которой снег полностью перешел

в состав гидрата, и, следовательно, массив насыщен только газом и гидратом, две промежуточные, в которых газ, снег или вода и гидрат находятся в состоянии фазового равновесия, и дальняя, заполненная газом и снегом [7, 8]. Здесь появляются три фронтальные границы: первая – между дальней и промежуточной зонами, где начинается переход снега в состав гидрата; вторая, соответствующая точке плавления льда, – между промежуточными зонами, на ней заканчивается процесс образования гидрата из снега и начинается образование гидрата из воды; третья – между ближней и промежуточной зонами, на ней заканчивается процесс образования гидрата из воды.

На основе полученных аналитических и численных решений проанализировано влияние параметров, определяющих исходное состояние массива, интенсивности закачки газа и его температуры на структуру и протяженность отмеченных зон, возникающих в области фильтрации. Показано, что с увеличением начальной снегонасыщенности в массиве и с уменьшением давления нагнетания газа, сужается протяженность нагретой зоны. Образование более протяженной объемной области образования гидрата реализуется для массива с большей проницаемостью и низкой исходной температурой.

Результаты, полученные при решении подобного рода задач, представляют собой некоторый начальный этап процесса образования газогидрата в массивах конечной длины, и могут использоваться для тестирования выбранных численных алгоритмов.

Список литературы

1. Истомин В.А., Якушев В.С. Газовые гидраты в природных условиях. М.: Недра, 1992. 236 с.
2. Nakai S. Development of Natural Gas Hydrate (NGH) Supply Chain // Proceedings, 25th World Gas Conference, Kuala Lumpur, Malaysia, 4-8 June, 2012. pp. 3040-3050.
3. Шагапов В.Ш., Мусакаев Н.Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. 240 с.
4. Хасанов М.К. Исследование режимов образования газогидратов в пористой среде, частично насыщенной льдом // ТиА. 2015. Т. 22. № 2. С. 255-266.
5. Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С., Русинов А.А. Математическое моделирование процесса образования гидрата в пласте насыщенного снегом при нагнетании холодного газа // ВМСС. 2016. Т. 9. № 2. С. 173-181.
6. Чиглинцева А.С. Автомодельное решение задачи образования гидрата в снежном массиве // ВМСС. 2017. Т. 10. № 2. С. 212-224.
7. Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С. О нагнетании гидратообразующего газа в снежный массив, насыщенный тем же газом, при переходе через точку плавления льда // ТиА. 2018. Т. 25. № 1. С. 89-104.
8. Чиглинцева А.С., Шагапов В.Ш. О нагнетании гидратообразующего газа в пласт снега, насыщенный тем же газом // Труды Института механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН. 2017.

**РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В ПОТОКЕ ТЯЖЕЛОГО ЖИДКОГО МЕТАЛЛА**

Усов Э.В.¹, Лобанов П.Д.^{1,2}, Кутлиметов А.Э.¹, Чухно В.И.¹, Прибатурин Н.А.^{1,2}, Мосунова Н.А.¹

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Новосибирск, Москва

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: usovev@gmail.com

В последнее время становится актуальным исследование закономерностей течения двухфазных потоков жидкометаллических теплоносителей. Рост интереса к процессам в жидких металлах связан с проектированием новых типов реакторов на быстрых нейтронах с тяжелым жидкометаллическим охлаждением. Проектирование подобных типов реакторных установок требует обоснования их самозащищенности по отношению к различного рода авариям. Для обоснования должны быть проведены расчетно-экспериментальные исследования.

В ИБРАЭ РАН для этих целей разработан и аттестован теплогидравлический код HYDRA-IBRAE/LM [1], способный моделировать поведение реакторных установок с натриевым, свинцовым, свинцово-висмутовым и водяным охлаждением. Расчет процессов в теплоносителе производится путем решения системы уравнений двухжидкостной модели с равными давлениями фаз, выражающих собой балансовые законы сохранения массы, энергии и импульса. Для определения скорости обмена массой, энергией и импульсом между фазами, а также отдельных фаз со стенками канала используются замыкающие соотношения [2].

Верификация кода выполнена на экспериментальных стендах, аналитических тестах и различных режимах работы реакторных установок БН-600 [3, 4] и БОР-60.

В отличие от натриевого теплоносителя для тяжелых жидких металлов существует недостаток экспериментальных данных для верификации и настройки моделей поведения двухфазных потоков. Подобные эксперименты необходимы, чтобы верифицировать применимость кода для анализа безопасности проектируемой установки БРЕСТ-ОД-300. В частности, для расчета аварий с разрывом трубок парогенератора, с выхода парожидкостной смеси в поток жидкого металла, движение и теплообмен в нем. В результате расчета подобной аварии должна быть получена информация о величине импульсов давления при разрыве трубки, объемной доле парожидкостной смеси, а также о скорости захлаживания теплоносителя.

Для получения недостающей информации и верификации кода HYDRA-IBRAE/LM в ИТ СО РАН совместно с Новосибирским филиалом ИБРАЭ РАН проводятся эксперименты по изучению движения и теплообмена газовых пузырей в потоке тяжелых жидких металлов: сплава Розе, свинца и свинца-

висмута. В частности, были проведены эксперименты по импульсному впрыску газа, имитирующему разрыв трубок парогенератора в сплаве Розе [5].

В настоящей работе представлены результаты уточненных экспериментов по впрыску газа в сплав Розе, в которых кроме эволюции давления в металле, было проведено измерение положения уровня жидкого металла, распределение пузырей по размеру, а также зависимость объемной доли газа от расхода.

С помощью результатов экспериментов были уточнены модели, используемые в коде HYDRA-IBRAE/LM для расчета межфазного трения, площади межфазной поверхности и размеров пузырей. Было проведено моделирование уточненных экспериментов, в которых сравнивалось положение свободного уровня жидкого металла и давления в нем. Эксперименты позволили определить погрешность расчета отдельных параметров кодом HYDRA-IBRAE/LM. Также был проведен анализ неопределенности, который позволил выявить основные факторы, вносящие наибольший вклад в погрешность расчетов. Полученные в работе данные будут в дальнейшем использованы для расчета проекта реакторной установки БРЕСТ-ОД-300.

Список литературы

1. Алипченков В.М., Анфимов А.М., Афремов Д.А. и др. Базовые положения, текущее состояние разработки и перспективы дальнейшего развития теплогидравлического расчетного кода нового поколения HYDRA-IBRAE/LM для моделирования реакторных установок на быстрых нейтронах // Теплоэнергетика. 2016. № 2. с. 54–64.
2. Усов Э. В., Бутов А. А., Дугаров Г. А. и др. Система замыкающих соотношений двухжидкостной модели кода HYDRA-IBRAE/LM/V1 для расчета процессов при кипении натрия в каналах энергетического оборудования // Теплоэнергетика. 2017. №7. с.48-55.
3. Климонов И.А., Усов Э.В., Дугаров Г.А. и др. Верификация теплогидравлического кода HYDRA-IBRAE/LM/V1 на основе экспериментов на БН-600 // Атомная энергия. 2017. Т. 122. № 5. С. 258-262.
4. Анфимов А.М., Горбунов В.С., Кузнецов Д.В. и др. Основные результаты верификации кода HYDRA-IBRAE/LM/V1 на экспериментальных режимах РУ БН-600 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы. 2016. № 4. С. 182-190.
5. Лобанов П.Д., Усов Э.В., Бутов А.А. и др. Экспериментальные исследования импульсного впрыска газа в жидкость и верификация на основе полученных данных системного теплогидравлического кода HYDRA-IBRAE/LM // Теплоэнергетика. 2017. №10. с.79-86.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ПОТОКА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ ЖИДКОСТИ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ФОРСУНКОЙ

Алексеев С.В.¹, Ануфриев И.С.^{1,2}, Мальцев Л.И.¹, Шадрин Е.Ю.¹, Шарыпов О.В.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

e-mail: anufriev@itp.nsc.ru

В настоящее время перспективным топливом, в частности, для малой энергетики, являются водоугольные суспензии (ВУС) [1]. Форсунки, используемые для сжигания суспензионных топлив (которые могут содержать до 70 масс.% мелкодисперсных твердых частиц), должны удовлетворять ряду специальных требований. При движении такой суспензии по узким каналам нередко происходит заклинивание каналов. Кроме того, несмотря на достаточно высокую дисперсность частиц угля и кажущуюся пластичность суспензии, ВУС является высококоррозионным продуктом. Соответственно, конструкция форсунки не должна иметь узких каналов и создавать высокую скорость движения частиц вблизи стенок.

Одним из возможных решений этой задачи является применение оригинальной пневматической форсунки [2], обеспечивающей распыление в результате взаимодействия возвратной высокоскоростной газовой струи и потока жидкости с формированием торoidalного вихря. Проведенные ранее испытания показали эффективность диспергирования ВУС и длительный ресурс работы такой форсунки. Для широкого практического использования данного типа форсунок важно определить диапазоны режимных параметров, обеспечивающие формирование стабильного газокapельного потока и необходимое диспергирование топлива для его эффективного сгорания.

В данной работе в лабораторных условиях на примере воды (дисперсная фаза) и воздуха (несущая фаза) проведены исследования с целью определения диапазона режимных параметров работы пневматической форсунки, обеспечивающих формирование стабильного газокapельного потока, и анализа его характеристик.

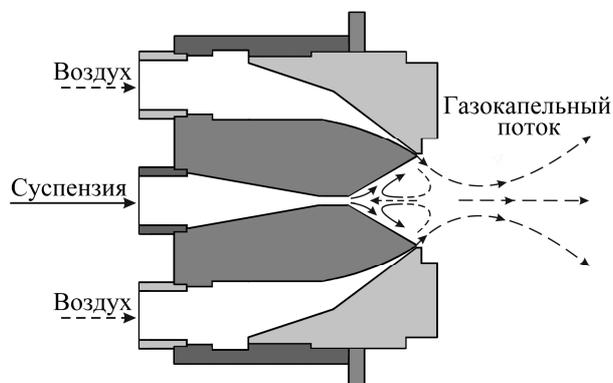


Рис 1. Схема пневматической форсунки

Исследования проведены в диапазоне расхода воды 10-100 г/с и избыточного давления воздуха 0,1-0,4 МПа. С использованием цифровой зеркальной фотокамеры Canon EOS-D550 (разрешение 18 Мпикс) получены фотографии газокapельной струи. Определен диапазон режимных параметров, обеспечивающих устойчивую работу форсунки, вне этого диапазона наблюдаются сильные пульсации газокapельного потока. Установлено, что в данном диапазоне режимов угол раскрытия струи не зависит от расхода жидкости и давления газа. Полученные результаты позволяют прогнозировать устойчивые режимы работы форсунки для дальнейших исследований дисперсного состава газокapельного потока с целью оптимизации распыла суспензионного жидкого топлива для его эффективного сгорания.

Список литературы

1. Мингалеева Г.Р., Нигматуллин Р.М., Шамсутдинов Э.В. Перспективы использования водоугольного топлива в России // Тр. Академэнерго. 2009. №1. С.83-95.
2. Пат. 2346756, РФ. Пневматическая форсунка. Автор Л.И. Мальцев, опублик. 20.02.2009, приоритет от 15.05.2007.

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

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКОЛЬЖЕНИЯ НА ПЕРЕНОС УГЛОВОГО МОМЕНТА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ РАЗДЕЛА В НЕСМЕШИВАЕМЫХ ЖИДКОСТЯХ

Шарифуллин Б.Р., Главный В.Г., Наумов И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Вихревое течение двухкомпонентной жидкости имеет большой фундаментальный интерес из-за возникающих нелинейных эффектов [1, 2]. Преимущество исследования этих явлений в замкнутом цилиндрическом контейнере состоит в хорошо определенных граничных условиях и легко изменяемых контрольных параметрах, где интенсивность вихревого течения характеризуется числом Рейнольдса (Re).

В работе исследовано влияние проскальзывания радиальной компоненты скорости на границе раздела и его влияние на перенос углового момента через поверхность раздела между двумя несмешиваемыми жидкостями. Наблюдения проведены в вертикальном цилиндрическом контейнере ($R = 45$ мм, $h = 2,5R$) с верхним диском, вписанным в верхнюю крышку, вращающимся с угловой скоростью ω . Контейнер заполнен двумя несмешивающимися жидкостями: 80% раствором глицерина (g) ($h_g = 1,5R$) и подсолнечным маслом (o) ($h_o = 1R$). При температуре 22,6 °C плотности и кинематические вязкости рабочих жидкостей: $\rho_g = 1208$ кг/м³, $\rho_o = 920$ кг/м³, $\nu_g = 42,82$ мм²/с, и $\nu_o = 54,86$ мм²/с.

Для изучения кинематических характеристик были использованы оптические методы бесконтактной диагностики, такие как визуализация потока и Particle Image Velocimetry (PIV). Так как граница раздела представляет собой тонкий слой, заполненный масляно-глицериновой эмульсией, рассмотрим небольшую сферическую частицу глицерина с радиусом a в потоке масла. Для маленькой частицы сопротивление является линейной функцией скорости скольжения. Радиальная составляющая силы Стокса-сопротивления:

$$F_s = 6\pi a \nu_o (u_g - u_o),$$

где u – радиальная компонента скорости. Центробежная сила равна:

$$F_c = \frac{4}{3} a^3 (\rho_g - \rho_o) \frac{w^2}{r},$$

где w – скорость вращения, r – расстояние от оси вращения. Используя баланс сил $F_s = F_c$, получаем:

$$u_g - u_o = \frac{2a^2 w^2}{9\nu_o r} \left(\frac{r_g}{r_o} - 1 \right).$$

При увеличении скорости вращения диска, разница между скоростью частиц глицерина и масла в тонком слое границы раздела возрастает, что приводит к обратной циркуляции под границей раздела.

На рисунке 1 приведены примеры визуализации и профили радиальной компоненты скорости для $Re = 150$ при недеформированной и $Re = 800$ деформированной границе раздела двух жидкостей. На рисунках визуализации указаны зоны циркуляции жидкости. При вращении диска на масло начинает действовать центробежная сила. В тоже время на глицерин действует сила вязкого трения со стороны масла

и центробежная сила за счет переноса углового момента от вращающегося диска к границе раздела. При малых Re , сила трения больше и течение в глицерине под границей раздела направлено от периферии к оси. При увеличении Re на глицерин все больше начинает действовать центробежная сила. Появляется новая ячейка обратной циркуляции, которая увеличивается по мере увеличения Re (см. рис. 1(a)). При дальнейшем увеличении Re граница раздела сильно деформируется, поднимаясь вверх на оси и опускаясь вниз на периферии (см. рис. 1(б)). При деформации границы раздела тонкий слой циркуляции вблизи оси расширяется. Данный эффект подтвержден измерениями скорости при помощи метода PIV.

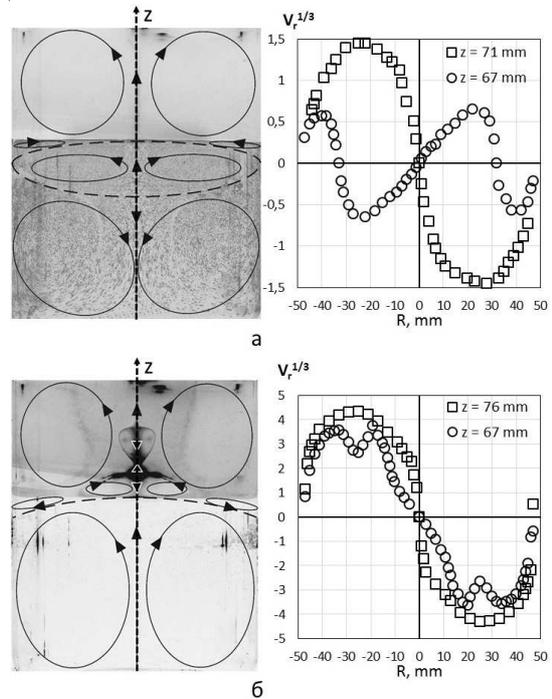


Рис. 1. Визуализация потока и профили радиальной компоненты скорости при $Re = 150$ (а) и 800 (б).

В работе выявлены закономерности взаимодействия двух несмешиваемых жидкостей. Исследовано влияние скольжения на перенос углового момента через границу раздела. Получено обоснование формирования ячейистой структуры по описанному выше сценарию.

Список литературы

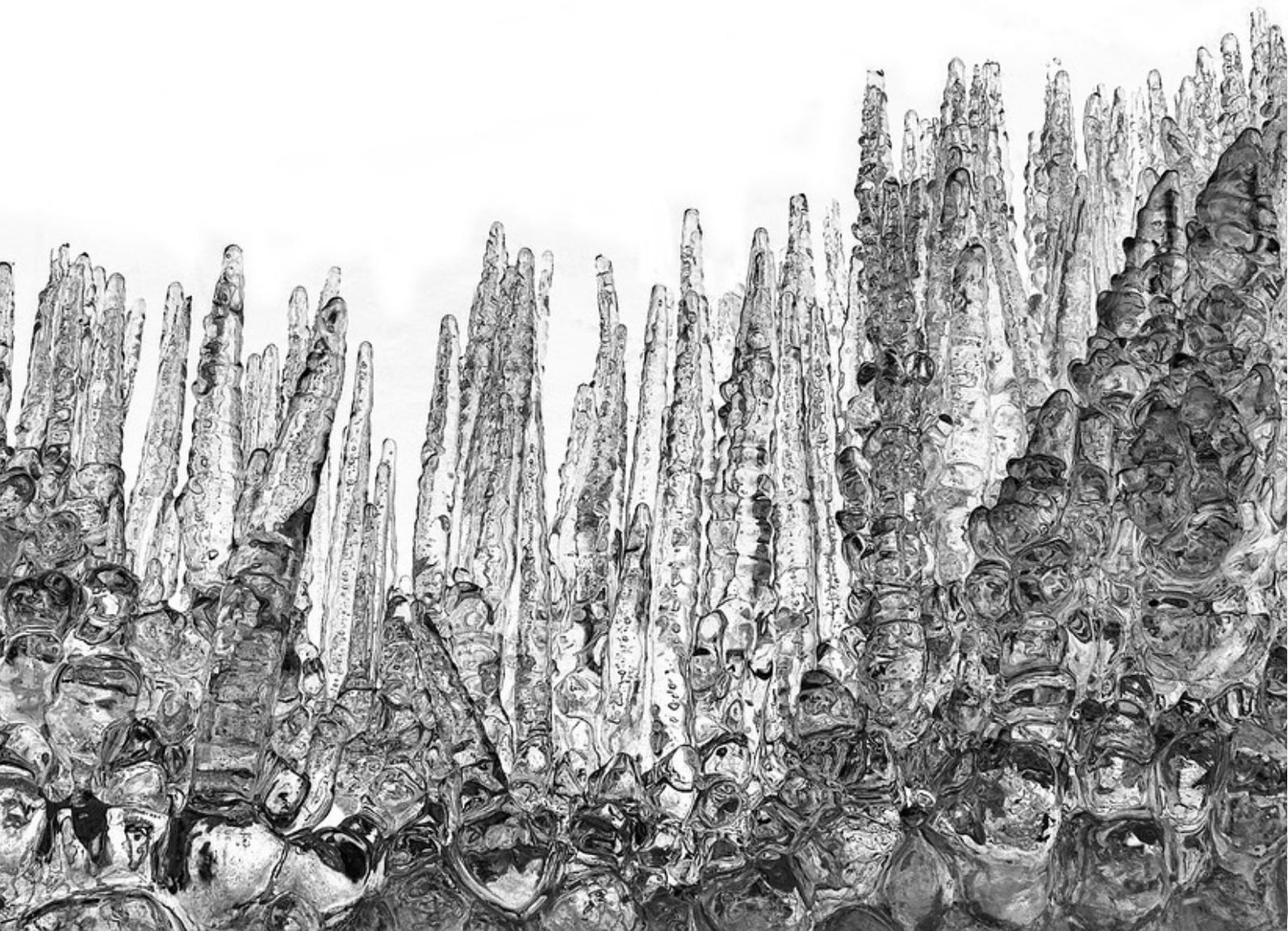
1. Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N. Hysteretic growth and decay of a waterspout column // Phys. Rev. Fluids, 2018, V.3, 024701.
2. Carrión L., Herrada M.A., Shtern V.N. Topology changes in a water-oil swirling flow // Phys. Fluids, 2017, V.29, 032109.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-29-00093).



СЕКЦИЯ 3

Фазовые переходы



ДРОБЛЕНИЕ ПУЗЫРЕЙ ПРИ БАРБОТАЖЕ

Авдеев А.А., Кубриков К.Г.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

e-mail: Alex3@safe-mail.net

Рассмотрен механизм распада всплывающих пузырей в турбулентных системах. Показано, что при высоких уровнях турбулентности дробление пузыря происходит под непосредственным воздействием турбулентных молей, а при низких турбулентные пульсации играют роль начальных возмущений, инициирующих развитие неустойчивости межфазной поверхности. Сделан вывод о том, что при умеренных газосодержаниях интенсивность турбулентных пульсаций определяется эффектами следа, формирующегося за всплывающим пузырем, а при больших газосодержаниях – универсальной равновесной областью спектра турбулентных пульсаций. Выведены формулы расчета максимального размера устойчивого пузыря. Сравнение результатов расчета с экспериментом показало хорошее совпадение.

В качестве критерия распада пузыря в турбулентных системах в предыдущих работах как правило принималось приближение к единице значения числа Вебера, рассчитанного по скорости турбулентных пульсаций w_t и размера пузыря R :

$$We_{crit} = \frac{\rho_l w_t^2 R}{\sigma} \approx 1. \quad (1)$$

На самом деле, что в этой формуле под R следует понимать не радиус пузыря, в радиус кривизны впадины, образовавшейся на его поверхности под воздействие турбулентного моля, R_t . Согласно [1] связь между амплитудой начального возмущения, вызванного воздействием турбулентного моля, a , его длиной волны, λ , и минимальным радиусом кривизны образовавшейся впадины задается формулой

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\lambda}{R_t}. \quad (2)$$

Распад пузыря будет происходить в случае, когда амплитуда начального возмущения станет соизмерима с его длиной волны: $a \approx 0.5\lambda$. При этом расчет радиуса кривизны впадины на поверхности раздела фаз, стоящей в правой части (2), может быть проведен по формуле (1).

С учетом сказанного, максимальный размер устойчивого пузыря может быть определен по формулам (1) и (2). Для проведения практических расчетов необходимо оценить скорость турбулентных молей в момент соударения с поверхностью пузыря.

Как правило, величина скорости турбулентных молей определяется в рамках модели изотропной турбулентности. Закономерности мелкомасштабных турбулентных движений жидкости, отвечающих этой области, применительно к пузырьковым системам были подробно рассмотрены в [1]. Согласно закону Колмогорова-Обухова

$$w_t \approx (el)^{1/3}, \quad (3)$$

где e – величина турбулентной диссипации в единице массы жидкости, l – линейный масштаб турбулентного моля.

Согласно [2], при барботаже

$$e = gw_\infty \varphi (1 - \rho_v / \rho_l),$$

w_∞ – скорость всплытия пузыря.

Из (2), (3) после ряда преобразований можно получить формулу для оценки w_t :

$$w_t \approx 1.48 w_\infty \varphi^{1/3} (1 - \rho_v / \rho_l)^{1/3}. \quad (4)$$

С учетом (4) из (1), (2) можно получить формулу для расчета максимального устойчивого диаметра пузырей при барботаже

$$\tilde{d}_{max} = 2.86 \varphi^{-1/3} (1 - \rho_v / \rho_l)^{1/6}, \quad (5)$$

где $\tilde{d}_{max} = d_{max} / b$ – безразмерный диаметр пузыря ($b = \sqrt{\sigma / [g(\rho_l - \rho_v)]}$) – капиллярная постоянная).

При скорректированном на 30% значении безразмерного коэффициента $2.86 \rightarrow 3.7$ формула (5) дает хорошее согласие с экспериментом.

В случае, когда распад пузырей происходит под действием относительно крупных пульсаций, обусловленных турбулентным следом, формирующимся за всплывающими пузырями, используя (3), можно прийти к зависимости

$$\tilde{d}_{max} = 5.29 (1 - \rho_v / \rho_l)^{1/2}, \quad (6)$$

которая хорошо описывает экспериментальные данные при скорректированном значении постоянной $5.29 \rightarrow 5.7$.

Сравнение результатов расчета с массивом имеющихся экспериментальных данных показано на рисунке.

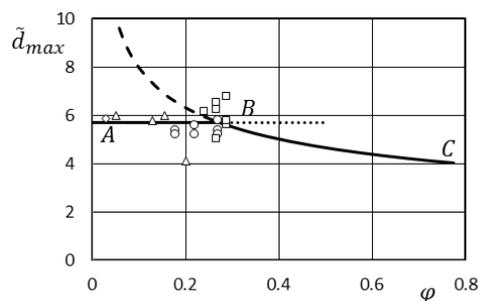


Рис.1. Сравнение результатов расчета с экспериментом.

Список литературы

1. Avdeev A.A. Bubble Systems. Springer Intern. Publ. 2016. 466 p.
2. Авдеев А.А. Закономерности теплообмена в барботажном слое // ТВТ, 1992. Т. 30, № 5. С. 801-809.
3. Авдеев А.А., Дробков В.П., Халмэ Н.С. Турбулентный перенос импульса в барботажном слое // ТВТ, 1991. Т. 20, № 4. С. 775-780.

МОДЕЛЬ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОКРЫТИЯ С НЕОДНОРОДНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Анисимова М.А.^{1,2}, Князева А.Г.^{1,2}

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет

² Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

e-mail: anisimova_mawa@mail.ru

Для достижения требуемых эксплуатационных свойств изделий используют композиционные материалы и покрытия [1]. Изменения свойств материала можно добиться введением определенных наполнителей [2, 3].

Условия сопряженного теплообмена могут приводить к особенностям в структуре и свойствах конечных изделий, следствием чего может стать неоднородная кристаллизация и неравномерное распределение частиц. Значительную роль в распределении фаз в покрытии могут играть разный характер теплообмена наплавленного покрытия с окружающей средой и с подложкой, а также свойства поверхности подложки (неоднородная структура поверхности).

Так же в процессе кристаллизации между частицей и матрицей образуется переходный слой, ширина и свойства которого зависят от условий кристаллизации.

В настоящей работе предложена модель остывания и кристаллизации наплавленного композиционного покрытия (см. рис. 1). Результаты ее исследования используются для оценки свойств покрытия.

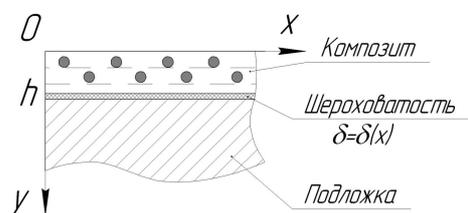


Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи о кристаллизации покрытия.

В теплофизической модели предполагается, что частицы наполнителя могут быть неравномерно распределены в покрытии вследствие влияния силы тяжести и разного размера и массы частиц, что задается зависимостью концентрации включений от координат $\eta = \eta(y)$. Форма поверхности подложки (ее шероховатость $\delta = \delta(x)$) влияет на условия остывания и кристаллизации, что описывается с помощью введения неоднородного термического сопротивления границы раздела материалов.

Теплофизическая постановка задачи включает уравнение теплопроводности для композита (формула 1) и уравнение теплопроводности для подложки (формула 2):

$$c\rho_1 \frac{\partial T'}{\partial t} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_1 \frac{\partial T'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 \frac{\partial T'}{\partial y} \right) \right], \quad (1)$$

$$c\rho_2 \frac{\partial T''}{\partial t} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 \frac{\partial T''}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2 \frac{\partial T''}{\partial y} \right) \right], \quad (2)$$

где T - температура, К; c - теплоемкость, Дж/(г·К); ρ - плотность, г/мм³; λ - теплопроводность, Дж/(мм·с·К); t - время, с; x, y - пространственные координаты, мм.

Граничные условия учитывают потери тепла с поверхности покрытия и теплообмен с подложкой в условиях не идеального контакта.

Задача решается численно с использованием неявной разностной схемы расщепления по координатам и стандартного метода покоординатной прогонки.

Вследствие неравномерного остывания и кристаллизации покрытия, ширина переходного слоя, формирующегося между включением и матрицей, различается, что в свою очередь оказывает влияние на эффективные свойства сформированного покрытия.

Для изучения влияния ширины переходной зоны на эффективные свойства использован метод замены неоднородного включения эквивалентным однородным [4, 5]. Оценка общих свойств композиционного покрытия проводится с применением модели гомогенизации Максвелла в терминах тензоров вклада [6, 7].

Список литературы

1. Z. Abdel Hamid Composite and Nanocomposite Coatings//Journal of Metallurgical Engineering. – 2014. – Vol. 3 Issue 1. – P. 29-42.
2. L. Kodandarama, M. Krishna, H. N. Narasimha Murthy, S. C. Sharma Effect of electro-co-deposition parameters on nickel tungsten carbide composite coatings // International Journal of Advanced Engineering Technology. – 2011. - Vol. II, Issue IV – P. 105-113.
3. Dhananjay kumar Singh, Manoj Kumar Tripathi, V. B. Singh Electrocodeposition and Characterization of Ni-WC Composite Coating From Non – Aqueous Bath// International Journal of Materials Science and Applications. – 2013. – Vol. 2, № 2. – P. 68-73.
4. Sevostianov, I., Kachanov, M. Nanoparticle reinforced materials: Effect of interphase layers on the overall properties // International Journal of Solids and Structures. – 2007. - Vol. 44. – P. 1304-1315
5. Igor Sevostianov, Mark Kachanov Effect of interphase layers on the overall elastic and conductive properties of matrix composites // Applications to nanosize inclusion International Journal of Solids and Structures. – 2007. – Vol. 44. – P. 1304-1315
6. Kachanov M., Sevostianov I. On quantitative characterization of microstructures and effective properties // International Journal of Solids and Structures. – 2005. – Vol. 42. – P. 309-336
7. Anisimova M., Knyazeva A., Sevostjanov I. Effective thermal properties of an aluminum matrix composite with coated diamond inhomogeneities // International Journal of Engineering Science. - 2016 - Vol. 106. - p. 142-154

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АБСОРБЦИИ
НА СВОБОДНО СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЁНКЕ**

Барташевич М.В., Мелешкин А.В., Елистратов Д.С., Миронова Н.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: bartashevichmv@gmail.com

В работе численно исследуется совместный тепло-массоперенос в процессе абсорбции на движущейся по охлаждаемой горизонтальной подложке пленке жидкости под действием касательного напряжения. Исследовано влияние двух механизмов – интенсивности отвода тепла от стенки и действия касательного напряжения на процесс абсорбции. Пленка жидкости – водный раствор бромида лития, касательное напряжение на поверхности пленки задается движением окружающего насыщенного водяного пара. Аналитические решения для температуры и концентрации в пленке, полученные для начального участка, на котором возмущение температуры происходит лишь вблизи межфазной поверхности, используются в качестве входных условий для дальнейших численных расчётов за пределами начального участка. Данный подход позволяет избежать трудностей, связанных с несогласованностью условий на входе и на межфазной поверхности. Расчёты проводились на примере системы абсорбент – водный раствор бромида лития, поглощаемый газ – водяной пар, которая широко используется в абсорбционных тепловых насосах. Тепло- и массоперенос при абсорбции рассматривается в рамках обычных предположений [1, 2]. Абсорбция возможна только когда при заданном давлении начальная концентрация абсорбируемого вещества в растворе меньше равновесного значения, соответствующего начальной температуре T_0 , а начальная температура меньше равновесной температуры, соответствующей начальной концентрации т.е. если выполняются условия $T_e > T_0$ и $C_e > C_0$. Профиль скорости в пленке имеет вид:

$$u = 3\bar{u} \left(2y/h - y^2/h^2 \right) / 2 + \tau y / \mu,$$

где $\bar{u} = g \sin \alpha h^2 / (3\nu)$, h – толщина пленки, м, τ – касательное напряжение на поверхности пленки, кг/м², α – угол наклона стенки, μ – коэффициент динамической вязкости раствора, кг/мс, ν – коэффициент кинематической вязкости раствора, м²/с. В системе координат, в которой ось Ox направлена вдоль по течению, а ось Oy направлена по нормали к стенке, тепло-массоперенос описывается уравнениями теплопроводности и диффузии

$$u \partial T / \partial x = a \partial^2 T / \partial y^2, u \partial C / \partial x = D \partial^2 C / \partial y^2, \quad (1)$$

где a – коэффициент температуропроводности, м²/с, D – коэффициент диффузии, м²/с. Со следующими условиями на входе при $x = 0$:

$$T = T_0, C = C_0, \quad (2)$$

на поверхности плёнки при $y = h$:

$$C_i = k_1 - k_2 T_i, \lambda \partial T / \partial y = (r_a \rho D / (1 - C_0)) \partial C / \partial y. \quad (3)$$

На стенке при $y = 0$ зададим

$$\lambda \partial T / \partial y \Big|_{y=0} = q_w(x), \partial C / \partial y \Big|_{y=0} = 0, \quad (4)$$

где $q_w(x)$ – заданное распределение теплового потока вдоль стенки. В расчётах рассматривалось линейное убывание мощности теплового потока вниз по течению, а также спутное и противоточное касательное напряжение различной интенсивности. На Рис. 1 показано распределение безразмерной температуры на поверхности плёнки для различных значений теплового потока от стенки φ и различных значений $r = 2\tau / (\rho g h \sin \alpha)$.

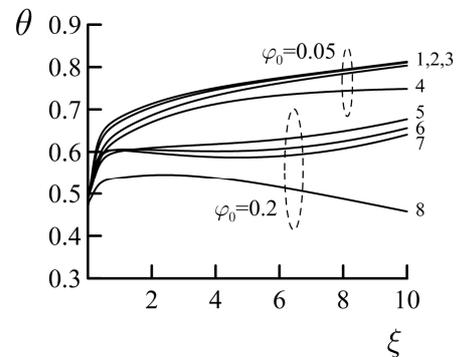


Рис. 1. Распределение безразмерной температуры на поверхности плёнки. 1-4 – $\varphi_0 = 0.05$; 5-8 – $\varphi_0 = 0.2$; 4, 8 – безразмерная температура на поверхности плёнки в условиях сохранения постоянного теплового потока от стенки; 1 – $r = -0.2$; 2 – $r = 0.0$; 3 – $r = 0.5$; 4 – $r = 0.5$; 5 – $r = 0.5$; 6 – $r = 0.0$; 7 – $r = -0.2$; 8 – $r = 0.5$, $\xi = x / (Peh)$.

Было показано, что интенсивность абсорбции определяется сопряжением двух механизмов: интенсивностью отвода тепла от стенки и действием касательного напряжения. Было определено, что если тепло практически не отводится и движение пленки замедляется противоточным касательным напряжением, то общий нагрев плёнки усиливается за счёт тепла, выделяющегося в процессе абсорбции. При этом более интенсивное рассеивание тепла от стенки и “торможение” пленки, наоборот, способствует её общему охлаждению, а ускорение плёнки приводит к большему прогреву вниз по течению. В целом, также было показано, что ослабление охлаждения вниз по потоку подавляет абсорбцию, в то время как поддержание равномерного охлаждения способствует абсорбции.

Список литературы

1. Накоряков В.Е., Григорьева Н.И. Неизотермическая абсорбция в термотрансформаторах. Новосибирск: Наука, 2010.
2. Nakoryakov V.E., Grigoryeva N.I., Bartashevich M.V. Heat and mass transfer in the entrance region of the falling film: absorption, desorption, condensation and evaporation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2011. V. 54, Is. 21–22. P. 4485–4490.

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

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ЛОКАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ РАСХОДА ЖИДКОСТИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ОРОШЕНИИ СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКИ

Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Слесарева Е.Ю., Li X., Sui H., Li H., Gao X.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: zhukov@itp.nsc.ru

Дистилляционные колонны широко используются в нефтеперерабатывающей, химической, пищевой промышленности для разделения смесей различных жидкостей. Применение современных структурированных насадок позволяет существенно более равномерно распределить пленку жидкости по поверхности насадки, но до конца не решает проблему равномерного распределения потоков по всей насадке. Наличие по высоте насадки отрицательной стратификации пара, обусловленной различной плотностью компонент паровой смеси и более высокой температурой в нижней части колонны, приводит к формированию крупномасштабной неравномерности распределения температуры и состава смеси по сечению колонны даже в условиях равномерного орошения насадки жидкостью. В наших экспериментах была реализована идея периодического орошения насадки с целью разрушения крупномасштабной неравномерности состава смеси по сечению колонны.

Эксперименты проводились на крупномасштабном исследовательском стенде «Большая Фреоновая Колонна», детальное описание которого приведено в [1]. В дистилляционной колонне диаметром 0.6 м была установлена структурированная насадка Sulzer 500X высотой 2.2 м, состоящая из 10 слоев. В качестве рабочей смеси использовалась смесь фреонов R-21 и R-114, которая по своим характеристикам подбиралась для моделирования разделения криогенных смесей. Для орошения насадки использовался специально разработанный авторами распределитель жидкости. Распределитель имел 121 независимо управляемых электромагнитных клапанов, перекрывающих отверстия диаметром 3.6 мм. Управление клапанами осуществлялось, как в ручном режиме, так и в режиме автоматического переключения клапанов по любому заранее определенному алгоритму. Временная дискретизация переключения – 1 с. Реакцию колонны на воздействие со стороны распределителя жидкости наблюдали в режиме реального времени по показаниям термометров, установленных в 3-х различных по высоте насадки сечениях колонны. В каждом сечении было установлено по 16 термометров. Их показания отображались на мониторе компьютера в виде топограмм. Термометры были установлены в нижнем (2 слоя от низа насадки), среднем и верхнем (2 слоя от верха насадки) сечениях насадки. Выводимая на монитор информация позволяла оценить как структуру крупномасштабной неравномерности температуры, так и величину этой неравномерности. Под нижним слоем насадки был установлен расходомер для измерения плотности расхода жидкости, вытекающей из насадки.

Посредством двухкоординатного устройства расходомер позиционировался в заданных точках поперечного сечения колонны.

Во время эксперимента проводилось периодическое перекрытие клапанов, орошающих насадку. Время открытия и закрытия клапанов варьировалось в пределах 5 – 30 с. Плотность расхода жидкости измерялась в фиксированной точке сечения колонны (координаты: $x = 120$ мм, $y = 200$ мм), непосредственно под насадкой (см. рис. 1) при значении приведенной скорости пара $K_v = 0.033 - 0.035$ м/с.

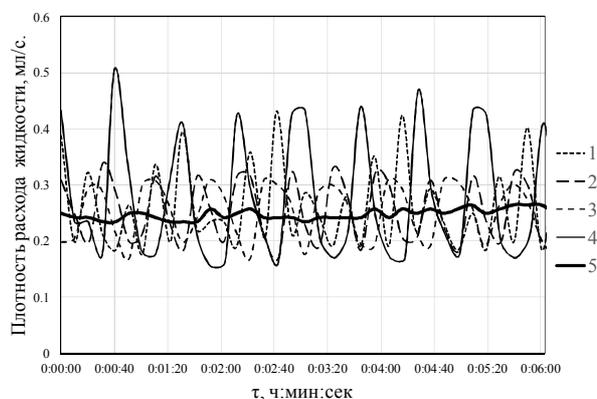


Рис. 1. Диаграмма изменения плотности расхода под насадкой в фиксированной точке сечения при периодическом орошении. 1 – $t_1 = 10$ с; $t_2 = 10$ с; 2 – 20;10; 3 – 30;10; 4 – 20; 20; 5 – равномерное орошение.

Как видно из диаграммы, в данном диапазоне времен орошения t_1 и перекрытия потока t_2 , неравномерность плотности расхода жидкости на выходе из насадки тем больше, чем больше соотношение t_2/t_1 .

Проведенные эксперименты показали, что полное периодическое перекрытие орошения насадки Sulzer 500X диаметром 0.6 м в исследованном диапазоне изменения времени открытия и закрытия клапанов не приводит к улучшению эффективности разделения колонны. Чем больше доля периода орошения, соответствующая закрытому состоянию клапанов, тем больше изменение плотности расхода жидкости под насадкой и тем ниже эффективность разделения колонны.

1. Pavlenko A.N., Zhukov V.E., Pecherkin N.I. et al. Investigation of flow parameters and efficiency of mixture separation on a structured packing // *AIChE J.* 2014. V. 60, Is. 2. P. 690–705. DOI: 10.1002/aic.14298.

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

ВЛИЯНИЕ КОРРОЗИИ НА ТЕПЛООБМЕН ПРИ ЗАКАЛКЕ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОСТЯХ

Забиров А.Р., Канин П.К., Рязанцев В.А., Лексин М.А., Кабаньков О.Н.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия

e-mail: zabirov.arслан@gmail.com

Взаимодействие высокотемпературного тела с жидкостью – распространенное явление, как в природе, так и технике. Термическая обработка металлов включает в себя процесс закалки, когда раскаленный металл погружают в жидкость или используют струйное охлаждение. При этом необходимо обеспечить высокие темпы охлаждения. Однако, из-за высокой температуры поверхности, возникает изолирующий паровой слой, уменьшающий теплоотдачу. Тем не менее, проведенные в 1986 г. исследования [1] продемонстрировали, что в случае, когда в качестве охлаждающей жидкости используется недогретая до температуры насыщения вода, охлаждение характеризуется огромными значениями коэффициентов теплоотдачи.

Согласно приближенной полуэмпирической модели [2], на наступление процесса микропузырькового кипения кроме свойств охлаждающей жидкости, влияют свойства поверхности охлаждаемого тела, в частности шероховатость и коэффициент тепловой активности материала тела.

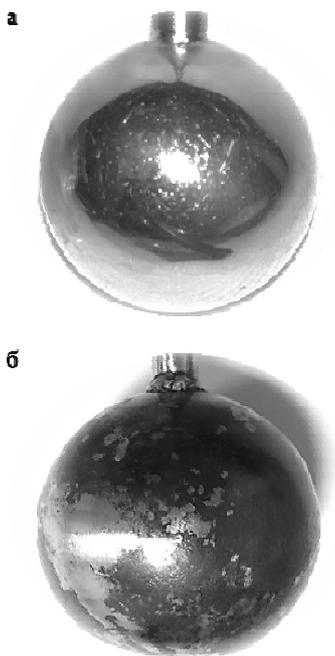


Рис. 1. Фотографии образца из нержавеющей стали с полированной поверхностью (а) и образца из углеродистой стали с коррозией на поверхности (б)

Модель предсказывает раннее наступление интенсивного режима охлаждения на поверхности с более низкой тепловой активностью.

Суть экспериментов заключалась в проведении опытов на образце из нержавеющей стали (см. рис. 1-а) и на образце, поверхность которого подверглась коррозии (см. рис. 1-б). Подробное описание экспе-

риментального стенда и рабочих образцов приведено в [3].

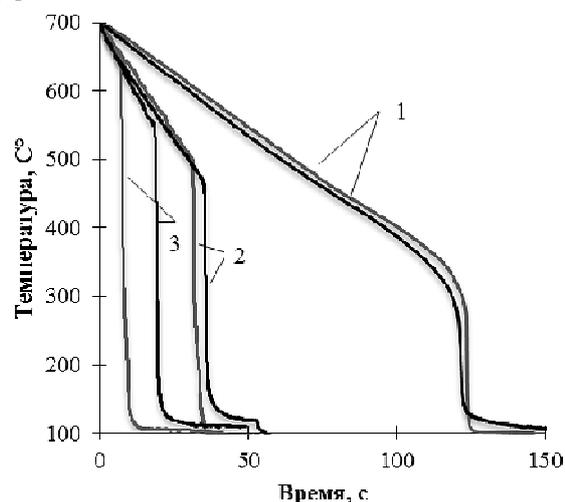


Рис. 2. Термограммы охлаждения образцов из нержавеющей стали (черная линия) и образца с коррозией (оранжевая линия) в воде с температурой: 1 – 100 °С, 2 – 70 °С и 3 – 60 °С.

На рис. 2 представлены термограммы охлаждения, построенные по осредненным по поверхности показаниям термопар. Черным цветом обозначены результаты, полученные на нержавеющей образце, оранжевым – на образце с коррозией. Видно, что при охлаждении в насыщенной воде, состояние поверхности не влияет на характер охлаждения (тем более, что оба шара подвергались полировке перед каждым экспериментом). Однако с ростом недогрева и, соответственно, уменьшением толщины паровой плёнки, температура перехода к интенсивному режиму охлаждения оказывается выше на образце с корродированной поверхностью. При недогреве $\Delta T_{sub} = 30$ К, эта разница составила 40 К, а при недогреве $\Delta T_{sub} = 40$ К – уже 100 К.

В результате проведенного исследования, экспериментально подтвердился рост температуры перехода к интенсивному режиму охлаждения на образцах с более низкой тепловой активностью поверхности.

1. Aziz, S., Hewitt, G. F., & Kenning, D. B. R. (1986). Heat transfer regimes in forced-convection film boiling on spheres. In Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf (Vol. 5, pp. 2149-2154).
2. Victor V. Yagov, Arslan R. Zabirov, and Pavel K. Kanin. HEAT TRANSFER AT COOLING HIGH-TEMPERATURE BODIES IN SUBCOOLED LIQUIDS // International Journal of Heat and Mass Transfer.
3. V.V. Yagov, M.A. Lexin, A.R. Zabirov, O.N. Kaban'kov. Film boiling of subcooled liquids. Part I: Leidenfrost phenomenon and experimental results for subcooled water. International Journal of Heat and Mass Transfer 100 (2016): 908-917

Работа поддержана РНФ (грант № 17-79-204)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОГИДРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, СОПУТСТВУЮЩИХ КРИЗИСУ ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ

Зейгарник Ю.А.¹, Ивочкин Ю.П.¹, Кубриков К.Г.¹, Синкевич О.А.², Тепляков И.О.¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

² Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: vortex@iht.mpei.ac.ru

Методом физического моделирования применительно к проблемам возникновения и развития парового взрыва исследованы термогидродинамические процессы, предшествующие и сопутствующие кризису режима пленочного кипения недогретой воды на перегретых жидкометаллических и твердых поверхностях. Показано, что процесс тонкой фрагментации жидкометаллических капель, связанный с прямым контактом холодной жидкости с горячим теплоносителем и являющийся одним из ключевых этапов спонтанного парового взрыва, изучен не достаточно полно. Проанализированы основные модели фрагментации жидкометаллической капли и отмечается, что в настоящее время не существует единой универсальной теории, объясняющей все экспериментально наблюдаемые явления, связанные с этим процессом.

Приведены описания экспериментальных установок, в которых использовались рабочие участки с жидкометаллическими (олово, сталь) и твердыми металлическими (сталь, никель) рабочими образцами. Жидкометаллические капли либо подвешивались на торце нержавеющей трубки с намотанным на ней проволочным электрическим нагревателем, либо размещались на специальной подложке и нагревались с помощью индуцированных токов. Твердотельные металлические рабочие участки, применялись для изучения закономерностей пленочного кипения и стадии начального соприкосновения охладителя с горячей поверхностью; можно предположить, что подобные процессы для жидких и твердых перегретых тел развиваются схожим образом.

Эксперименты проходили в следующей последовательности. В исходном состоянии рабочий металлический образец нагревался на воздухе или в атмосфере аргона до температуры как ниже, так и выше температуры его плавления, в зависимости от поставленной задачи. Затем электрический нагреватель отключался, а образец погружался в охладитель (дистиллированная вода, дегазированная посредством двухчасового кипения); диапазон изменения температуры воды составлял 15 – 95°C. Начальная температура нагретого образца перед погружением варьировалась от 400 до 1600°C. Сход паровой пленки около нагретого тела и фрагментации расплава наблюдался визуально с помощью видеокамер. Проводились измерения температуры, давления, звука, толщины пленки пара и параметров соприкосновения охладителя с горячей поверхностью. Для этого на базе аппаратуры фирмы *National Instruments* был создан измерительный комплекс, позволяющий с частотой оцифровки до 10⁶ изм./с проводить синхронные измерения сигналов с нескольких преобразователей, включая датчики температуры и давления. В качест-

ве последних использовались пьезоэлектрические датчики *Kistler* (Швейцария) и *PCB* (США).

Результаты экспериментов с жидкометаллическими каплями показали, что нагретые на воздухе оловянные образцы не дробятся при попадании в воду, а их фрагментация наблюдается только в случае соприкосновения охладителя со «свежей» поверхностью расплава, выдавленного из капилляра. Формы осколков в существенной степени зависят от температуры расплава и свидетельствуют о разных механизмах его фрагментации. Для капель из стали характерен процесс искрообразования при нагреве на воздухе, который препятствует взрывной фрагментации расплава; режимы пленочного кипения недогретой воды на жидкометаллических каплях и металлических сферах отличаются темпом охлаждения нагретых тел (для жидкометаллических капель он значительно выше). Наиболее вероятная причина интенсификации теплообмена – образование поверхностных волн на жидкометаллической капле при отрыве парового пузыря с границы раздела фаз пар – охлаждающая жидкость.

В экспериментах с твердометаллическими образцами основное внимание было уделено исследованию с помощью усовершенствованной кондуктометрической методики процесса соприкосновения дистиллированной воды комнатной температуры с горячей (170 – 620 °С) поверхностью. Достоверность применения методики подтверждена численными и экспериментальными оценками. Приведены результаты измерений параметров электрического тока в режимах пленочного, переходного и пузырькового кипения. С помощью вейвлет – анализа исследованы амплитудно-частотные характеристики осциллограмм электрического тока. Установлено, что переходу от пленочного к пузырьковому режиму кипения предшествует кратковременный (несколько миллисекунд) процесс, характеризующийся интенсивной генерацией и взаимодействием волн на границе раздела фаз пар – жидкость. Обсуждается физическая природа волн, развивающихся на фазовой поверхности и дающих вклад в пульсации электрического тока.

На основе визуальных наблюдений, анализа продуктов дробления и результатов совместных измерений импульсов давления, площади смоченной поверхности и температуры предложены: качественная схема начального этапа соприкосновения воды с перегретой поверхностью; уточнена температурная карта режимов дробления, предполагающая доминирование кавитационно-акустического механизма при тонкой фрагментации капель.

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-08-01497).

КОРРЕКЦИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ НЕВЯЗКОЙ МОДЕЛИ СТАБИЛИЗАЦИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ-ТЕЙЛОРА ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ

Коновалов В.В., Любимова Т.П.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

e-mail: konovalov@icmm.ru, lubimova@psu.ru

Двухслойные двухфазные системы очень часто можно встретить в технических приложениях. В качестве примера следует упомянуть процесс пленочного кипения, который возникает при интенсивных тепловых потоках и сопровождается кризисом теплоотдачи. Наличие сильного подохлаждения в жидкости способствует полной стабилизации границы раздела фаз, в ином случае подверженной неустойчивости Рэлея-Тейлора. Экспериментально это было впервые показано в [1].

Помимо вязкого приближения «смазки», которое в [2,3] применялось для описания ситуации, когда тонкая паровая пленка отделяет поверхность горизонтального нагревателя от объема подохлаждаемой сверху жидкости, при исследовании стабилизации фазовым переходом как линейной, так нелинейной стадии неустойчивости Рэлея-Тейлора зачастую используется невязкий подход (см. [4,5]). Это вполне допустимо для случая маловязкой жидкости и еще менее вязкого слоя ее пара достаточной толщины. Так для двухфазной системы вода-водяной пар наши оценки требуют толщины порядка миллиметра. Согласно [6] линейный вязкий механизм не может обеспечить здесь полное подавление неустойчивости, что делает еще более интересной менее изученную нелинейную стабилизацию.

Анализ в [5] проводился с помощью метода многих масштабов. При этом скорость фазового перехода раскладывалась в ряд по величине возмущения межфазной поверхности. Связанный с первым порядком феноменологический коэффициент, как и подобные коэффициенты в следующих порядках разложения, находился из решения проблемы одномерной квазистационарной теплопроводности. Удалось ввести критерий нелинейной устойчивости паровой пленки, когда некоторый параметр, прямо пропорциональный квадрату феноменологического коэффициента и обратно пропорциональный толщине слоя пара превышает критическое значение.

Ранее предпринимались попытки улучшить модель из [5], перенесенную, в частности, на цилиндрическую конфигурацию для двухслойной двухфазной системы (см. [7]), путем учета вязкостей фаз в рамках приближения потенциального вязкого течения (см. [8]).

Однако, по нашему мнению, главная проблема подхода в [5,7,8] кроется не в отсутствии последовательного учета механического эффекта вязкой диссипации на динамику межфазной поверхности. Это, как раз можно оправдать тем, что в толстой паровой

пленке такая диссипация является слабой. Но, фазовое превращение происходит на границе раздела фаз и управляется механизмами нестационарной теплопроводности и конвективного переноса тепла внутри вязких пограничных слоев. Как уже было замечено в [9,10], феноменологический коэффициент является, в общем, сложной функцией всех происходящих в системе процессов. В частности его величина не растет неограниченно при увеличении теплового потока, а значит сила эффекта фазового перехода имеет свой предел (см. [10]).

В настоящей работе нелинейная невязкая модель из [5,7] была улучшена тем, что в главном порядке тепловая задача решалась в рамках строгого вязкого подхода. Так получалось реальное, не оценочное значение феноменологического коэффициента, которое использовалось затем в следующих порядках разложения. Как оказалось, нелинейный невязкий механизм стабилизации неустойчивости Рэлея-Тейлора фазовым переходом не дает выигрыша в толщине устойчивой паровой пленки в сравнении с линейным вязким механизмом.

Список литературы

1. Abbassi A., Winterton R.H.S. The non-boiling vapour film // *Int. J. Heat Mass Transfer* 1989. V. 32, No. 9. P. 1649–1655.
2. Tanaka H. On the stability of vapor film in pool film boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer* 1988. V. 31, No. 1. P. 129–134.
3. Panzarella C.H., Davis S.H., Bankoff S.G. Nonlinear dynamics in horizontal film boiling // *Int. J. Fluid Mech.* 2000. V. 402. P. 163–194.
4. Hsieh D.Y. Interfacial stability with mass and heat transfer // *Phys. Fluids* 1978. V. 21, No. 5. P. 745–748.
5. Hsieh D.Y. Nonlinear Rayleigh-Taylor stability with mass and heat transfer // *Phys. Fluids* 1979. V. 22, No. 8. P. 1435–1439.
6. Konovalov V.V., Lyubimov D.V., Lyubimova T.P. The Rayleigh–Taylor instability of the externally cooled liquid lying over a thin vapor film coating the wall of a horizontal plane heater // *Phys. Fluids* 2016. V. 28, No. 6. P. 064102 (34).
7. Lee D.S. Nonlinear Rayleigh instability of cylindrical flow with mass and heat transfer // *J. Phys. A Math. Gen.* 2003. V. 36, No. 2. P. 573–583.
8. Awasthi M.K., Agrawal G.S. Nonlinear analysis of capillary instability with heat and mass transfer // *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simulat.* 2012. V. 17, No. 6. P. 2463–2475.
9. Ozen O., Narayanan R. A note on the Rayleigh-Taylor instability with phase change // *Phys. Fluids* 2006. V. 18, No. 4. P. 042110 (4).
10. Konovalov V.V., Lyubimov D.V., Lyubimova T.P. Influence of phase transition on the instability of a liquid-vapor interface in a gravitational field // *Phys. Rev. Fluids* 2017. V. 2, No. 6. P. 063902 (14).

*Работа поддержана РФФ
(грант № 14-21-00090).*

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО КИПЕНИЮ He-II НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ НАГРЕВАТЕЛЕ ВНУТРИ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

Королев П.В., Ячевский И.А.

ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ»

e-mail: Korolyov2007@yandex.ru, pttoftw@gmail.com

Для исследования пленочного кипения гелия-II (He-II) на цилиндрическом нагревателе внутри пористой структуры на кафедре Низких температур НИУ «МЭИ» собран экспериментальный стенд, включающий в себя системы криостатирования, заливки рабочего тела, подачи тепловой нагрузки, оптического наблюдения и видеозаписи, и систему измерения режимных параметров эксперимента.

Криостат, позволяющий обеспечить необходимый уровень температур (ниже 2.17 К), состоит из двух стеклянных сосудов Дьюара разных диаметров, со смотровыми щелями шириной 20 мм, что позволяет проводить визуальное наблюдение процесса кипения в экспериментальной ячейке.

Основными элементами экспериментальной ячейки являются толстостенная цилиндрическая пористая оболочка, изготовленная путем наматывания десяти слоев тканой металлической сетки, имеющая внутренний диаметр 38 мм, и расположенный на оси оболочки цилиндрический нагреватель, который крепится на Г-образном металлическом держателе, прикрепленном к торцевой крышке. Пористая структура помещена внутрь медного корпуса ячейки и припаяна к нему. Предполагается, что варьируя в разных экспериментах толщину пористой оболочки можно обеспечить стационарное пленочное кипение при различных величинах тепловой нагрузки [1].

Проводились две серии экспериментов: в ячейке с герметично закрытыми стеклами на торцевых крышках и в ячейке со снятыми стеклами. В экспериментах с закрытыми стеклами при подаче тепловой нагрузки на поверхности нагревателя сначала образовывались визуально различимые объекты, похожие на паровые микропузырьки. Затем происходило образование паровой пленки с хорошо различной межфазной поверхностью пар-жидкость. Видимое поперечное сечение пленки пара принимало каплеобразную форму, которая затем трансформировалась в перевернутую колоколообразную.

Фактически паровая пленка представляла собой прогиб межфазной поверхности пар-жидкость во внутренней полости ячейки, аналогичный тому, который имеет место в задачах об определении формы межфазной поверхности в условиях существенной термодинамической неравновесности [2, 3]. Отличие состояло в том, что в наших экспериментах все процессы тепломассопереноса через границу раздела фаз происходили во внутренней полости пористой оболочки [4].

В других экспериментах стекла с торцевых крышек экспериментальной ячейки были сняты. В этих экспериментах кипение с разомкнутой пленкой пара наблюдалось при относительно больших глубинах погружения экспериментальной ячейки и больших значениях теплового потока ($\sim 5 \cdot 10^4$ Вт/м²). При ма-

лых глубинах погружения в этих опытах наблюдалось кратковременное кипение с замкнутой паровой пленкой. Картина пленочного кипения, характерная для экспериментов такого типа (при наблюдении с торца цилиндрического нагревателя), представлена на рис. 1.

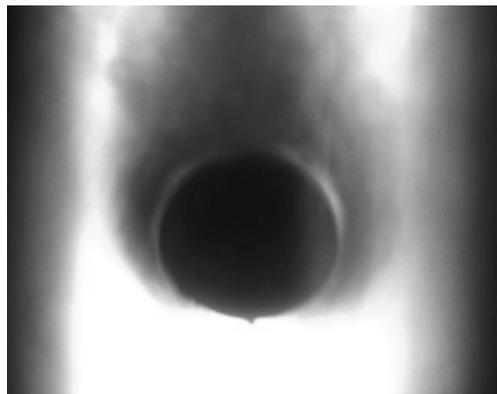


Рис. 1. Пленочное кипение с замкнутой паровой пленкой.

Во всех опытах, проводившихся при снятых с торцевых крышек ячейки стеклах, непосредственно после включения нагревателя (еще до начала кипения любого типа) давление в сосуде Дьюара начинало быстро возрастать, что влекло за собой рост температуры насыщенного жидкого гелия. Затем в некоторых экспериментах наблюдалось кратковременное шумовое пленочное кипение, после которого происходило «раскрытие» замкнутой пленки пара. В других же экспериментах сразу начиналось «кипение с незамкнутой паровой пленкой».

Таким образом, при снятых стеклах на торцевых крышках ячейки наблюдалось как «обычное» шумовое пленочное кипение, так и «кипение с незамкнутой пленкой», а при наличии стекол – исключительно режим кипения «с незамкнутой пленкой».

Список литературы

1. Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия-II в условиях невесомости. // Вопросы электромеханики. Труды НПП. 2012. Т. 130. № 5. С. 43–50.
2. Клименко А.В., Сеницын А.Г. Плавание сферы с температурой, превышающей температуру предельного перегрева жидкости // Тр. Моск. Энерг. ин-та. 1984. Вып. 34. С. 104–112.
3. Григорьев В.С., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П. и др. Поведение паровой пленки на сильно перегретой поверхности, погруженной в недогретую воду // ТВТ. 2005. Т. 43, №1. С. 100–114.
4. Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю. Экспериментальное исследование кипения сверхтекучего гелия (He-II) внутри пористого тела. // Прикладная механика и техническая физика. 2017. Т. 58. № 4. С. 126–134.

Работа поддержана РФФИ (грант № 17-08-00805).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРОВАЗОВОЙ СМЕСИ

Крылов В.С., Птахин А.В.

ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «ТУРБОКОН», Калуга

e-mail: turbocon@kaluga.ru

К настоящему времени в наибольшей степени изучен теплообмен при конденсации чистого неподвижного и движущегося пара, а также конденсации из практически неподвижной парогазовой смеси. Практически отсутствуют работы, в которых рассматривалась бы движущаяся парогазовая смесь с большим содержанием неконденсирующихся газов. В большинстве опубликованных к настоящему времени работ задачи о конденсации пара или парогазовой смеси решены только в предположении о ламинарном течении пленки и ламинарном пограничном слое потока пара, в реальных же аппаратах часто встречается ламинарно-волновой и волновой режимы течения пленки и турбулентное течение пара.

Процесс конденсации пара из парогазовой смеси

Содержание в паре уже относительно небольшой примеси газов (например, воздуха), не конденсирующихся в данном интервале температур, может резко ухудшить теплоотдачу при конденсации [1]. Это объясняется тем, что в присутствие газов скорость конденсации пара зависит уже не только от термического сопротивления пленки конденсата, но и от сопротивления переносу пара, ограничивающего приток частиц пара к поверхности конденсации

Сам механизм подавления процесса конденсации пара из парогазовой смеси достаточно прост (рис. 1а): около поверхности теплообмена формируется диффузный слой НКГ с концентрацией ε_v и теперь частица пара достигает поверхности пленки в результате диффузии через слой ПГС, а интенсивность процесса зависит от градиента концентрации пара ε_n в этом слое. Этот процесс в различных сочетаниях описан [2÷5].

Для исследования теплообмена при конденсации движущегося пара из парогазовой смеси (ПГС) был создан стенд, который позволяет непосредственно оценить локальные коэффициенты теплоотдачи от ПГС к стенкам охлаждаемых теплообменных труб при различных параметрах ПГС и охлаждения. В случае движущейся парогазовой смеси динамическое воздействие потока на диффузионный слой НКГ существенно изменяет его толщину и тем самым может резко увеличить градиент концентрации пара, радикально интенсифицирует тепломассоперенос.

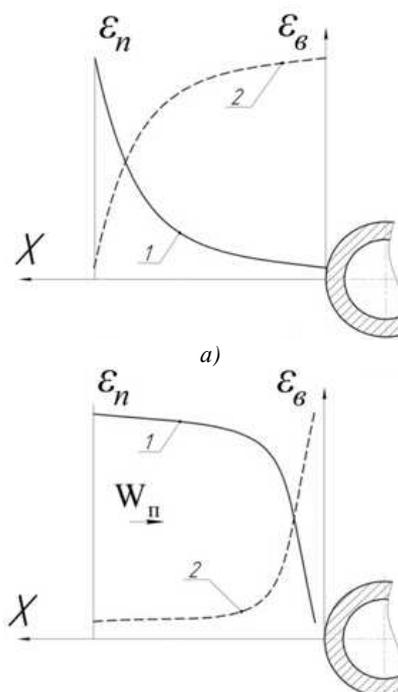


Рис. 1. Процессы конденсации пара из ПГС: изменение концентрации пара (1) и воздуха (2) около теплообменной трубы при конденсации практически неподвижного пара (а); то же при конденсации движущейся парогазовой смеси со скоростью W_{II} (б)

Выполнен ряд экспериментов с различными скоростями пара на входе в конденсатор и различными концентрациями воздуха. Получен средний коэффициент теплопередачи при конденсации пара из движущейся ПГС. Получена зависимость влияния объемной доли воздуха в паре на величину $\alpha_{ср}/\alpha_n$ при конденсации пара из движущейся паровоздушной смеси.

Список литературы

1. Берман Л.Д., Влияние потока вещества на конвективную теплоотдачу при испарении и конденсации, Теплоэнергетика, 1956, №2
2. Берман Л.Д., Фукс С.Н. Массообмен в конденсаторах с горизонтальными трубами при содержании в паре воздуха, Теплоэнергетика, 1958, № 8, с. 66-74.
3. Берман Л.Д., Фукс С.Н. Влияние примеси воздуха на теплоотдачу при конденсации движущегося пара, Известия ВТИ, 1952, № 11, с. 11-18.
4. Гогонин И.И. Исследование теплообмена при пленочной конденсации пара Новосибирск изд-во СО РАН, 2015, 236 с.
5. Шкловер Г.Г., Мильман О.О. Исследование и расчет конденсационных устройств паровых турбин, Энергоатомиздат, Москва, 1985 г., 240 с.

Работа поддержана РНФ
(грант № 17-19-01604)

**УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛА
МОДУЛИРОВАННЫМ БЕГУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ****Лосев Г.Л., Колесниченко И.В., Халилов Р.И.**

Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук

e-mail: Losev.g@icmm.ru

Производство сплавов с особыми свойствами является одной из приоритетных областей металлургии в наши дни. Перемешивание металлов в ходе процесса кристаллизации приводит к повышению механической прочности слитков, гомогенизации распределения примесных включений и измельчению зерна металла. На практике чаще всего используется метод бесконтактного перемешивания металла за счёт приложения бегущих или вращающихся магнитных полей. Переменное магнитное поле создаёт в проводящей среде вихревые токи. Взаимодействие этих токов с исходным магнитным полем приводит к генерации электромагнитной силы и, как следствие, вихревых течений в жидком металле. Течения повышают эффективность теплопереноса в расплаве и сглаживают фронт кристаллизации. Модуляции магнитного поля позволяют снизить электрозатраты в процессе обработки металла, а так же потенциально повысят эффективность перемешивания.

Экспериментальное изучение процессов в электромагнитных перемешивателях сопряжено с рядом трудностей ввиду высокой температуры плавления и химической активности большинства металлических сплавов. В силу практической сложности изучения процессов в реальных технологических установках возникает необходимость в лабораторном моделировании исследуемых устройств. Таким образом, данная работа посвящена исследованию процессов электромагнитного перемешивания легкоплавкого галлиевого сплава в ходе процесса кристаллизации. Результаты работы также могут быть использованы для верификации численных расчётов.

Экспериментальная установка состоит из вертикального плексигласового канала, заполненного жидким сплавом GaSnZn. Размеры канала 450x20x75 мм³. Узкие стенки канала оборудованы

медными теплообменниками. Контроль температуры осуществляется при помощи двух криотермостатов КРИО-ВТ-01 с точностью $\pm 0.5^\circ\text{C}$. Канал размещается на линейном индукторе бегущего поля размерами 480x350 мм². Магнитное поле создаётся шестью катушками по 170 витков каждая. Питание катушек осуществляется от трёхфазного программируемого источника тока Pasific Smart Source 360 ASX-UPC3. Данный источник позволяет задавать форму выходного сигнала и осуществлять модуляцию бегущего магнитного поля. Положение фронта кристаллизации, а так же измерения скорости возникающих в жидком металле течений осуществлялись при помощи ультразвукового доплеровского анемометра (УДА) DOP 2000, Signal Processing. Четыре датчика УДА размещались в узкой стенке канала таким образом, что ультразвуковые лучи проходили через отверстия в медном теплообменнике.

В ходе работы исследовались зависимости скорости движения фронта кристаллизации от величины и частоты бегущего магнитного поля, а так же влияние модуляций на ход кристаллизации и возникающие в процессе течения. Установлено, что интенсивность возникающих течений слабо зависит от частоты приложенного магнитного поля и растёт с повышением его величины по закону близкому к линейному. Низкочастотные модуляции бегущего магнитного поля обеспечивают повышение интенсивности перемешивания жидкого металла и, как следствие, перераспределение тепловых потоков. Данный эффект позволяет добиться выравнивания фронта кристаллизации по высоте канала, а так же уменьшить переходную зону жидкость/твёрдое тело.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-48-590539_p_урал_a).*

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СУБЛИМАЦИЮ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ БЕТА-ДИКЕТОНАТОВ ХРОМА(III) И ЦИРКОНИЯ(IV) В СМЕСЬ АРГОНА И ГЕЛИЯ

Игуменов И.К.¹, Макаров М.С.², Макарова С.Н.²

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: msmakarov@itp.nsc.ru

В авиационной и энергетической промышленности остро стоит вопрос о разработке технологии получения керамических термобарьерных покрытий на лопатках газовых турбин. Одним из перспективных методов получения термобарьерных покрытий является метод химического осаждения из газовой фазы с использованием летучих соединений металлов с органическими лигандами (МО CVD) и его разновидности для работы при нормальном и пониженном давлении с применением плазменной и лазерной активации. Для реализации метода в технологических процессах с приемлемыми экономическими затратами необходимо обеспечить достаточно высокие скорости роста получаемой оксидной плёнки с высокой полнотой использования прекурсора. При нормальном и пониженном давлении газа носителя высокие скорости роста можно получить, увеличив концентрацию паров прекурсора в зоне реакции (на нагретой стенке лопатки). Высоких показателей по полноте использования прекурсора можно достичь, управляя смешением прекурсора и окислителя на стенке лопатки. Одним из способов решения данных задач является сублимация частиц прекурсора вблизи реакционной зоны в условиях интенсивного теплообмена [1]. Как показано в работах [2 - 4] одним из способов увеличения тепло- и массообмена является снижение чисел Прандтля и Шмидта за счёт подмешивания в несущий поток (как правило, аргона) лёгкого газа. В зависимости от содержания в газеносителе лёгкого компонента температура поверхности сублимирующей частицы может изменяться. При этом часто увеличение температуры частицы идёт с одновременным увеличением интенсивности сублимации. Важным фактором в системах с фазовым переходом прекурсора в паровую фазу является теплообмен излучением, т. к. в любой несущей среде температура частиц будет ниже температуры этой среды, и, как правило, для высокотемпературных процессов, существенно выше температуры стенок реактора-сублиматора.

В данной работе физико-математическая модель нестационарной сублимации одиночной частицы прекурсора сферической формы в смесь инертных газов, предложенная в работе [4], расширена на процессы с существенным влиянием излучения. В диффузионном режиме интенсивность теплообмена и сублимации определяется из сопряжённого решения дифференциальных уравнений теплопроводности и многокомпонентной диффузии, описываемой по модели Рамшоу [5]. В режиме вынужденной конвекции из законов Ранца-Маршала: $Nu=2+0.6Re_d^{0.5}Pr^{0.33}$, $Sh=2+0.6Re_d^{0.5}Sc^{0.33}$. Соотношение между концентрациями инертных компонентов смеси определяется из решения задачи сублимации при нулевой скорости

обтекания частицы (в диффузионном приближении). Учёт излучения приводит к следующей формулировке граничных условий на поверхности частицы для тепловой задачи:

$$q_{R_w^*}^g + \Delta h \cdot J_{1R_w^*}^g / (1 - K_{1R_w^*}^g) + \varepsilon_{ef} C (T_{R_w^*}^{g4} - T_0^{s4}) = q_{R_w^*}^s;$$

$$q_{R_w^*}^g = Nu (T_{R_w^*}^g - T_e^g) \frac{\lambda_w^g}{d}; \quad J_{1R_w^*}^g = Sh (K_{1R_w^*}^g - K_{10}^g) \frac{\rho_w^g D_{1w}^g}{d},$$

где: ρ_w^g и λ_w^g – плотность и теплопроводность смеси пара прекурсора и газов несущей среды, D_{1w}^g – коэффициент диффузии пара в смесь газов несущей среды, состав которой определён предварительным расчётом в диффузионном режиме.

На рис. 1 представлены данные по интенсивности сублимации $Cr(aa)_3$ в смесь аргона-гелия при изменении состава несущей среды без учёта излучения и с учётом излучения при условии температуры несущей среды 250 °С и стенок реактора 25 °С.

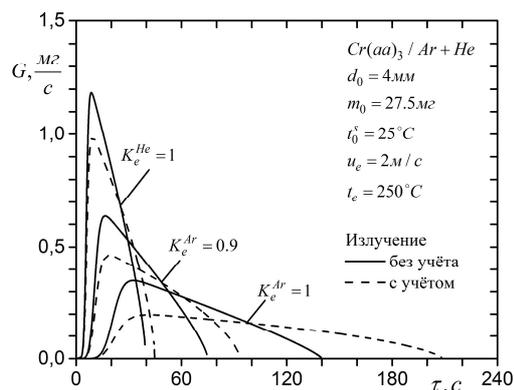


Рис. 1. Интенсивность сублимации $Cr(aa)_3$ в смесь гелия и аргона ($T_e=250$ °С) в реакторе с холодными стенками 25 °С.

- Vahlas C., Caussat B., Senocq F. et al. A delivery system for precursor vapors based on sublimation in a fluidized bed // Chem. Vapor. Deposition. 2007. V. 13. p. 123-129.
- Игуменов И.К., Лукашов В.В., Макаров М.С., Макарова С.Н. Молекулярно-кинетические аспекты процессов парообразования летучих координационных соединений с органическими лигандами // ЖСХ. Т.58, №8. 2017. с. 1534-1542.
- Abdrakhmanov R.Kh., Igumenov I.K., Lukashov V.V., Makarov M.S., Makarova S.N. Heat and mass transport at unsteady sublimation of single metal-organic particles in the gas-carrier flow // Proceedings of 13th International conference on heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics July 17 – 19, 2017, Portorz, Slovenia. 2017. №728. 6 p.
- Igumenov I.K., Makarov M.S., Makarova S.N. Heat and mass transfer at sublimation of a single chromium (III) and zirconium (IV) beta-diketonate particle in the inert gas mixture // MATEC Web of Conferences. V.115. 2017. №08001.
- Ramshaw J.D. Self-consistent effective binary diffusion in multi-component gas mixtures // J.Non-Equilib. Thermodyn. 1990. V. 15. P. 295-300.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда, грант №16-19-10325.*

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ВЫСОКОПРОЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА СИСТЕМЫ AL-MG-LI

Маликов А.Г., Оришич А.М.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

e-mail: smalik@ngs.ru

При создании авиационно-космической техники в настоящее время применяются современные высокопрочные Al-Li-X (X=Mg, Cu) сплавы, имеющие пониженную плотность по сравнению с традиционными сплавами за счет применения Li [1]. С целью замены заклепочного соединения и снижения тем самым веса конструкции активно разрабатываются различные технологии сварки Al-Li-X (X=Mg, Cu) сплавов. Одним из перспективных способов сварки является лазерная сварка, которая обладает следующими преимуществами: формой сварного шва и хорошим проникновением за счет высокой плотности энергии сфокусированного лазерного излучения и тем самым возникновения режима кинжального проплавления, высокой скоростью сварки, и возможностью автоматизации. Однако, сварные соединения этих сплавов, полученные сваркой плавлением, имеют низкие механические свойства. Прочность сварного соединения на разрыв составляет 0.6-0.8 от прочности основного сплава. Основные причины снижения прочности связывают с изменением структурно-фазового состояния сплава в результате плавления при воздействии лазерного излучения. В то же время можно считать установленным, что для увеличения прочности сварного шва термоупрочняемых Al-Li сплавов необходимо проводить дополнительную термомеханическую обработку шва [2-3].

В данной работе в продолжение работ [2,3] исследуется структурно-фазовый состав лазерных сварных швов и основного сплава 1424 разработанных в ФГУП «ВИАМ» Россия и защищён патентом РФ [4]. системы Al-Mg-Li методами электронной микроскопии и рентгенофазового анализа.

Проведено комплексное сравнительное исследование влияния термической обработки в виде закалки и искусственного старения на механические свойства и структуру сварных швов и основного сплава. Для всех этапов термообработки определено влияние химического состава сплава, т.е. основных легирующих элементов Mg, Sc, Zr.

В результате исследований показано, что структура сварного шва имеет дендритный вид (рис. 1). В сварном шве наблюдается двухфазное состояние твердого раствора после переплавления (α -Al+S₁(Al₂MgLi)). Фаза S₁(Al₂MgLi) наблюдается в виде темных и светло серых частиц. Кроме темных агломератов видны редко расположенные светлые агломераты размера 3–10 мкм, присутствующие, как в исходном сплаве, так и в шве. Эти агломераты содержат большое количество циркония и скандия. Можно предположить формирование в этих агломератах фазы Al₃(Sc, Zr).

Как видно из рис. 2 упрочняющая фаза δ' (Al₃Li) исчезает, появляются рефлексы фазы S₁(Al₂MgLi).

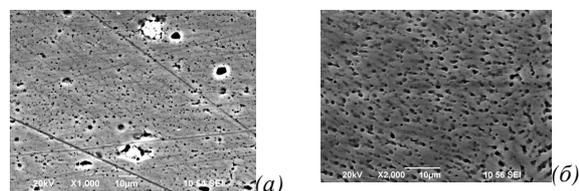


Рис. 1. РЭМ изображение сплава (а) и сварного шва (б)

На рис. 2 представлены сравнительные дифрактограммы фазового состава сплава и сварного шва. Изучение структурно-фазовых состояний проводили методом полно профильной рентгеновской дифракции на дифрактометре D8 Advance с использованием характеристического излучения медного анода рентгеновской трубки CuK α ($\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$.)

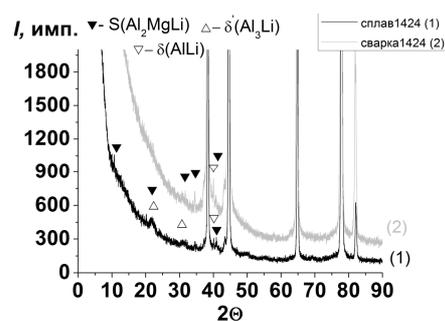


Рис. 1. Дифрактограммы сплава (1) и сварного шва (2).

Прочность сварного соединения на разрыв составляет 0,81 от прочности основного сплава. Дифрактограммы термообработанного (закалка и искусственного старения) сварного шва показывают, что образец исходного сплава и образец сварного шва по составу интерметаллидных фаз и по параметрам решетки Al сплава практически не отличаются.

При этом термообработка сварного шва сплава 1424 приводит к увеличению прочности на разрыв до уровня 0,95 от прочности основного сплава.

1. Rioja R. J.; Liu, J. The Evolution of Al-Li Base Products for Aerospace and Space Applications // Metall. Mater. Trans. A. 2012. V. 43. No.9 P. 3325–3337.
2. Аннин Б.Д., Фомин В.М., Антипов В.В., Иода Е.Н., Карпов Е.В., Маликов А.Г., Оришич А.М., Черепанов А.Н. Исследование технологии лазерной сварки алюминиевого сплава 1424 // ДАН. 2015. Т. 465. № 4. С. 419–424.
3. Annin B.D., Fomin V.M., Karpov E.V., Malikov A.G., Orishich A.M. Effect of Mg and Cu on mechanical properties of high-strength welded joints of aluminum alloys obtained by laser welding // Journal of App. Mech. and Tech. Phys. 2017.V. 58 No. 5. P. 939–946.
4. Fridlyander I. N., Khokhlatova L. B., Kolobnev, N. I., Rendiks K., Tempus G., Thermally stable aluminum-lithium alloy 1424 for application in welded fuselage // Met. Sci. Heat Treat. 2002. V. 44 No. 2 P.3–8.

Работа поддержана РНФ (грант № 17-79-20139).

ИСПАРЕНИЕ ТОНКОГО СЛОЯ РАСТВОРА СОЛИ НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА

Мисюра С.Я., Морозов В.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: misura@itp.nsc.ru

Испарение водных растворов солей широко наблюдается в природе, биологии и медицине. Растворы солей находят широкое применение в химических технологиях и в абсорбционных тепловых насосах. Десорбция и абсорбция водных растворов солей LiBr и CaCl₂ используются в десорберах и абсорберах тепловых насосов [1]. Увеличение концентрации соли приводит к значительному снижению скорости десорбции [2]. Поведение водных солевых растворов отличается от поведения однокомпонентных жидкостей [3]. При выпаривании водных растворов солей только вода испаряется, соль остается в растворе. Скорость испарения зависит от свойств нагретой стенки и конвекции в жидкости [3].

Существующие экспериментальные и теоретические исследования как правило связаны с испарением, когда концентрация соли и толщина плёнки (слоя) изменяются незначительно. Кроме этого, равновесное парциальное давление пара не изменяется со временем.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование неизоэнтальной десорбции в тонком слое водно-солевых растворов солей: LiBr/H₂O, LiCl/H₂O, CaCl₂/H₂O, NaCl/H₂O при существенном изменении от времени концентрации соли, высоты слоя и равновесного парциального давления пара на межфазной поверхности.

Эксперименты проведены на горизонтальной поверхности нагреваемого цилиндра из титана диаметром 70 мм при температуре окружающего воздуха 21 °С, внешнем давлении 1 атм., относительной влажности 30-40 %. Значения начальной массовой концентрации соли C_{01} определялись с помощью образцовых денсиметров. Скорость испарения и текущая концентрация соли определялись с помощью гравиметрического метода. Экспериментальная установка вместе с раствором соли располагалась на высокоточных весах, что позволяло регистрировать изменение массы от времени из-за испарения воды. Температура свободной поверхности слоя T_s определялась с помощью тепловизора. Температура стенки под слоем T_w измерялась термопарами, расположенными вблизи поверхности стенки. Равновесное парциальное давление пара определялось по равновесным кривым в соответствии с экспериментальными данными температуры свободной поверхности слоя и текущей концентрации соли. Начальная высота слоя во всех экспериментах равнялась 3 мм. Температура стенки T_w цилиндра поддерживалась постоянной в автоматическом режиме и равнялась 80 °С. Экспериментальные исследования процесса испарения проводились до момента возникновения кристаллизации. Момент начала кристаллизации определялся визуально с помощью видеокamеры (образующиеся кри-

сталлы (кристаллогидраты соли) были отчётливо видны на фотографиях).

Уравнение теплового баланса для свободной поверхности жидкости имеет вид (1). Тепловой поток $\alpha_l(T_w - T_s)$ подводится к жидкости от нагретой стенке (q_w) и подведённая теплота расходуется на испарение жидкости $q_e = rj$, охлаждение от конвекции газа $q_c = \alpha_l(T_s - T_0)$ и излучение q_r ,

$$q_w = \lambda(dT/dy)_{y=0} = \alpha_l(T_w - T_s) = q_{\Sigma},$$

$$q_{\Sigma} = rj + \alpha_g(T_s - T_0) + q_r \quad (1)$$

где r скрытая теплота десорбции для водного раствора соли, α_l – коэффициент теплоотдачи для раствора соли, α_g – коэффициент теплоотдачи для паро-газовой смеси, возникающий из-за свободной конвекции газа над поверхностью нагретой жидкости, T_0 – температура воздуха на удалении от стенки, λ – теплопроводность титанового сплава.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по изменению плотности суммарного теплового потока q_{Σ} с течением времени.

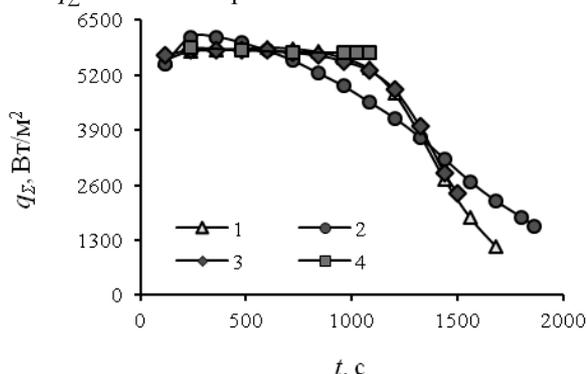


Рис. 1. Изменение плотности теплового потока q_{Σ} в слое водно-солевого раствора с течением времени (начальная высота слоя $h = 3$ мм, $D = 70$ мм, $T_w = 80$ °С, $C_0 = 10$ %): 1 - LiBr; 2 - LiCl; 3 - CaCl₂; 4 - NaCl

На временном этапе до $t = 600-800$ с тепловой поток q_{Σ} квази-постоянен для солей NaCl, CaCl₂ и LiBr. После $t = 800-1000$ тепловой поток резко падает для солевых растворов LiBr и CaCl₂. Для раствора соли LiCl, q_{Σ} непрерывно уменьшается для большей части времени испарения и для раствора NaCl q_{Σ} практически постоянен для всего времени измерения.

Список литературы

1. Nakoryakov, V.E., Grigoryeva, N.I. Nonisothermal absorption in thermotransformers: Novosibirsk, Nauka, 2010.
2. Misyura S.Y. Nonisothermal desorption and nucleate boiling in a water-salt droplet LiBr, Thermal Science, 22 (1) (2018) 295–300.
3. Misyura S.Y., Evaporation of a sessile water drop and a drop of aqueous salt solution, Scientific Reports 7 (2017) 14759.

Работа выполнена в ИТ СО РАН при поддержке гранта РНФ № 15-19-10025.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАДИИ НУКЛЕАЦИИ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ОХЛАЖДЕНИИ РАСПЛАВА МЕТАЛЛА

Пильник А.А.^{1,2}, Чернов А.А.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: pilnik @itp.nsc.ru

Известно, что фазовые переходы первого рода происходят путем флуктуационного зарождения и роста центров новой фазы. Следовательно, кинетику данного процесса определяет зависимость доли закристаллизовавшегося объема от времени.

В общей форме вероятностное решение задачи о времени изотермической кристаллизации металлического образца дано Колмогоровым. Однако, несмотря на то, что теория, построенная в предположении об изотермичности процесса, является по сути нулевым приближением, большинство исследователей используют ее без каких-либо изменений и дополнений. Очевидно, что для более точного описания кинетики суммарного превращения необходим учет изменения переохлаждения расплава в процессе зарождения и роста центров новой фазы.

В настоящей работе предложены некоторые пути учета влияния скрытой теплоты фазового перехода на суммарную кинетику данного процесса. Первый. Выделяющееся в процессе фазового перехода тепло равномерно распределяется по всему объему расплава (тем самым полагается, что температурное поле в расплаве однородно, но меняется со временем). По мере роста кристаллической фазы переохлаждение расплава постепенно уменьшается, что приводит к достаточно быстрому прекращению нуклеации новых зародышей и дальнейшему протеканию фазового перехода при практически неизменном их количестве. Показано, что, хотя такой подход и является наглядным, он может привести к существенной ошибке [1]. Это связано с тем, что температурное поле в расплаве в реальном процессе существенно неоднородно. В связи с этим, предложен другой подход, заключающийся в следующем [2].

Так как вокруг кристаллов в процессе их роста формируется прогретая область (температурный пограничный слой), вероятность зарождения новых центров кристаллизации вблизи уже существующих будет значительно меньше, чем вдали от них, что связано с экспоненциально сильной зависимостью частоты нуклеации от переохлаждения. Чтобы учесть этот факт в уравнениях, описывающих процесс суммарного превращения, можно заменить реальную зависимость частоты нуклеации от радиальной координаты ступенчатой, считая, что в некоей области вблизи кристаллов частота нуклеации равна нулю, а вне этой области она равна частоте при начальном

переохлаждении. Это позволяет построить систему интегро-дифференциальных уравнений, описывающих скорость образования новых зародышей в объеме кристаллизующегося расплава, а также зависимость доли кристаллической фазы от времени.

Таким образом, сформулирована универсальная кинетическая модель суммарного превращения, корректно учитывающая изменение степени метастабильности материнской фазы в процессе зарождения и роста центров новой фазы. Рассматривается случай как мгновенного (при бесконечно быстром охлаждении расплава до заданной температуры), так и постепенного (при конечной скорости охлаждения расплава) создания переохлажденного состояния. Отличительной особенностью модели является выделение в объеме кристаллизующегося расплава «запрещенных» зон, нуклеация новых зародышей в которых подавлена. Суммарная динамика трансформации этих областей позволяет найти как время нуклеации, что само по себе является нетривиальной задачей и в классических работах никак не решается, так и конечное число образующихся центров кристаллизации, что в значительной степени определяет морфологию затвердевшего материала. Для описания кинетики роста одиночных кристаллов используется полученное нами ранее аналитическое решение, которое справедливо в широком диапазоне переохлаждений (в том числе и в сильно неравновесных условиях) и принципиально отличающееся от известных квазистационарных, которые, как было показано, справедливы лишь при очень больших значениях числа Кутателадзе [3].

Список литературы

1. Chernov A.A. Theory of volumetric crystallization of the undercooled melt // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52, № 13-14. P. 3290-3296.
2. Chernov A.A., Pil'nik A.A., Islamov D.R. Initial stage of nucleation-mediated crystallization of a supercooled melt // J. Cryst. Growth. 2016. V. 450. P. 45-49.
3. Chernov A.A., Pil'nik A.A. Mechanism of growth of a crystalline nucleus in a supercooled melt at large deviations from equilibrium // JETP Letters. 2015. V. 102, №8. P. 526-529.

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

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ НАГРЕВА НА ВЗРЫВНОЕ ДРОБЛЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ КАПЕЛЬ

Антонов Д.В., Пискунов М.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

e-mail: pavelspa@tpu.ru

Процессы испарения неоднородных жидкостей (эмульсий, суспензий, растворов) в капельном состоянии широко распространены во многих технологиях [1, 2]: сжигание жидких топлив и топливных композиций в двигателях и теплогенерирующих установках, технологии разделения эмульсий и суспензий на компоненты (выпаривание, сушка, выжигание), термическая очистка сточных вод, тушение пожаров специализированными смесевыми составами и др. Значительной интенсификации процесса испарения жидкостей в капельном состоянии можно добиться путем диспергирования потока при использовании специальных технических устройств (форсунок, насадок, адаптеров, решеток и др.). Однако при испарении неоднородных капель жидкости в качестве меры повышения эффективности и скорости парообразования может быть использован эффект самопроизвольного взрывного дробления. Однако для контролируемого применения этого эффекта при нагреве неоднородных капель необходимо больше качественных экспериментальных результатов о механизме и закономерностях его возникновения и развития.

Цель настоящей работы – это исследование закономерностей распада двухкомпонентных капель при разных условиях нагрева, т.е. при доминировании конвективного, радиационного или кондуктивного теплообмена.

При проведении экспериментальных исследований использованы схемы кондуктивного, конвективного и радиационного нагрева двухкомпонентных капель, аналогичные применяемым в [3] при изучении закономерностей прогрева однокомпонентных капель воды с помощью метода PLIF. Последний применялся в том числе для вычисления температуры на межкомпонентной границе перед распадом капли.

Посредством высокоскоростной видеорегистрации исследовались прогрев и измельчение (распад) двухкомпонентных капель. Полученный видеоматериал обрабатывался с использованием программ Tema Automotive и Actual Flow.

На рис. 1 представлены зависимости времени распада двухкомпонентных капель (вода и масло (3% об.) от плотности теплового потока. Видно, что диапазоны изменения плотностей тепловых потоков (соответствующие реализации взрывного распада капель) при конвективном и кондуктивном нагреве практически совпадают, и они значительно превосходят значения плотностей радиационного теплового потока. Поэтому при радиационном нагреве времена распада максимальны. На рисунке 1 приведены результаты расчета плотностей тепловых потоков при конкретных значениях, иллюстрирующих теплофизические свойства компонентов системы. В реальной

практике данные свойства могут отличаться от использованных в расчете в пределах 10–15%. Как следствие, количественные значения q_{conv} , q_{rad} и q_{cond} могут отличаться в соответствующих пределах, но внешний вид зависимостей $\tau(q)$ и относительное расположение кривых не изменится во всем реальном диапазоне изменения параметров.

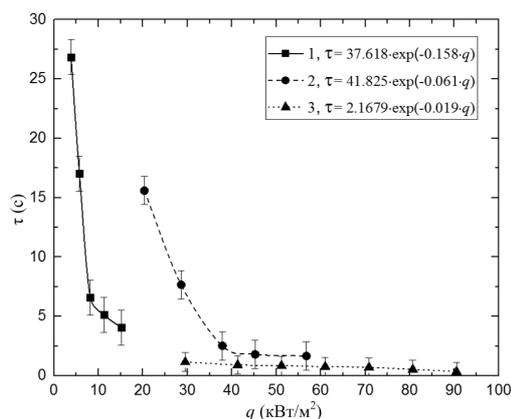


Рис. 1. Время взрывного дробления двухкомпонентных капель ($V_d=15$ мкл, $\eta_{\text{масла}}=3\%$ об.) при изменении плотности теплового потока при радиационном (1), конвективном (2) и кондуктивном (3) нагреве.

Механизм распада двухжидкостной капли связан с перегревом межкомпонентной границы выше температуры кипения воды (100–120 °С). При этом определяющее влияние оказывает сила поверхностного натяжения капли, сдерживающая свободный выход формирующихся на межкомпонентной границе пузырьков пара. При превышении давления пара в капле предельного значения происходил взрывной распад последней с образованием капельного аэрозоля, тумана и смога.

С применением экспериментальных данных и аппроксимационных выражений, представленных в настоящей работе можно прогнозировать потенциальный эффект от измельчения двухкомпонентных жидкостей.

Список литературы

- Zhukov V.E., Pavlenko A.N., Moiseev M.I., Kuznetsov D.V. Dynamics of interphase surface of self-sustaining evaporation front in liquid with additives of nanosized particles // High Temp. 2017. V. 55. P. 79–86.
- Tarlet D., Allouis C., Belletre J. The balance between surface and kinetic energies within an optimal micro-explosion // Int. J. Therm. Sci. 2018. V. 131. P. 340–355.
- Kuznetsov G.V., Piskunov M.V., Volkov R.S., Strizhak P.A. Unsteady temperature fields of evaporating water droplets exposed to conductive, convective and radiative heating // App. Therm. Eng. 2018. V. 131. P. 340–355.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
РНФ (номер проекта 18-19-0005).*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТАЯНИЯ ЛЬДА С УЧЕТОМ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Слепцов С.Д.¹, Саввинова Н.А.², Рубцов Н.А.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Северо-Восточный федеральный университет, Якутск

e-mail: sleptsov@itp.nsc.ru

Моделирование таяния льда необходимо для понимания процессов протекающих как в природе, так и для обеспечения безопасности строительных конструкций, техники и населения в северных широтах.

В теоретическом и экспериментальном плане двух- и трехфазные задачи Стефана с учетом излучения хорошо изучены. Математическое моделирование однофазной задачи Стефана с учетом излучения рассматривался в работе [1], но экспериментальных работ, где можно было бы верифицировать постановку и метод решения крайне мало.

Одной из этих работ является расчетно-экспериментальная работа [2], где в климатической камере при постоянной температуре 0 °С, на вертикальной непрозрачной подложке находился лед под излучением от двух видов ламп. В математической модели процесса авторы проводили расчеты в однофазной постановке задачи Стефана. Они сравнивали темпы таяния и нагрева необлучаемой стороны льда и получили удовлетворительные согласования, используя подгоночные параметры и прямое интегрирование переноса излучения по закону Бугера. При этом показано влияние коротковолнового излучения на появление сильно шероховатых поверхностей во льду.

В настоящей работе поставлена математическая модель эксперимента [2] для верификации постановки задачи и метода решения радиационной части, использованной в [1], с опытными данными из [2] при облучении источником с температурой 800 К.

Рассматриваемая задача состоит из двух этапов, на первом этапе рассматривается радиационно-кондуктивный теплообмен, продолжающийся до момента достижения правой границей льда температуры фазового перехода. На втором этапе, с фиксированным значением, рассматривается задача Стефана, в котором возникающая тонкая пленка воды стекает под влиянием сил тяготения, оказывая при этом дополнительную тепловую нагрузку в виде конвекции и излучения. Положение границ раздела фаз определяется из решения краевой задачи.

Для решения радиационной части использовался дифференциальный метод переноса излучения – модифицированный метод средних потоков (СП-метод). Лед предполагается прозрачной, без рассеяния, с двумя спектральными полосами объемного коэффициента поглощения α_λ : в коротковолновой об-

ласти ($0.33 < \lambda < 1.2 \text{ мкм}$) – 19 м^{-1} , в длинноволновой ($\lambda > 1.2 \text{ мкм}$) – 2386.5 м^{-1} .

Расчет темпа таяния льда и его сравнение с экспериментальными данными [2] показан на рис. 1 (для удобства сравнения с экспериментом единицы приведены в соответствии с [2]). Видно, что учет тонкой пленки воды на поверхности хорошо согласуется с экспериментом.

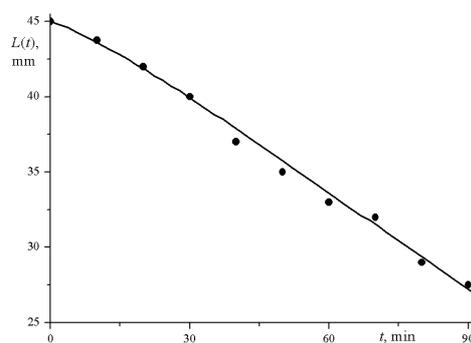


Рис. 1. Темп таяния льда (линия – расчет, ● – данные [2])

Построена математическая модель эксперимента по нагреву и последующему таянию льда при его облучении от длинноволнового источника. Для решения радиационной части использовалась модель серой среды. Учет наличия тонкой пленки талой воды на облучаемой поверхности хорошо согласуется с данными эксперимента по скорости таяния льда. Согласие расчета с опытными данными позволяет нам считать реализованной верификацию однофазной задачи Стефана для полупрозрачной среды с учетом селективного поглощения излучения.

Список литературы

1. N. A. Rubtsov, N. A. Savvinova, and S. D. Sleptsov Simulation of the One-Phase Stefan Problem in a Layer of a Semitransparent Medium // J. Engng Thermophysics. 2015. Vol. 24, No. 2. P. 123–138.
2. N. Seki, M. Sugawara, S. Fukusaki Radiative Melting of Ice Layer Adhering to a Vertical Surface // Wärme- und Stoffübertragung. 1979. Vol. 12. Iss. 2. P. 137-144

*Работа выполнена за счет средств, полученных от
ФАНО России в рамках бюджетного проекта
III.18.2.2. «Теплофизические свойства, фазовые
превращения и кинетические процессы в рабочих
средах и материалах для энергетических
технологий».*

ВЛИЯНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ

Бородулин В.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: sterlyagov@itp.nsc.ru

В настоящее время для моделирования тепло- и массопереноса в испаряющихся каплях используются различные физические модели [1, 2]. При этом в большинстве экспериментальных исследований изучается изменение геометрических параметров испаряющихся капель, а измерения температуры выполняются с помощью термопар [3, 4]. Однако контактные измерения температуры влияют на процесс испарения капель. Весьма перспективным для экспериментального исследования испарения капель является применение тепловизионной техники [5, 6].

В работе выполнен цикл экспериментальных исследований испарения капель воды, лежащих на поверхностях кремнийорганической резины с различным содержанием силиконового масла. Эксперименты проводились с каплями объемом 5 мкл при постоянной температуре и влажности воздуха ($t = 24^\circ\text{C}$, $\varphi = 24\%$). Применение скоростной микрофотосъемки позволило исследовать изменение контактного угла капль в процессе испарения (см. рис.1).

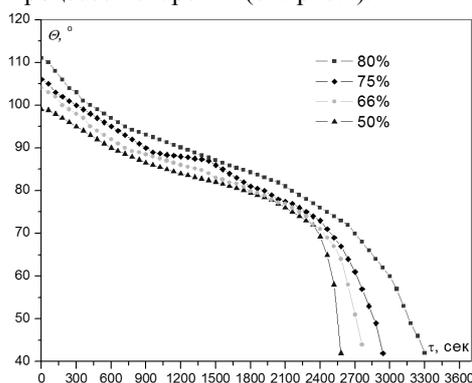


Рис. 1. Изменение контактного угла капль воды, испаряющихся на поверхностях кремнийорганической резины с различным содержанием масла: 50%, 66%, 75% и 80%.

Полученные данные показали, что исследуемые поверхности обладали различной смачиваемостью, при этом их все можно отнести к гидрофобным, поскольку начальный контактный угол капль превышал 90° . Характер изменения контактного угла при испарении капль для всех поверхностей был подобен: относительно быстрое уменьшение угла в начальный период примерно до 90° , затем более плавное уменьшение до значений около 70° , и резкое падение на завершающем этапе.

В работе с помощью метода инфракрасной термографии исследована динамика изменения средней температуры поверхности испаряющихся капль. Для теоретического исследования испарения капль жидкости, разработана и использована диффузионно-эмиссионная модели, учитывающая влияние контактного угла на скорость испарения капль.

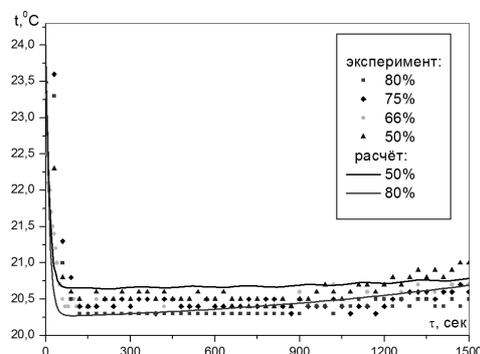


Рис. 2. Изменение температуры поверхности капль воды, испаряющихся на поверхностях кремнийорганической резины с различным содержанием масла.

Представленные на рис. 2 результаты расчетов и экспериментальные данные демонстрируют удовлетворительное согласование температуры поверхности испаряющихся капль. В рассматриваемый начальный период температура капль резко снижалась до некоторого минимального значения и достаточно длительный промежуток времени слабо изменялась. В этот промежуток времени температура капль с меньшими начальными контактными углами была несколько выше температуры капль с большими начальными контактными углами.

В работе с использованием бесконтактных методов исследована динамика испарения капль воды, лежащих на поверхности образцов кремнийорганической резины с различным содержанием масла. Проведено сопоставление результатов расчетов и экспериментов, показано удовлетворительное согласие.

Список литературы

- Dunn G. J. et al. A mathematical model for the evaporation of a thin sessile liquid droplet: comparison between experiment and theory // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2008. Т. 323. №. 1-3. P. 50-55.
- Song H. et al. Prediction of sessile drop evaporation considering surface wettability // Microelectronic Engineering. 2011. Т. 88. №. 11. P. 3249-3255.
- Lee C.Y., Zhang B.J., Park J, Kim K.J. Water droplet evaporation on Cu based hydrophobic surfaces with nano and micro-structures // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. P. 2151-2159.
- Shin D. H. et al. Evaporating characteristics of sessile droplet on hydrophobic and hydrophilic surfaces // Microelectronic Engineering. 2009. Т. 86. №. 4-6. P. 1350-1353.
- Brutin D. et al. Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface // Experimental thermal and fluid science. 2011. Т. 35. №. 3. P. 521-530.
- Borodulin V.Y., Letushko V.N., Nizovtsev M.I., Sterlyagov A.N. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. Т. 109. P. 609-618.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ (грант № 17-58-53168 ГФЕН_а).*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ВОДНО-СПИРТОВОГО РАСТВОРА, ПОДВЕШЕННЫХ НА НИТИ

Стерлягов А.Н., Низовцев М.И., Бородулин В.Ю., Летушко В.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: sterlyagov@itp.nsc.ru

Испарение капель бинарных растворов представляет научный интерес и имеет широкую область практических приложений. Данному вопросу посвящено большое количество экспериментальных исследований. В основном в экспериментах рассматривается изменение геометрических параметров испаряющихся капель [1-3]. В ряде работ также выполнялись измерения температуры испаряющихся капель с помощью термопар [4, 5]. Однако контактные измерения температуры влияют на испарение капель из-за дополнительного подвода тепла и не дают информации об изменении распределения температуры на поверхности капли. Весьма перспективным для экспериментального исследования испарения капель является применение тепловизионной техники [6].

В работе с использованием метода инфракрасной термографии выполнены экспериментальные исследования испарения капель водно-спиртового раствора с различной концентрацией спирта, подвешенных на нити из полипропилена толщиной 200 мкм. Полипропилен имеет сравнительно низкий коэффициент теплопроводности, $\lambda=0,19 \text{ Вт/м}\cdot^\circ\text{C}$. В результате такая постановка эксперимента позволила минимизировать влияние нити и получить хорошее приближение к условиям испарения свободных капель. Эксперименты проводились с каплями объемом 5 мкл при постоянной температуре и влажности воздуха ($t=24^\circ\text{C}$, $\varphi=24\%$). На основании полученных данных были определены временные зависимости изменения средней температуры поверхности капель (рис. 1).

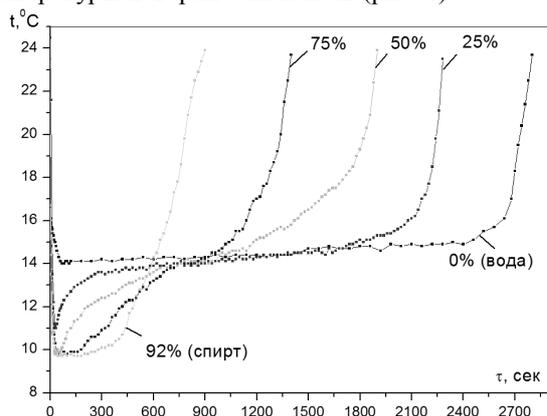


Рис. 1. Изменение средней температуры поверхности испаряющихся капель водно-спиртового раствора с различной концентрацией спирта, подвешенных на полипропиленовой нити.

Полученные данные показывают, что динамика изменения температуры испаряющихся капель водно-спиртового раствора существенно зависела от концентрации спирта. Как уже отмечалось ранее [6] в характере изменения температуры поверхности для капель чистых жидкостей (воды и спирта) можно ус-

ловно выделить три стадии: начальный участок резкого падения температуры; стадия постоянной температуры, и стадия резкого повышения до температуры окружающего воздуха. Для капель с различной концентрацией спирта наблюдалась следующая закономерность: на начальном этапе испарения температуры капли изменялась аналогично изменению температуры капли спирта, а затем характер изменения температуры капли был подобен изменению температуры капли воды. Очевидно, это объясняется тем, что на начальном этапе преимущественно испарялся более летучий компонент (спирт). Чем выше была концентрация спирта в капле, тем больше характер изменения температуры поверхности капли был подобен изменению температуры капли спирта. При одинаковых условиях минимальная средняя температура поверхности капли воды была $+14,0^\circ\text{C}$, а капли спирта $+9,8^\circ\text{C}$. Очевидно это отличие объясняется различной интенсивностью испарения спирта и воды. Для условий проведения экспериментов температура адиабатного испарения воды составляла $+12,7^\circ\text{C}$, спирта $+8,2^\circ\text{C}$. Таким образом, наименьшие значения температуры капель незначительно превышали соответствующие температуры адиабатного испарения, это было обусловлено подводом тепла от нити к каплям.

В работе с использованием бесконтактных методов исследована динамика испарения капель водно-спиртового раствора различной концентрации, подвешенных на нити из полипропилена. Получены новые оригинальные данные по влиянию концентрации спирта на динамику изменения температуры капель водно-спиртового раствора.

Список литературы

1. Dunn G. J. et al. A mathematical model for the evaporation of a thin sessile liquid droplet: comparison between experiment and theory // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2008. Т. 323. №. 1-3. P. 50-55.
2. Song H. et al. Prediction of sessile drop evaporation considering surface wettability // *Microelectronic Engineering*. 2011. Т. 88. №. 11. P. 3249-3255.
3. Lee C.Y., Zhang B.J., Park J, Kim K.J. Water droplet evaporation on Cu based hydrophobic surfaces with nano and micro-structures // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2012. V. 55. P. 2151–2159.
4. Shin D. H. et al. Evaporating characteristics of sessile droplet on hydrophobic and hydrophilic surfaces // *Microelectronic Engineering*. 2009. Т. 86. №. 4-6. P. 1350-1353.
5. Brutin D. et al. Infrared visualization of thermal motion inside a sessile drop deposited onto a heated surface // *Experimental thermal and fluid science*. 2011. Т. 35. №. 3. P. 521-530.
6. Borodulin V.Y., Letushko V.N., Nizovtsev M.I., Sterlyagov A.N. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Т. 109. P. 609-618.

Работа выполнена за счет средств, полученных от ФАНО России.

ПОЛУЧЕНИЕ ГИДРАТА ЭТАНА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КОНДЕНСАЦИЕЙ СВЕРХЗВУКОВЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ

Томин А.С.

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

e-mail: Andrey.itf.2017@yandex.ru

Интерес к газовым гидратам обусловлен существованием огромных запасов углеводородного сырья на Земле в газогидратном виде и перспективой его использования как источника топлива, возможностью 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.

Аморфные конденсаты водно-газовой смеси получали в вакуумном криостате осаждением сверхзвуковых молекулярных пучков водяного пара и этана на охлаждаемую жидким азотом подложку. Нагрев полученного образца приводит к его стеклованию (переход из твердого аморфного состояния в жидкое вязко-текучее) и последующей спонтанной кристаллизации. При соблюдении некоторых параметров, в результате кристаллизации образуется гидрат этана. Для оптимизации динамики молекулярных пучков использовали сверхзвуковые сопла. Адиабатическое расширение разреженного пара на выходе из сопла приводит к понижению температуры пара и образованию кристаллических нанокластеров. Присутствие кристаллической фазы в аморфном конденсате существенно влияет на характер кристаллизации [2].

В ходе эксперимента вакуум в камере поддерживался не хуже 10^{-6} мм рт. ст. Откачкой паров азота понижали температуру подложки до 65 К и поддерживали во время осаждения не ниже 80 К. Для измерения получали образцы толщиной 100-150 мкм со скоростью осаждения ~ 100 мкм/ч. Температуру образца измеряли медь-константановой термопарой с погрешностью, не превышающей 0.5 К.

Для наблюдения за образцом использовался емкостный датчик, который позволяет определять температуру стеклования T_g и температуру кристаллизации T_c по изменению диэлектрических свойств осажденного на него конденсата. Непосредственно в опыте измеряли емкость C и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ образца на частоте электрического поля 10 кГц в режиме непрерывного нагрева в вакууме со скоростью 0.05 К/с. Тепловые эффекты при кристаллизации регистрировались дифференциальной термопарой [3].

На рис. 1 показано различие в поведении образцов при нагреве, полученных дозвуковой и сверхзвуковой низкотемпературной конденсацией разреженных паров воды.

Результаты предварительных опытов показали, что сверхзвуковое осаждение паров воды и этана, в сравнении дозвуковым, позволяет получать более высокое газосодержание в гидрате. В перспективе,

данный метод получения газовых гидратов может быть использован для решения проблемы хранения и транспортировки водорода в связи с развитием водородной энергетики.

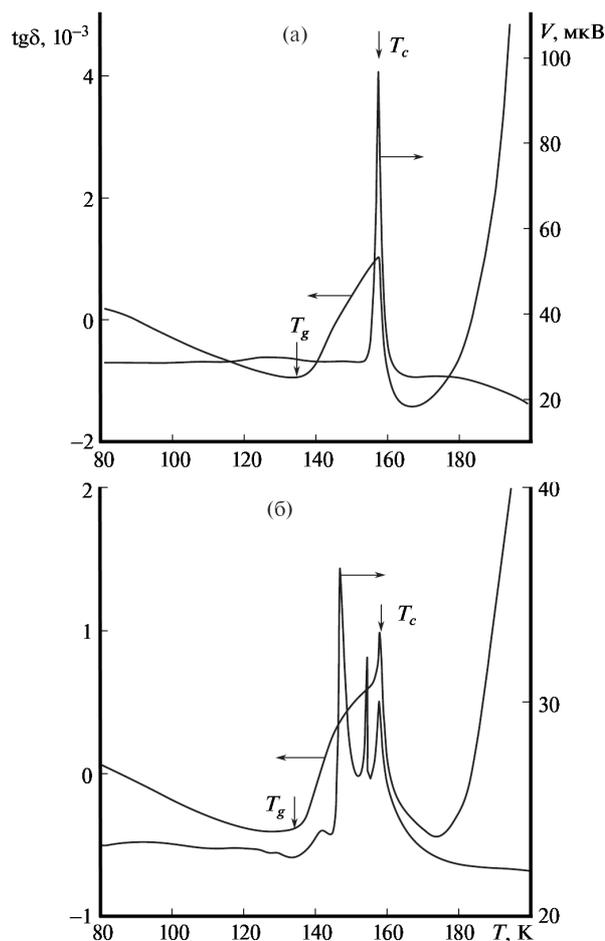


Рис. 1. Поведение температурной зависимости $\text{tg}\delta$ и ДТА-термограммы при нагревании образца аморфной воды, полученного (а) дозвуковым и (б) сверхзвуковым осаждением

Список литературы

1. Sloan E.D. Fundamental principles and applications of natural gas hydrates // Nature 2003. № 426. P. 353–359.
2. Файзуллин М.З., Виноградов А.В., Томин А.С., Коверда В.П. Нестационарная нуклеация в слоях аморфного льда в присутствии искусственно внесенных кристаллических центров // Доклады Академии Наук. 2017. Т. 472. № 6. С. 645–649.
3. Faizullin M.Z., Vinogradov A.V., Koverda V.P. Formation of clathrate hydrates under crystallization of gas-saturated amorphous ice // Int. Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. V. 65. P. 649–654.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-38-00443 мол_а).*

ИССЛЕДОВАНИЕ КИПЕНИЯ НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

Хазиев И.А., Дедов А.В., Лахарев Д.А.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: DedovAV@mpei.ru

В докладе представлены результаты исследования кипения в большом объеме на структурированных поверхностях, полученных в результате лазерной, плазменной, ионной и электронной обработки. В результате такого воздействия на поверхности образуются микро и наноструктуры.

Микроструктуры, образующиеся при обработке, являются потенциальными центрами парообразования и их появление на поверхности может приводить к интенсификации теплообмена при кипении [1-3]. Работа посвящена изучению возможного влияния обработки поверхности на характеристики теплообмена при кипении.

На начальной стадии был получен банк рабочих поверхностей: металлические пластины толщиной 1,5-3 мм, обработанные лазерным, плазменным, электронным и ионным пучком, в том числе предварительно покрытые наноматериалами. После воздействия из образцов были изготовлены рабочие участки диаметром 30 мм. Для данных рабочих участков предварительно были определены параметры шероховатости, краевого угла смачивания и для ряда из них проведены опыты по определению температуры Лейденфроста. Эксперименты показали, что в результате обработки в некоторых случаях происходит смещение температуры Лейденфроста в область больших температур, что потенциально влечет возможность повышения плотности теплового потока при кипении.

Для изучения кипения в большом объеме была разработана и изготовлена экспериментальная установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 1. Исследуемый образец 3 помещается на поверхность медного нагревательного блока 1, который в свою очередь греется патронным ТЭНом 10. По высоте нагревательного блока установлены термодатчики 4, которые выводятся через канал 5. Температура окружающей жидкости 8 определяется термодатчиком 13 и поддерживается нагревателем 12. Свободное пространство между стаканом 9 и нагревательным блоком 1 заполнено высокотемпературным теплоизолятором для уменьшения тепловых потерь через боковую поверхность.

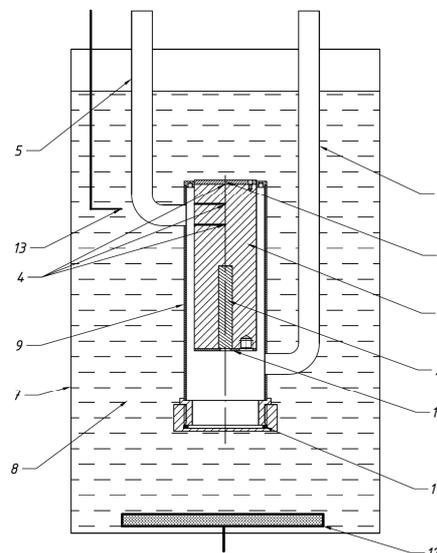


Рис. 1. Схема установки по исследованию кипения в большом объеме.

В ходе исследований определялись: количество центров парообразования, частота отрыва пузырьков, приблизительный диаметр отрыва, градиент температур по высоте нагревательного блока, температура поверхности и плотность теплового потока через поверхность рабочего участка.

Для ряда исследуемых образцов наблюдается повышение плотности теплового потока по сравнению с исходной поверхностью, что в совокупности с другими положительными эффектами обработки дает широкий потенциальный спектр применения данных технологий.

Список литературы

1. Linig Dong, Xiaojun Quan, Ping Cheng, An experimental investigation of enhanced pool boiling heat transfer from surfaces with micro/nano-structures // International journal of Heat and Mass Transfer.
2. Han Seo, Jae Hwan Chu, Soon-Yong Kwon, In Cheol Bang, .Pool boiling CHF of reduced graphene oxide, graphene, and SiC-coated surfaces under highly wettable FC-72 // International journal of Heat and Mass Transfer.
3. Terry J. Hendricks, Shankar Krishnan, Changho Choi, Chih-Hung Chang, Brian Paul. Enhancement of pool-boiling heat transfer using nanostructured surfaces on aluminum and copper // International journal of Heat and Mass Transfer.

Работа поддержана РФФ
(грант № 16-19-10531).

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЛЕЙДЕНФРОСТА
НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ****Хазиев И.А., Дедов А.В., Серебрякова М.О.**

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: DedovAV@mpei.ru

В докладе представлены результаты экспериментального определения температуры Лейденфроста на структурированных поверхностях, полученных в результате лазерной, плазменной, ионной и электронной обработки в сравнении с исходной поверхностью. Параметры модификации влияют на характеристики морфологии, и как следствие смачиваемость [1-3].

В ходе исследования измерен краевой угол смачивания, параметры шероховатости и температура Лейденфроста для образцов, полученных при облучении поверхности лазерным, электронным или ионным пучком на установках КСПУ-Т, «Кальмар» и др. Некоторые образцы до обработки были покрыты наноглеродистыми материалами.

На начальной стадии был получен банк рабочих поверхностей: металлические пластины толщиной 1,5-3 мм, обработанные лазерным, плазменным, электронным и ионным пучком, в том числе предварительно покрытые наноматериалами. После воздействия из образцов были изготовлены рабочие участки диаметром 30 мм.

Выполнены измерения статических углов смачивания воды для всех образцов с помощью автоматизированной установки KRUSS DSA25. Измерения выполнены многократно, для двух начальных объемов капель, в разных областях поверхностей.

Краевой угол смачивания для каждого материала зависит от геометрических параметров неровностей, от их типа и плотности расположения на поверхности. Различные покрытия материала и уменьшение краевого угла смачивания, как правило, влекут за собой интенсификацию теплообмена при кипении. Увеличение смачиваемости приводит к смещению температуры Лейденфроста и соответственно кризиса кипения в область больших температур, позволяя использовать большие диапазоны параметров рабочего тела и передавать большие тепловые потоки в теплообменном оборудовании.

Для измерения параметров шероховатости был использован конфокальный лазерный сканирующий микроскоп LEXT OLS4000. При исследовании шероховатости образцов были выполнены многократные автоматизированные измерения не менее чем в 10 областях образцов в разных направлениях. Получены многочисленные результаты измерений, по которым выполнено осреднение по ключевым параметрам: средняя высота неровности элементов профиля находилась в диапазоне от 2 до 50 мкм, среднее арифметическое отклонение высоты неровностей от среднего значения в диапазоне от 1 до 16 мкм.

Для измерения температуры Лейденфроста была разработана специализированная установка, на которой исследуемая величина определяется по динамике испарения капли. Конструкция представляет собой медный цилиндрический блок, с установленными по высоте термодатчиками, теплоизолированными боковыми стенками и нижним торцом. Сверху на блок крепится исследуемый образец. Греющим элементом является патронный ТЭН, установленный в медный цилиндр снизу.

Температура Лейденфроста определялась по динамике испарения капли. Регулировкой мощности патронного ТЭНа температура на поверхности образца повышалась до значений заведомо больших искомой температуры Лейденфроста. После этого устанавливался режим нагревателя, который обеспечивал медленное снижение температуры поверхности рабочего участка со скоростью приблизительно 1,5÷2 °С. Специальным дозатором, на рабочую поверхность помещалась жидкость определенного объема. Весь процесс эксперимента фиксировался на видеокамеру. При обработке результатов по видеозаписи определялось время испарения капли. Также во время эксперимента системой АЦП фиксировались показания термодатчиков. Из графика зависимости времени испарения капли жидкости от температуры поверхности рабочего участка определялась температура Лейденфроста, которая соответствует максимальному значению времени испарения жидкости.

После лазерной, плазменной, ионной и электронной обработки в некоторых случаях происходит сдвиг температуры Лейденфроста в область больших температур, что приводит к смещению кризиса кипения в область больших температур и потенциальному повышению плотности тепловых потоков в теплообменниках при неизменной металлоемкости. В совокупности с другими эффектами, приобретаемыми металлом в результате обработки, данные технологии имеют широкий спектр использования в промышленности.

Список литературы

1. Corey Kruse, Troy Anderson, Chris Wilson, Craig Zuhlke, Dennis Alexander, George Gogos, Sidy Ndao, Extraordinary Shifts of the Leidenfrost Temperature from Multiscale
2. Гогонин И.И. Влияние краевого угла смачивания на теплоотдачу при кипении // Теплофизика и аэромеханика, 2010, Том 17, № 2.
3. Bernardin J.D., Mudawar I. The Leidenfrost point: experimental study and assessment of existing models // 1999. V. 121, Transactions of the ASME.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 16-19-10531).*

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ ИНДИЕВОГО КАТАЛИЗАТОРА НА МОРФОЛОГИЮ НАНОПРОВОЛОК ОКСИДА КРЕМНИЯ

Хмель С.Я.¹, Барсуков А.В.²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: khmel@itp.nsc.ru

Нанопроволоки и другие одномерные наноструктуры имеют большой потенциал для использования в материаловедении, электронике, фотонике, фотовольтаике, биологии и медицине. У нанопроволок из оксида кремния SiO_x ($x \leq 2$) разнообразная и довольно просто изменяемая морфология, низкий показатель преломления, интенсивная фотолюминесценция при комнатной температуре, хорошая биосовместимость. Эти наноструктуры легко функционализировать. Поэтому исследование процессов синтеза нанопроволок оксида кремния, в том числе ориентированных массивов из них, актуально. Важно, чтобы синтез осуществлялся при низкой температуре, что позволит использовать дешевые подложки, и с высокими скоростями роста, что удешевляет процесс.

В данной работе нанопроволоки оксида кремния синтезировались методом газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой [1] по механизму «пар-жидкость-кристалл» на индиевом катализаторе. Использование индиевого катализатора позволяет существенно уменьшить температуру вплоть до 200 °С. В частности, массивы ориентированных пучков (микроканалов) из нанопроволок были выращены из смеси моносилана, аргона и водорода с использованием In катализатора в диапазоне температур 335-200 °С [2]. В настоящей работе проведены исследования процесса синтеза и свойства нанопроволок в зависимости от размера частиц катализатора в диапазоне от 30 нм до 710 нм. Морфология наноструктур исследовалась с помощью сканирующей электронной микроскопии, их состав с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и FTIR-спектроскопии.

Установлено, что на частицах катализатора меньше 100 нм формируются массивы ориентированных микроканалов из нанопроволок (Рис.1 а). При увеличении размера частиц более 150 нм образуются коконоподобные структуры и небольшое количество микроканалов. Для частиц очень большого размера, на каждой из них формируется массив микроканалов, причем на вершинах микроканалов находятся частицы размером несколько десятков нанометров (Рис.1 б).

Полученные результаты описываются в рамках модели процессов синтеза нанопроволок оксида кремния методом газоструйного химического осаждения с активацией электронно-пучковой плазмой предложенной в [3]. Эта модель объясняет формирование массивов ориентированных микроканалов из нанопроволок неоднородным нагревом частицы катализатора направленным потоком плазмы [3]. Однако она разрабатывалась для оловянного катализатора. У частиц индиевого катализатора есть особенности, в

частности, установлено, что кислородной среде они превращаются в частицы оксида индия [2]. Использование водорода в плазме осуществляет обратный процесс превращения оксида индия в индий, что существенно влияет на процессы синтеза при изменении размера частиц катализатора.

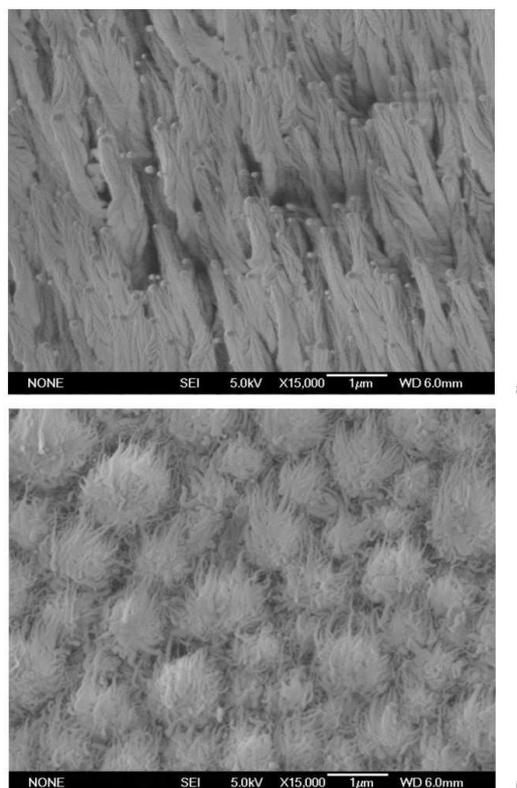


Рис. 1. SEM изображения массивов ориентированных микроканалов из нанопроволок оксида кремния синтезированных при температуре 200 °С на In катализаторе со средним размером (а) 80 нм и (б) 710 нм.

Список литературы

1. Baranov E.A., Khmel S.Ya., Zamchiy A.O. Synthesis of Amorphous Silicon Films With High Growth Rate by Gas-Jet Electron Beam Plasma Chemical Vapor Deposition Method // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V.42. No.10. P.2794-2795.
2. Khmel S., Baranov E., Barsukov A., Zaikovskii A., Maximovskiy E., Gulyaev D., Zhuravlev K. V.V. Indium-Assisted Plasma-Enhanced Low-Temperature Growth of Silicon Oxide Nanowires // Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science. 2018. V. 215. DOI: 10.1002/pssa.201700749.
3. Khmel S.Ya., Baranov E.A., Zaikovskii A.V., Zamchiy A.O., Maximovskiy E.A., Gulyaev D.V., Zhuravlev K.S. Synthesis of silicon oxide nanowires by the GJ EBP CVD method using different diluent gases // Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science. 2016. V. 213. No.7. P.1774-1782.

РОСТ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ВЫСОКОВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ

Чернов А.А.^{1,3}, Пильник А.А.^{1,3}, Давыдов М.Н.², Ерманык Е.В.²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

³ Новосибирский государственный университет

e-mail: chernov@itp.nsc.ru

Уже несколько десятилетий внимание исследователей привлекает проблема вулканических извержений. Это связано с необходимостью прогноза и определения степени потенциальной опасности конкретных вулканов. Особый интерес представляют вулканы, тип извержения которых носит наиболее разрушительный, или взрывной характер. Извержение таких вулканов хоть и достаточно редко, но сильно непредсказуемо и наиболее катастрофично.

Очевидно, что даже непрерывное наблюдение за активным вулканом не может, в силу отсутствия прямых методов наблюдения за процессами, происходящими в земной коре, дать достаточно полной информации о том, что происходит в канале вулкана при извержении. Можно лишь с уверенностью констатировать факты фазовых переходов (по конечным образцам затвердевшей магмы) и разрушения изначально сплошного магматического потока (по структуре выброса). Поэтому последовательное и как можно более строгое построение моделей течения магмы в канале вулкана, исследование динамики различных режимов вулканических извержений методами механики многофазных сред с целью понимания механизмов, определяющих тип и характер извержения, а также интерпретации данных полевых наблюдений, представляется особенно актуальным.

На данный момент времени существует множество работ, посвященных моделированию вулканических извержений как в общей постановке, так и сопровождающих данное явление отдельных процессов [1]. К одному из них относится процесс дегазации магмы в волнах разгрузки, во многом предопределяющий структуру формирующегося в канале вулкана двухфазного потока, а, следовательно, характер и тип извержения. Отметим, что исследование кавитационных процессов в жидкостях имеет уже столетнюю историю. Начало этому положено в работах Рэлея, Плессета, Скривена и др. Начиная с работ Спаркса, проблемой роста газовых пузырьков в магматических расплавах вплотную заинтересовались геофизики, и это вылилось в отдельное направление. Дело в том, что данный процесс здесь имеет свою специфику в силу ряда уникальных физико-химических свойств, присущих только магматическим расплавам (большое содержание в магме растворенных летучих компонентов, высокая вязкость магмы и т.п.). Это накладывает некоторые ограничения на применимость тех или иных (преимущественно равновесных) моделей, что требует дальнейших исследований. До сих пор не существует модели, или точнее решения, которое бы описывало механизм роста пузырька в магматическом расплаве в широком диапазоне ре-

жимных параметров процесса, главным из которых является пересыщение магмы после декомпрессии, на всех временах и, в том числе, в сильно неравновесных условиях (что обусловлено как высокой вязкостью магмы, так и возможным нестационарным внешним воздействием). Точное решение задачи, в котором наиболее корректно учтены все тонкости данного процесса, но только для диффузионной стадии роста и в случае мгновенной декомпрессии, было получено в работе [2].

Настоящая работа посвящена исследованию механизма роста одиночного газового пузырька в высоковязкой газонасыщенной жидкости при ее быстрой декомпрессии с конечной скоростью. Предложена математическая модель процесса, представляющая собой нестационарную диффузионную задачу, решаемую совместно с динамической. Динамика роста пузырька описывается модифицированным уравнением Рэлея-Плессета, учитывающим неоднородность вязкости жидкости в радиальном направлении, обусловленной формированием вокруг пузырька диффузионного погранслоя. Найдено аналитическое решение задачи, хорошо согласующееся с численным в широком диапазоне пересыщений на всех стадиях процесса, включая неравновесную, учет которой крайне необходим, если рассматривать высоковязкие среды. Найдены зависимости профиля концентрации растворенного в жидкости газа, давления газа в пузырьке, скорости изменения массы газа в пузырьке (скорости дегазации), а также скорости роста пузырька от времени. Показано, что по прошествии определенного времени давление газа в пузырьке стремится к давлению окружающей жидкости (диффузионная стадия процесса). Концентрация растворенного в жидкости газа при этом становится функцией только одной переменной, а решение краевой задачи автомодельным, при этом данное решение является точным. Показано, что решение, полученное ранее другими авторами в приближении квазистационарности процесса, отвечает малым значениям числа Пекле и справедливо лишь при малых начальных пересыщениях.

Список литературы

1. Gonnermann H. M., Manga M. The fluid mechanics inside a volcano // Annual Review of Fluid Mechanics. 2007. V. 39, No. 1. P. 321-356.
2. Chernov A. A., Kedrinsky V. K., Pil'nik A. A. Kinetics of gas bubble nucleation and growth in magmatic melt at its rapid decompression // Physics of Fluids. 2014. V. 26, No. 11. P. 116602.

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

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ БИМОДАЛЬНЫХ И ОДНОМОДАЛЬНЫХ РАСПЫЛОВ ПЕРЕГРЕТОЙ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ВОДЫ В МИКРОННОМ И СУБМИКРОННОМ ДИАПАЗОНАХ КАПЕЛЬ

Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Низовский В.Л., Низовский Л.В., Щигель С.С.

Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, Россия

E-mail: levmobil@mail.ru

Представлены новые данные по распылению перегретой метастабильной воды. Актуальность получения и исследований высокодисперсных распылов перегретой метастабильной воды и других жидкостей определяется высокой интенсивностью теплообмена образующих такие распылы мелких капель, как с окружающими (спутными) газовыми потоками, так и с поверхностями, на которых осаждаются эти капли. Мелкодисперсные распылы могут быть использованы при впрысках воды в контур газотурбинных установок (ГТУ и ПГУ), охлаждении различных поверхностей методом «spray cooling» и в новых эффективных методах пожаротушения.

Первый этап таких исследований в ОИВТ РАН проводился при изучении тонких распылов (и их дисперсионных распределений) через короткие суживающиеся сопла с коротким (1-1,5 мм) цилиндрическим участком на выходе [1]. В данной работе аналогичные исследования проведены с соплами, имеющими после узкого «горла» дополнительную расширяющуюся часть сравнительно большой протяженности.

Дисперсионное распределение капель в факеле распыла перегретой метастабильной воды изучалось на установке «Распыл». Источником дисперсной паровой струи в проведенных опытах являлись форсунки, питаемые водой с температурой перед соплами от 170 до 240°C и давлением от 2.0 до 4.0 МПа. В отличие от коротких (5-6 мм) «суживающихся» сопел, применяемых в предыдущих работах, в настоящих опытах сопла имели дополнительную более протяженную (около 30мм) расширяющуюся часть с углами раскрытия 12–15°. Диаметр горловины сопел в опытах составлял 0,6 и 1,6мм. Такие сопла близки по конфигурации соплам Лавалья.

В опытах проводились измерения распределений температуры, скорости и давления двухфазного потока в рабочем участке. Определение дисперсионных характеристик потока в микронном и субмикронном диапазонах размеров капель производилось через измерение индикатрис рассеяния монохроматического излучения в факелах распыла на различные углы [2]. Расчетный анализ проводился согласно теории Ми.

Эксперименты показали, что, в отличие от коротких «суживающихся» сопел (в объеме которых по расчетным оценкам не достигалось давления насыщения), в вариантах конструкции со значительно более длинным расширяющимся участком наблюдаемые «бимодальные» дисперсионные распределения

капель по размерам отличаются при одинаковых начальных температурах большей долей субмикронной моды вплоть до получения распылов практически только в субмикронном диапазоне размеров капель. Эксперименты показали, что если массовая доля капель субмикронной моды (менее 1мкм) для коротких суживающихся сопел ϵ возрастает с повышением T_0 от 170 до 240°C с 0,35 до 0,6, то для более длинных сопел типа сопла «Лавалья» величина ϵ значительно выше. При том же повышении T_0 (от 170 до 240°C) она увеличивалась от 0,65–0,75 до 0,83–0,92. Это происходит благодаря изменению механизма распыла перегретой воды.

Процессы нуклеации во вскипающей метастабильной воде, быстрого роста в ней паровой фазы и их взаимная связь с параметрами двухфазного течения были проанализированы в условиях экспериментов расчетно–теоретическими оценками. Рассматривалась задача о течении метастабильной перегретой воды в сопле заданной геометрии, состоящем из короткой суживающейся части и относительно длинной расширяющейся (диффузорной) части. Математическая модель включала уравнения сохранения, а также уравнения, описывающие процесс образования зародышей паровой фазы, их образование и развитие оценивались в соответствии с изменениями параметров окружающей жидкости.

Расчетные оценки показали, что при условиях опытов на некотором расстоянии от входа в диффузор имеет место «взрывное» вскипание воды, причем значение скорости нуклеации имеет острый пик, после которого образование зародышевых пузырьков практически прекращается.

Предложен подход к обобщению результатов экспериментов.

Список литературы

1. Marinichev D.V., Nizovskiy L.V., Nizovskiy V.L., Zalkind V.I., Zeigarnik Yu.A. Atomization of superheated water. // Proceedings of 14th International Heat Transfer Conference (IHTC-14/2010). Washington DC, USA. ASMEBooks, 2010 № 22201.
2. Домбровский Л.А., Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Мариничев Д.В., Низовский В.Л., Оксман А.А., Ходаков К.А. // Распыление перегретой воды: особенности процесса, его диагностика, результаты экспериментальных исследований. // Теплоэнергетика, 2009, С. 23 – 27.

*Работа поддержана РФФИ
Грант №16-18-00868.*



СЕКЦИЯ 4
Гидрогазодинамика реагирующих сред,
детонационные процессы



СЖИГАНИЕ НЕКОНДИЦИОННЫХ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ ИХ РАСПЫЛЕНИИ СТРУЕЙ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА

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

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: anufriev@itp.nsc.ru

В настоящее время в связи с широким использованием технологий рециркуляции отработанных газов (содержащих водяной пар) на энергетических и силовых тепловых установках активно изучается влияние воды и водяного пара на процесс горения различных видов углеводородного топлива и горючих смесей [1,2]. Известно, что водяной пар в процессе горения позволяет снизить концентрации NOx в выхлопных газах. Однако большинство работ касаются вопросов сжигания газообразных видов топлива. В настоящее время острой проблемой является накопление на предприятиях энергетики и других отраслей огромных количеств жидких горючих производственных отходов (в том числе – отработанных трансмиссионных масел, смазочных жидкостей, нефтяных шламов). Значительная часть этих отходов не пригодна для регенерации, но может подвергаться сжиганию. Известные технологии сжигания не обеспечивают соответствие экологическим нормам и требуют дополнительной дорогостоящей системы очистки дымовых газов от несгоревших углеродсодержащих частиц и токсичных компонентов.

В данной работе изучается перспективный способ сжигания жидкого углеводородного топлива в струе перегретого водяного пара, предложенный в ИТ СО РАН. Целью работы является изучение влияния параметров перегретого водяного пара на процесс горения жидких углеводородов в прямоточном горелочном устройстве (см. рис. 1), реализующем перспективный способ распыления жидкого топлива струей перегретого водяного пара [3].

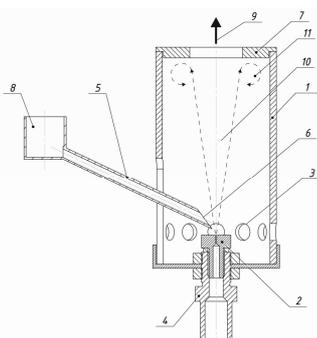


Рис. 1. Схема распылительной горелки:

1 – цилиндрический корпус; 2 – паровая форсунка; 3 – воздухоподводящие отверстия; 4 – паропровод; 5 – топливоподающая трубка; 6 – скос топливоподающей трубки; 7 – сопло; 8 – топливоприемник; 9 – факел; 10 – паромасляная струя; 11 – зона рециркуляции.

На примере отработанного трансмиссионного автомобильного масла проведены измерения газового состава продуктов сгорания и тепловыделения. Для проведения измерений тепловыделения использовался проточный калориметр. Измерение выделяемого количества тепла основано на определении разности температуры теплоносителя на входе и выходе, расхода теплоносителя и топлива в стационарных условиях эксперимента. Для контроля состава газообразных продуктов горения (O₂, CO, NO, NO₂, SO₂, CO₂) использовался газоанализатор TESTO 350. Забор проб охлажденных до комнатной температуры продуктов реакции осуществлялся на выходе калориметра.

Получены зависимости удельного тепловыделения от расхода пара и топлива. Найден режимы с низким содержанием CO и NOx в продуктах сгорания.

Список литературы

1. Yajin Lyu, Penghua Qiu, Li Liu, Chenchen Yang, Shaozeng Sun Effects of steam dilution on laminar flame speeds of H₂/air/H₂O mixtures at atmospheric and elevated pressures // International Journal of Hydrogen Energy. – 2018. – Vol. 43. – I. 15. – P. 7538-7549.
2. Liu F., Consalvi J.-L., Fuentes A. Effects of water vapor addition to the air stream on soot formation and flame properties in a laminar coflow ethylene/air diffusion flame // Combustion and Flame. – 2014. – Vol. 161. – P. 1724-1734.
3. Патент РФ на изобретение № 2647172, Горелочное устройство. Опубликовано 14.03.2018, приоритет от 29.05.2017, патентообладатель ИТ СО РАН. Автор: Вигриянов М.С., Ануфриев И.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В., Шадрин Е.Ю.

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

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДАВЛЕНИЯ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ ИНЕРТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Бедарев И.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН

e-mail: bedarev@itam.nsc.ru

Исследована проблема механики реагирующих гетерогенных сред, связанная с разработкой методов изучения ударно-волновых, взрывных и детонационных явлений в реагирующих смесях газов и микрочастиц. Задача обусловлена вопросами взрыво- и пожаробезопасности, в частности разработкой методов подавления газовой детонации инертными частицами. Известно, что детонационная волна в газовых и гетерогенных горючих смесях имеет ячеистую структуру. Также установлено, что добавление во взрывоопасную смесь инертных частиц способствует подавлению детонации. Изучение взаимодействия детонационных волн и инертных частиц в основном проводится в одномерной постановке и позволяет сделать оценки влияния объемной концентрации, диаметра частиц, их теплофизических свойств на способность ослабления и подавления детонации. Однако неоднородная структура детонационной ячейки, несомненно, оказывает влияние на параметры смеси взрывчатого газа с химически инертными частицами и на предельные характеристики детонации. Таким образом, исследования параметров детонационной волны и оценка размера детонационной ячейки в смесях горючих газов и инертных частиц представляют научный и практический интерес.

В работе проведено моделирование задачи взаимодействия ячеистой детонационной волны, распространяющейся по водородо-воздушной смеси, с облаком микрочастиц глинозема (Al_2O_3). Газодинамика процесса моделировалась системой уравнений Навье–Стокса, описывающей движение вязкого сжимаемого теплопроводного газа, с учетом многокомпонентности газовой смеси и химической кинетики. В результате разработана и верифицирована по времени задержки воспламенения и скорости детонационной волны простейшая модель приведенной кинетики для описания детонации водорода в воздухе. Создана методология расчета детонационных течений в ANSYS Fluent с использованием приведенной кинетики [1]. Приведенная кинетика верифицирована по размеру детонационной ячейки. В начальный момент времени задавалась плоская пересжатая волна, которая под действием инфинитезимальных возмущений теряет устойчивость и распространяется в ячеистом режиме. По мере движения детонационной волны происходит укрупнение ячейки и устанавливается размер в диапазоне $10\div 20$ мм с проявлением характерной для ячеистой детонации в водородовоздушной смеси средней степенью нерегулярности.

Далее для анализа вопросов, связанных с подавлением ячеистой детонации, с помощью пользовательских функций технология расчетов двумерных детонационных течений дополнена блоком, учитывающим взаимодействие реагирующей газовой смеси

с инертными частицами. Получены значения объемной концентрации и диаметров частиц, приводящие к срыву детонационной волны. Для малой объемной концентрации ($m_2=10^{-4}$) и крупных частиц (100 мкм) не наблюдается существенного изменения структуры ячеистой волны. Количество ячеек сохраняется по всей длине облака. Увеличение объемной доли частиц или уменьшение диаметра сначала приводит к изменению структуры ячеистой волны и росту величины ячейки. Увеличение объемной концентрации частиц до 10^{-2} даже для 100 мкм частиц сначала приводит к росту размера ячейки, а затем к срыву и гашению детонации.

На рис. 1 показана скорость детонационной волны в зависимости от времени для 10 мкм частиц при различных объемных концентрациях в сравнении со скоростью детонационной волны без присутствия частиц в горючей смеси (жирная линия). Видно, что по мере увеличения объемной концентрации частиц происходит снижение скорости детонационной волны, а для $m_2 = 5 \cdot 10^{-4}$ и $m_2 = 10^{-3}$ происходит гашение детонации и ее вырождение в ударную волну. Из-за укрупнения детонационной ячейки с уменьшением диаметра частиц наблюдается рост неравномерности профиля скорости детонационной волны.

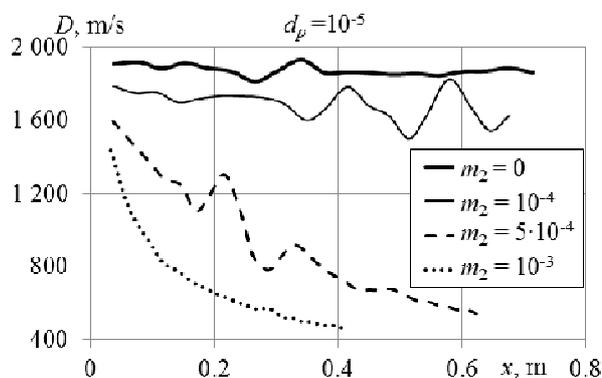


Рис. 3 Скорость детонационной волны в зависимости от времени.

Список литературы

1. Бедарев И.А., Рылова А.В., Федоров А.В. Применение детальных и приведенных кинетических схем для описания детонации водородовоздушных смесей с разбавителем // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. №. 5. С. 22-33.

Работа поддержана РФФ
(грант №16-19-00010).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ МЕХАНОАКТИВИРОВАННОГО УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Абдуракипов С.С., Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б.

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

E-mail: e_butakov@mail.ru

Глобальным направлением развития технологий в современном мире является непрерывное повышение эффективности и экологичности способов сжигания органического топлива. Сжигание топлива является сложным физико-химическим процессом с большим количеством эффектов, полное научное объяснение которых является далеким до завершения [1,2]. Одним из способов интенсификации процессов сжигания органического топлива является выбор оптимальных режимов горения по энергоэффективности и снижению вредных выбросов в атмосферу. Важным фактором при выборе режима горения является стабильность факела, которая зависит как от качества топлива сжигаемого на станции, так и от установленных соотношений топливо/окислитель при определенном типе котельного оборудования с учетом износа. Определение режима горения в топочном пространстве и надстройка параметров на основании показаний датчиков для вывода к оптимальному режиму, и поддержания стабильного горения является сложной задачей. В настоящее время настраивание необходимых параметров осуществляется автоматизированными системами управления технологического процесса при помощи оператора, но данный процесс осуществляется по известным расчетным параметрам и в большей степени не является эффективным и экологичным. Решить данную задачу представляется возможным с помощью определения режима горения в топочном пространстве современными методами машинного обучения и автоматической надстройкой параметров до оптимального, в непрерывном режиме [3].

В данной работе проводились экспериментальные исследования на стенде тепловой мощностью до 1 МВт (Рисунок 1). Для измельчения использовались мельницы – виброцентробежного и дезинтеграторного типа.

Эксперименты проводились для двух типов углей: слабоспекающийся (СС) Кузнецкий каменный уголь и Переясловский бурый уголь (ЗБР).

В результате опытов по сжиганию углей различных стадии метаморфизма, механоактивированных при помоле на виброцентробежной мельнице и дезинтеграторе на укрупнённом стенде было установлено, что при почти не отличающемся спектре размеров частиц скорость выгорания частиц в факеле после мельницы дезинтеграторного типа выше.

По результатам экспериментальных исследований осуществлено обучение нейронной сети и проведены с использованием мультипроцессорных вычислений с помощью одного компьютера.

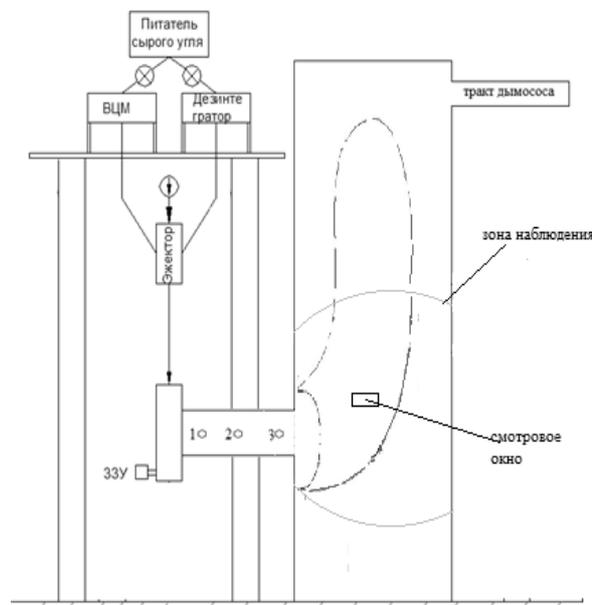


Рисунок 1 - Тепловой стенд мощностью до 1 МВт

В данной работе применен алгоритм сверточной нейронной сети для идентификации пламени и его состояния (характерных режимов) в горелочном устройстве. В дальнейшем планируется на основе нейронной сети подготовить предсказательную модель поведения температуры в топочном пространстве с возможностью регулирования входных параметров для предотвращения нештатных ситуаций.

Проведены экспериментальные исследования на стенде тепловой мощностью до 1 МВт при различном типе измельчения, полученные данные использовались для обучения сверточной нейронной сети.

Список литературы

- Чернецкий М.Ю., Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б., Ануфриев И.С., Стрижак П.А. Исследование воспламенения угольной пыли, полученной при различной механической обработке, в условиях высокоскоростного нагрева // Физика горения и взрыва, 2016, т. 52, № 3. С. 79–81
- Burdukov A.P., Popov V.I., Yusupov T.S., Chernetskiy M.Yu., Hanjalić K. Autothermal combustion of mechanically-activated micronized coal in a 5 MW pilot-scale combustor // Fuel. – 2014. – Vol.122. – pp.103-111.
- LeCun, Y., Bottou, L., Bengio, Y., & Haffner, P. (1998). Gradient-based learning applied to document recognition. Proceedings of the IEEE, 86(11), 2278-2324.

«Работа и представление доклада проводились при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, Соглашение о субсидии N 14.604.21.0162».

НЕПРЕРЫВНАЯ СПИНОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ СМЕСЕЙ МЕТАН/ВОДОРОД – ВОЗДУХ С ДОБАВОЧНОЙ ПОДАЧЕЙ ВОЗДУХА В ПРОДУКТЫ СГОРАНИЯ

Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

E-mail: bykovskii@hydro.nsc.ru

Результаты изучения непрерывной спиновой детонации (НСД) по схеме Б.В. Войцеховского [1] обобщены в книге [2]. Первые экспериментальные данные по реализации НСД самой труднодетонируемой топливно-воздушной смеси (ТВС) метан–воздух при добавке водорода представлены в [3]. Цель настоящей работы – исследовать влияние добавки воздуха в продукты детонации на протекание процесса НСД в проточной кольцевой цилиндрической камере сгорания (КС) диаметром 503 мм (ДК-500) ТВС CH_4/H_2 -воздух. Эксперименты проведены в ДК-500 (кольцевая щель для подачи первичного воздуха $\delta = 3,5$ мм, кольцевой зазор между стенками камеры $\Delta = 18$ мм, длина $L_c = 680$ мм). Расход первичного воздуха изменялся в диапазоне $G_{a1} = 1.28 \div 17.7$ кг/с, а коэффициент избытка бинарного горючего на входе в КС $\phi_1 = 0.65 \div 1.25$. На расстоянии $L_{a2} = 490$ мм через кольцевую щель $\delta^1 = 4$ мм под 45° к потоку продуктов дополнительно подавался холодный воздух с расходом $G_{a2} = 0.5 \div 18.9$ кг/с. В опытах варьировалось отношение добавочного расхода воздуха к основному $\alpha = G_{a2}/G_{a1} = 0.39 \div 1.03$, а общий коэффициент избытка горючего составлял $\phi_2 = \phi_1/(1 + \alpha) = 0.4 - 0.82$. Истечение продуктов происходило в окружающую атмосферу с давлением $p_a = 10^5$ Па.

Результаты экспериментов. В труднодетонируемой смеси $\text{CH}_4 + 8\text{H}_2 + \text{воздух}$ в диапазоне удельных расходов первичного воздуха через кольцевую щель $g_\delta = 230 \div 3220$ кг/(с·м²), коэффициента избытка горючего на входе в КС $\phi_1 = 0.7 \div 1.21$, при добавке вторичного воздуха в продукты сгорания в диапазоне параметра $\alpha = 0.39 \div 1.03$ впервые были осуществлены одноволновые и двухволновые режимы НСД с частотой вращения ПДВ $f = 0.9 \div 2.08$ кГц и скоростью детонации $D = 1.27 \div 1.65$ км/с. Фрагмент типичной фоторегистрограммы НСД приведен на рис. 1.

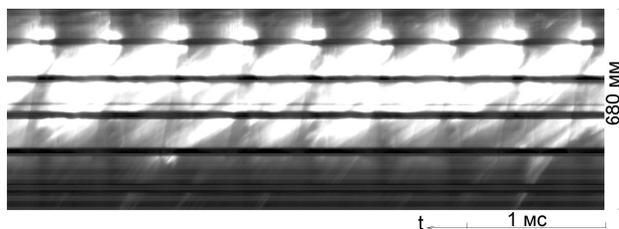


Рис. 1. Фрагмент фоторегистрограммы ПДВ в смеси $\text{CH}_4 + 8\text{H}_2$ -воздух с добавочной подачей ($g_\delta = 2560$ кг/(с·м²), $\alpha \approx 1.0$; $D = 1.645$ км/с, $n = 2$).

Отметим, что скорость НСД без добавки воздуха [3] была меньше $D = 0.86 \div 1.3$ км/с. Применение добавочной подачи воздуха позволило уменьшить общий коэффициент избытка горючего, при котором существовала НСД до $\phi_2 = 0.40$. При $\alpha = 1.0$ и $\phi_2 = 0.6$ удельный импульс на единицу массы горючего увеличился до $I_{sp,f} = 3985$ с вместо $I_{sp,f} \approx 2660$ с без добавочной подачи воздуха для одинакового $g_\delta = 2560$ кг/(с·м²).

Итак, в ДК-500 для смеси $\text{CH}_4 + 8\text{H}_2 + \text{воздух}$ осуществлены режимы НСД с добавками воздуха в продукты детонации до величины расхода воздуха в основной системе подачи, что соответствует коэффициенту общего избытка горючего на выходе из КС $\phi_2 = 0.6 \div 0.4$. При добавочной подаче воздуха в продукты повышается давление в КС и интенсифицируется горение за фронтом ПДВ, приводящее к увеличению скорости НСД. Добавка воздуха в продукты сгорания приводят к увеличению полного импульса тяги и уменьшению удельного расхода топлива. При этом расширяется область существования НСД: снижается нижний предел по концентрации горючего, а также повышаются удельные расходы смесевых компонентов в камере сгорания.

Список литературы

1. Войцеховский Б.В. Стационарная детонация // Докл. АН СССР. 1959. Т. 129, № 6. С. 1254-1256.
2. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. Новосибирск. Изд-во СО РАН. 2013. 423 с.
3. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация смесей метан-водород - воздух в кольцевой цилиндрической камере. // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, №5.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-01-00102а).

ПЛОТНОСТЬ И ВЯЗКОСТЬ ОЛЕИНОВОЙ КИСЛОТЫ, А ТАКЖЕ ИЗОБАРНАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ ОЛЕИНОВАЯ КИСЛОТА-ВОДА-ПЕРОКСИД ВОДОРОДА

Габитов И.Р., Сагдеев Д.И., Зарипов З.И.

ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технологический университет»

e-mail: gabitov.ilgiz@gmail.com

Современное мировое сообщество всё больше приковывает своё внимание к проблемам экологии. Согласно ежегодному докладу Министерства природных ресурсов и экологии РФ [1], затраты на охрану окружающей среды в России в 2016 году составили приблизительно 591 миллиард рублей. Проблема сбора, утилизации и повторного использования отходов производства и потребления превратилась за последние десятилетия в одну из наиболее острых экологических проблем, на решение которой тратится 11,3% всех затрат на охрану окружающей среды. Однако, несмотря на все применяемые усилия, количество неутилизированных отходов продолжает увеличиваться.

В этой связи актуальной задачей является разработка и внедрение новых современных методов утилизации отходов, в том числе отходов промышленности I-IV классов опасности. Одним из таких методов может стать процесс сверхкритического водного окисления, успешно внедряемый сейчас в таких странах как Япония, Южная Корея и США. Исследование данного процесса также проводится на кафедре теоретических основ теплотехники ФГБОУ ВО «КНИТУ» [2-6]. Текущий этап исследования подразумевает разработку математической модели процесса окисления жирных кислот в сверхкритической водной среде, необходимым условием для построения которой является наличие достоверных данных по теплофизическим свойствам термодинамических систем, участвующих в процессе.

Настоящий доклад посвящён результатам экспериментального исследования: плотности олеиновой кислоты в диапазоне температур 293.15-443.99 К при атмосферном давлении; динамических коэффициентов вязкости олеиновой кислоты в диапазоне температур 298.15-473.15 К и давлений до 30 МПа; изобарной теплоёмкости бинарной системы олеиновая кислота-вода, а также тройной системы олеиновая кислота-пероксид водорода в диапазоне температур 363.15-573.15 К при давлениях до 30 МПа.

Указанные результаты были получены на апробированных экспериментальных установках [7, 8]. Оценка неопределённости результатов измерения проведена в соответствии с ГОСТ Р 54500.3 [9]. Достоверность экспериментальных значений теплофизических свойств подтверждается согласованностью с данными, имеющимися в литературе. Полученные зависимости свойств термодинамических систем от параметров состояния описаны математическими моделями.

Зависимость значений плотности и вязкости олеиновой кислоты от параметров состояния имеет вид, характерный для чистых жидких органических веществ. Добавление пероксида водорода в бинарную систему олеиновая кислота-вода приводит к по-

явлению пика на кривой зависимости изобарной теплоёмкости от температуры (рис. 1), соответствующего тепловому эффекту экзотермической реакции окисления олеиновой кислоты.

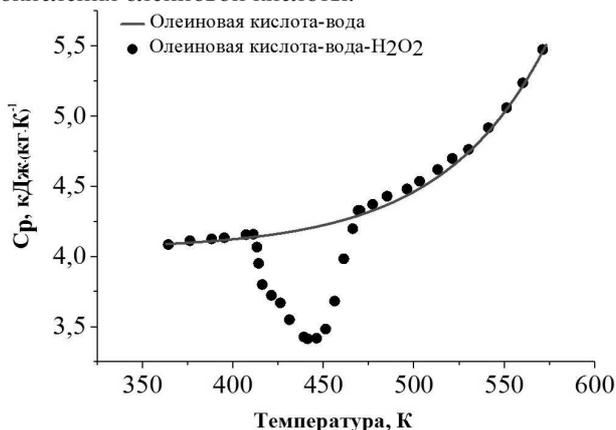


Рис. 1. Изобарная теплоёмкость системы олеиновая кислота-вода-пероксид водорода при $P = 10$ МПа.

Список литературы

1. Минприроды России. Государственный доклад «О состоянии и об охране окружающей среды Российской Федерации в 2016 году». НИА-Природа. 2017. 760 с.
2. Габитов Р.Р., Захарчук В.И., Павлов В.А., Усманов Р.А. Реализация процесса СКВО на экспериментальной (пилотной) установке проточного типа // Вестник Казанского технологического университета. 2012. Т. 15, № 15. С. 119-120.
3. Захаров А.А., Усманов Р.А. Применение технологии СКВО для утилизации промышленных стоков нефтехимических производств // Вестник Казанского технологического университета. 2012. Т. 15, № 11. С. 194-196.
4. Гаязова Э.Ш., Усманов Р.А., Гумеров Ф.М. и др. Очистка сточных вод производства целлюлозы из соломы рапса окислением в сверхкритической водной среде // Сверхкритические флюиды: Теория и практика. 2014. Т. 9, № 1. С. 40-47.
5. Усманов Р.А., Габитов Р.Р., Гумеров Ф.М., Абдуллин И.Ш. Утилизация молибденосодержащих стоков методом СКВО // Вестник Казанского технологического университета. 2014. Т. 17, № 23. С. 229-231.
6. Аетов А. У., Усманов Р. А., Габитов Р. Р. Экспериментальная установка для исследования сверхкритического водного окисления в непрерывном режиме и принципы её работы // Вестник Казанского технологического университета. 2016. Т. 19, № 20. С. 37-39.
7. Шамсетдинов Ф.Н. Изобарная теплоёмкость и коэффициент теплового расширения смесей органических соединений при температурах до 623К и давлениях до 147 МПа, включая околокритическую область // диссертация на соискания учёной степени кандидата технических наук. Казань. 2011. 130 с.
8. Шамсетдинов Ф.Н., Габитов И.Р., Зарипов З.И. и др. Экспериментальная установка для исследования вязкости газонасыщенных жидких углеводородов при давлениях до 50 МПа // Вестник Казанского технологического университета. 2013. Т. 16, № 18. С. 112-114.
9. ГОСТ Р 54500.3-2011. Неопределённость измерения. Часть 3. Руководство по выражению неопределённости измерения. М. Стандартинформ. 2012. 100 с.

Глушков Д.О.

Национальный исследовательский томский политехнический университет

e-mail: dmitriyog@tpu.ru

В последние годы в связи с актуальностью освоения территорий с экстремальными климатическими условиями, ближнего и дальнего космического пространства, когда температура окружающей среды достигает крайне низких значений, перспективным направлением развития энергетического машиностроения и ракетно-космической техники является разработка новых топлив, например, гелеобразных, а также энергоэффективных способов их зажигания.

Гелеобразные топлива по сравнению со смесевыми твердыми топливами имеют более высокие энергетические характеристики. Также гелеобразные топлива по сравнению с жидкими топливами имеют менее высокие показатели пожарной опасности из-за минимизации потерь на испарение и утечки при хранении.

В зависимости от условий окружающей среды и от назначения гелеобразного топлива его агрегатное состояние может достаточно существенно отличаться – от жидкого с высокой вязкостью до твердого (при низких температурах). В последнем случае основным отличием гелеобразного топлива от смесового твердого топлива является другой комплекс физико-химических процессов, протекающих при нагревании. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование закономерностей и характеристик тепломассопереноса при зажигании типичного гелеобразного топлива, в том числе в условиях локального кондуктивного нагрева.

В качестве одного из модельных гелеобразных топлив использовалась тяжелая нефть с высоким содержанием парафинов. Из всего достаточно обширного набора возможных вариантов модельных гелеобразных топлив (например, спирты и керосины с добавками для повышения вязкости и теплоты сгорания) тяжелая нефть была выбрана в связи с ее относительно малой скоростью горения и теплотой этой реакции. Одной из задач исследования была оценка устойчивости зажигания гелеобразного топлива в условиях низких начальных температур. Поэтому был выбран состав, при горении которого выделяется малая (по сравнению с другими возможными вариантами) теплота. В качестве локальных источников зажигания использовались стальные частицы в форме сферы ($d_p=10$ мм), диска ($d_p=z_p=10$ мм), параллелепипеда ($a_p=b_p=c_p=10$ мм). Экспериментальные исследования процесса зажигания выполнены при разных температурах топлива (рис. 1): 120, 260, 290 К.

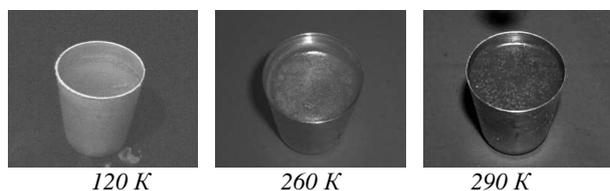


Рис. 1. Внешний вид образцов топлива.

Применение программно-аппаратных средств высокоскоростной видеорегистрации (4 200 к/с при максимальном разрешении) позволило выполнить анализ закономерностей физико-химических процессов, протекающих в течение индукционного периода. Установлены предельные условия, необходимые для устойчивого зажигания гелеобразного топлива, зависимости времени задержки зажигания от параметров локального источника нагрева и начальной температуры топлива (рис. 2).

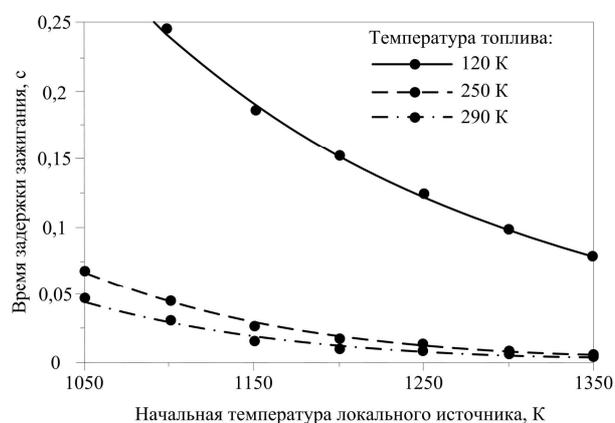


Рис. 2. Времена задержки зажигания гелеобразного топлива в зависимости от начальной температуры стальной частицы в форме сферы размером 10 мм.

Также с использованием малоинерционной (частота опроса 100 Гц) измерительной системы на основе миниатюрных термопар и осциллографа установлены скорости движения фронта плавления гелеобразного топлива от границы контакта металлической частицы с топливом в направлении распространения тепловой волны в момент зажигания и в условиях стационарного горения топлива.

В результате выполненных исследований установлено:

1. Нагретые до высоких температур стальные частицы малых размеров являются источниками устойчивого зажигания гелеобразных топлив, в том числе при близких к криогенным значениям (120 К) начальных температурах последних.
2. Для реализации устойчивого зажигания гелеобразного топлива при его температуре от 120 К необходимо, чтоб начальная температура локального источника нагрева составляла не менее 1050 К при его характерном размере более 10 мм.
3. В отличие от жидких топлив и полимерных материалов при варьировании в широком диапазоне параметров локального источника нагрева, характеризующих его теплосодержание, установлена реализация лишь одного режима зажигания.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-13-00031).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ С ПЕРЕХОДОМ В ДЕТОНАЦИЮ В УЗКОМ КАНАЛЕ ПРИ ПОМОЩИ СХЕМЫ КАБАРЕ

Данилин А.В., Соловьев А.В., Головизнин В.М.

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва

e-mail: adanilin@ibrae.ac.ru

Упрощенные модели химических реакций являются удобным инструментом для качественного исследования явлений в физике горения и взрыва. Данный подход используется для численного моделирования горения перемешанных горючих смесей в широком ряде работ. В частности, в работах [1-4] рассматривается численное моделирование процессов ускорения фронта пламени в плоских каналах с гладкими стенками. В работах [5,6] рассмотрены численные и натурные эксперименты по переходу горения в детонацию в каналах с препятствиями. В работе [7] проведено численное моделирование разнообразных задач по возникновению детонации при взаимодействии ударной волны с фронтом пламени.

В настоящей работе проводится численное моделирование перехода горения в детонацию в узком плоском канале по алгоритму КАБАРЕ, результаты моделирования сравниваются с аналогичными расчетами по алгоритму WENO5. Для численного решения уравнений движения используется балансно-характеристический подход КАБАРЕ, основы которого изложены в работах [8-11]. Для расчетов используется модификация алгоритма КАБАРЕ для расчета движения газовых смесей, представленная в работе [12], с аппроксимацией одностадийной химической кинетики, предложенной в работе [13]. Алгоритм КАБАРЕ имеет максимально компактный вычислительный шаблон, обладает консервативностью, вторым порядком аппроксимации по времени и пространству, низкой численной вязкостью.

Моделирование проводится в плоской вытянутой расчетной области шириной 0.4мм с адиабатическими стенками без проскальзывания, заполненная горючей смесью. Для поджига использовалось задание высокой температуры в узком слое в конце канала. В ходе эксперимента высокотемпературный слой поджигает свежую горючую смесь, фронт пламени начинает вытягиваться вдоль канала, за счет чего происходит его интенсивное ускорение, далее перед фронтом горения формируется ударная волна, дополнительно прогревающая горючую смесь, что приводит к дополнительному росту скорости фронта пламени. Трение о стенки канала также приводит к дополнительному нагреву горючей смеси. В некоторый момент времени у одной из стенок происходит резкий рост температуры и давления, что приводит к возникновению пересжатой детонационной волны. Далее детонационная волна догоняет опережавший её ранее скачок давления, после чего переходит в режим детонации Чепмена-Жуге. Скорость фронта испытывает экспоненциальный рост в начальные моменты времени, когда течение может считаться изобарическим, выходит на линейный рост вплоть до резкого скачка, сопряженного с переходом в пере-

сжатую детонацию, до значений порядка полутора скоростей детонации Чепмена-Жуге, далее следует небольшой скачок скорости при слиянии детонационной и ударной волн, после чего детонация постепенно переходит в режим Чепмена-Жуге. Данные результаты хорошо соответствуют описанной в литературе картине поведения фронта пламени в подобных задачах. Переход в детонацию, однако, происходит несколько раньше, в сравнении с расчетом в той же постановке, выполненным другими авторами с использованием алгоритма WENO 5-го порядка точности по пространству.

Список литературы

1. Bychkov V., Petchenko A., Akkerman V., Eriksson L.-E. Theory and Modeling of Accelerating Flames in Tubes // *Physical Review*. 2005. 72. 046307.
2. Valiev D.M. et.al. Different stages of flame acceleration from slow burning to Chapman-Joulet deflagration // *Physical Review*. 2009. 80. 036317.
3. Akkerman V., Law C.K., Bychkov V., Eriksson L.-E. Analysis of flame acceleration induced by wall friction in open tubes // *Physics Of Fluids*. 2010. 22. 053606.
4. Houim R.W., Ozgen A., Oran E.S. The role of spontaneous waves in the deflagration-to-detonation transition in submillimetre channels // *Combustion Theory and Modelling*. 2016. 20. N 6. P.1-20.
5. Gomezo V.N., Ogawa T., Oran E.S. Numerical simulations of flame propagation and DDT in obstructed channels filled with hydrogen-air mixture // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2007. 31. P. 2463-2471.
6. Johansen C.T., Ciccarelli G. Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel // *Combustion and Flame*. 2010. 156. № 2. P. 405-416.
7. Oran E.S., Gomezo V.N. Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion // *Combustion and Flame*. 2007. 148. P. 4-47.
8. Головизнин В. М., Самарский А. А. Некоторые свойства разностной схемы Кабаре // *Математическое моделирование*. 1998. 10, №1. С.101-116.
9. Головизнин В. М., Карабасов С. А. Нелинейная коррекция схемы Кабаре // *Математическое моделирование*. 1998. 10, №12. С.107-123
10. Головизнин В. М., Карабасов С. А., Кобринский И. М. Балансно-характеристические схемы с разделенными консервативными и потоковыми переменными // *Математическое моделирование*. 2003.15, №9. С. 29-48.
11. Головизнин В. М. Балансно-характеристический метод численного решения одномерных уравнений газовой динамики в эйлеровых переменных // *Математическое моделирование*. 2006. 18, №11. С.14-30.
12. Данилин А. В., Соловьев А. В., Зайцев А. М. Модификация схемы "кабаре" для численного моделирования течений многокомпонентных газовых смесей в двумерных областях // *Вычислительные методы и программирование*. 2015. Т.16. С. 436-445.
13. Данилин А. В., Соловьев А. В., Зайцев А. М. Модификация схемы "кабаре" для численного моделирования одномерных детонационных течений с использованием одностадийной необратимой модели химической кинетики // *Вычислительные методы и программирование*. 2017. Т. 18. С. 1-10.

ВЛИЯНИЕ АЛЮМИНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭМУЛЬСИОННЫХ ВВ ПРИ ДЕТОНАЦИИ

Сатонкина Н.П.^{1,2}, Бордзиловский С.А.¹, Данилко Д.А.², Ершов А.П.^{1,2}, Караханов С.М.¹,
Пластинин А.В.¹, Рафейчик С.И.¹, Юношев А.С.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: snp@hydro.nsc.ru

Эмульсионное взрывчатое вещество (EMX) – одно из самых распространенных промышленных ВВ. EMX находит применение в таких областях, как сварка взрывом, штамповка, используется для массовых взрывов на выработках горных пород. Обладая рядом преимуществ (экологичность, безопасность, простота изготовления), EMX еще не исчерпало возможности оптимизации [1], продиктованные рядом требований – увеличение мощности и метательной способности. Добавление алюминия в EMX помогает достичь этой цели.

Несмотря на широкое использование алюминизированных EMX, влияние алюминия на детонационные характеристики EMX полностью не изучено. В работе [2] получены профили давления и температуры для различного содержания алюминия, из которых сделан вывод, что алюминий реагирует за плоскостью Чепмена-Жуге.

В данной работе проведено сравнение наших экспериментальных данных с известными из литературы. Сопоставление профилей давления, температуры и электропроводности позволяет предложить ход реакций с алюминием, отличный от предложенного в работе [2].

Как получено в работе [1], для сенсibilизации эмульсии оптимально использование экспансела – полимерных микробаллонов с ультратонкой стенкой, наполненных изобутаном. При добавлении алюминия происходит дополнительное увеличение детонационных параметров.

Так, нами получено, что составы EMX и EMX+Al при детонации имеют практически одинаковую максимальную температуру. Существенное отличие наблюдается через 0.5–мкс за фронтом: температура для состава с алюминием не только не падает, но и сохраняет постоянное значение на протяжении 5–мкс. Также существенно изменяется характер давления.

Проведено сравнение профилей электропроводности. На рис. 1 приведены данные по распределению электропроводности при детонации EMX со стеклянными микросферами (линия 1, [3]) и с EMX на основе экспансела с добавлением алюминия (линия 2). Доля эмульсии и ее состав одинаковы.

Характер зависимости электропроводности при добавлении алюминия изменяется. В отличие от профиля для EMX, когда после достижения максимума величина электропроводности не меняется, на профиле с алюминием появляется ярко выраженная область повышенных значений длительностью 200 нс. Таким образом, добавление алюминия делает ви-

димой зону химической реакции. Колебания большой амплитуды связаны с добавлением хорошо проводящего материала (алюминия) с макроразмером частиц по сравнению с размером молекулы – 25 мкм на 0.35 мкм.

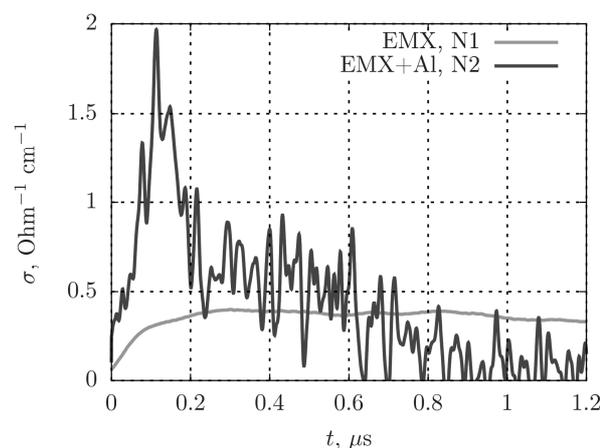


Рис. 1. Профиль электропроводности при детонации от времени, линия 1 – экспериментальные данные для EMX со стеклянными сенсibilизаторами, 2 – EMX с экспанселом с добавлением 10% алюминия.

Выводы. Алюминий химически взаимодействует со взрывчатым веществом на протяжении всего времени измерения. В области химика вклада от реакций с ним достаточно для сохранения больших значений детонационных параметров при уменьшении доли реагирующей эмульсии за счет замены ее части на алюминий.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грантов N 18-03-00227, N 18-03-00441.

Список литературы

1. Юношев А.С., Сильвестров В.В., Пластинин А.В., Рафейчик С.И. Влияние искусственных пор на параметры детонации эмульсионного взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53, No-2. С. 91-97.
2. Lefrancois A., Grouffal J-V., Bouinot P., Mencacci S. Temperature and pressure measurements comparison of the aluminized emulsion explosives detonation front and products expansion // Proc. 12th Symposium (Intern.) on Detonation. 2002. P. 432-439.
3. Сатонкина Н.П., Пруэлл Э.Р., Ершов А.П. и др. Эволюция электропроводности эмульсионных взрывчатых веществ при их детонационном превращении // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, No-3. С. 91-97.

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДОЖИГАНИЯ АНОДНЫХ ГАЗОВ В ПОДКОЛОКОЛЬНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ЭЛЕКТРОЛИЗЕРА

Дектерев Ар.А.¹, Дектерев А.А.^{1,2}, Необъявляющий П.А.^{1,3}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Сибирский Федеральный Университет, Красноярск

³ ООО ТОРИНС, Красноярск

e-mail: dek_art@mail.ru

Основные проблемы в эксплуатации системы газоудаления электролизеров Содерберг, связаны с неустойчивым процессом горения анодных газов, формированием отложений в трубопроводах системы газоотсоса. В результате неполного дожигания газов и смолистых веществ с канцерогенами, ухудшается атмосфера в зоне обслуживания электролизеров, интенсифицируется рост слоя горючих отложений по тракту, растет его аэродинамическое сопротивление.

Сложность эксплуатации систем дожигания и газоудаления на алюминиевых электролизерах Содерберга обусловлена нестабильностью технологических параметров электролизного производства (расход, состав, температура, плотность анодных газов, содержание смолистых веществ, разрежение в системе газоотсоса), отсутствием автоматизированных систем регулирования процесса дожигания.

В данной работе проводилась разработка численной модели горения анодных газов в газосборном колоколе (ГСК) алюминиевого электролизера. На основе предыдущего опыта авторов в моделировании турбулентного газового горения [1,2,3] была выбрана методика, основанная на RANS подходе моделирования турбулентности, в качестве модели горения использовалась модель Eddy Dissipation Concept (EDC) с многоступенчатым механизмом реагирования. Радиационный теплообмен учитывался посредством модели дискретных ординат. Расчетная методика была реализована в пакетах Ansys Fluent и STAR-CCM+.

Для адаптации модели проводились экспериментальные замеры таких параметров как компонентный состав, температура, давление и скорость газов в различных точках подколокольного пространства электролизера на рабочем режиме. В ходе проведения адаптации были выявлены особенности работы системы газоудаления связанные:

- с присутствием неорганизованных присосов воздуха через технологические лючки, неплотности фланцевых соединений и т.д.;
- с неравномерностью выхода газа с поверхности анода;
- с формированием в процессе работы электролизера отложений на изгибах труб системы газоудаления, что повышает гидравлическое сопротивление газопроводов.

Вышеописанные особенности были учтены в модели, что позволило получить достаточно хорошее соответствие результатов расчетов с данными натур-

ных замеров как по температуре и компонентному составу газов, так и по давлению и скорости потоков в пространстве под ГСК и в трубопроводах. На рисунках 1 и 2 представлены поля температуры для варианта проектной работы ГСК и варианта, учитывающего реальные условия работы системы соответственно.



Рис.1. Поле температуры для проектного варианта работы ГСК



Рис.2. Поле температуры с учетом реальных условий работы ГСК

После адаптации модель была использована для расчета рекомендованных оптимизированных вариантов конструкций с увеличенным диаметром трубопроводов, а также различных вариантов с дополнительной организацией подсосов воздуха для более полного дожигания анодного газа.

Список литературы

1. Dekterev A.A., Dekterev Ar. A., Minakov A.V. Comparative study of different combustion models for turbulent gas flames. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, p. 754.
2. Dekterev A.A., Dekterev Ar. A., Minakov A.V. Numerical simulation of industrial flames. *Abstracts, Mathematical and Informational Technologies, MIT-2016*, Serbia p.144-145.
3. Kokh S.N., Dekterev Ar.A, Sokol E, Potapov S. Numerical simulation of an oil-gas fire: A case study of a technological accident at Tengiz oilfield, Kazakhstan (June 1985–July 1986). *Energy Exploration & Exploitation*, January 2016; vol. 34, 1: pp. 77-98

СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ ГАЗИФИКАЦИЯ ВОДО-УГОЛЬНЫХ ТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Егоров Р.И., Зайцев А.С.

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

e-mail: rommel@tpu.ru

Перманентный рост населения Земли и сопутствующий рост потребления энергетических ресурсов постоянно требуют расширения ресурсной базы энергетики. Это обусловило рост интереса к использованию горючих промышленных отходов в качестве вторичного топлива. Миллионы тонн отходов углеобогащения, накопленных в отвалах, позволяют надолго перекрыть рост потребностей человечества. Однако, использование таких низкокалорийных и высокозольных топлив требует разработки новых эффективных методик их переработки. Использование традиционных подходов, вроде сжигания отходов в составе водо-угольных топлив или их газификации с использованием процессов Фишера-Тропша, Лурги и т.п. затруднено из-за высокой зольности отходов (зачастую достигающей 50%), что приводит к необходимости частой перезагрузки реакторов с полной остановкой процесса [1,2].

В данной работе мы предлагаем преобразовывать отходы углеобогащения и отработанные нефтепродукты в синтез-газ под действием мощного светового излучения [3,4]. Данный подход позволяет реализовать относительно «холодную» конверсию углеводородов при атмосферном давлении. В качестве источника накачки реактора может выступать солнечное излучение, собранное с помощью достаточно компактного концентратора.

Топливная смесь, состоящая из фильтр-кека угля марки Г и воды (до 40 вес.%), облучалась непрерывным и импульсным лазерным излучением (10 нс, до 200 мДж) на длине волны 533 нм. Интенсивность излучения варьировалась в диапазоне от 33 Вт/см² до 1300 Вт/см² для непрерывного излучения. При использовании импульсной накачки, плотность энергии светового излучения варьировалась в диапазоне от 2 до 18 Дж/см². Масса порции топливной суспензии составляла порядка 150-200 мг, что соответствует типичной капле, образующейся при распылении водо-угольного топлива в котельных агрегатах.

Конверсия топлива проводилась при комнатной температуре и нормальном атмосферном давлении. Зафиксированная капля топлива облучалась непрерывным излучением в течение 300 секунд (или подвергалась воздействию 250 лазерных импульсов с частотой 2.5 Гц). Данный подход позволял оценить влияние процессов испарения воды на эффективность газификации, а также оценить динамику прогрева топлива.

Непрерывное излучение приводило к быстрому нагреву поверхности капли в пятне излучения до 600-800°C, при средней температуре капли до 350°C. Нагрев запускал испарение воды и пиролиз угля. В связи с малой площадью пятна нагрева, парообразование и выход летучих компонентов угля затрудняли

доступ кислорода в область конверсии, препятствуя горению (не мешая, однако, производству СО).

В случае импульсного излучения, взаимодействие света с веществом носило характер микровзрывов, приводящих к тонкодисперсному распылению водо-угольной смеси. Параллельно с этим, абляция углерода с поверхности частиц угля, приводит к образованию достаточного большого количества СО.

Зависимость состава синтез-газа от интенсивности лазерного излучения для разных режимов подвода энергии показана на Рис. 1.

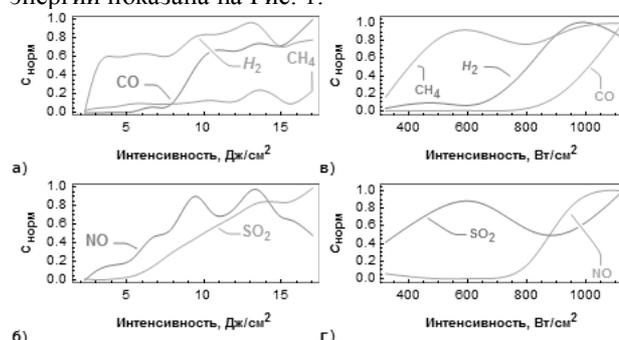


Рис. 1. Зависимость нормированных концентраций компонентов сингаза от интенсивности лазерного излучения для импульсного (а) и (б) и непрерывного (с) и (d) режимов накачки. Нормировочные множители представлены ниже:

Реж./комп	CO, нпм	H ₂ , нпм	CH ₄ , нпм	SO ₂ , нпм	NO, нпм
Непр.	4936	273	190	26	10
Имп.	5657	928	238	447	16

Было показано, что использование светового излучения позволяет при длительном воздействии конвертировать в сингаз до 30% массы образца топлива.

Простым повышением мощности световой накачки результаты могут быть легко масштабированы для случая потока капель водо-угольной суспензии, пролетающей через сетку лазерных пучков, облучающих топливо с разных сторон. При этом светоиндуцированная газификация не требует создания дорогостоящих конструкций, работающих в экстремальных условиях.

Список литературы

1. Bosmans A., Helsen L., Energy from waste: review of thermochemical technologies for refuse derived fuel (RDF) treatment // Proc. Venice 2010, Third Int. Sympos. On Energy from Biomass and Waste 2010.
2. Anhony D.B, Howard J.B. Coal devolatilization and hydrogasification // AICHE J V. 22 No. (1976) 625-56.
3. Egorov R.I., Strizhak P.A., The light-induced gasification of waste-derived fuel // Fuel, V.197 (2017) P. 28-30.
4. Zaitsev A.S., Egorov R.I., Strizhak P.A., Light-induced gasification of the coal-processing waste: Possible products and regimes // Fuel, V. 212 (2018) P. 347-352.

КИНЕТИКА РАЗЛОЖЕНИЯ ГОРЮЧИХ ГАЗОГИДРАТОВ ПРИ ТЕПЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Елистратов С.Л.^{1,2}, Глебов Р.А.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный технический университет

² Новосибирский государственный университет

e-mail: elistratov.sl@yandex.ru

Природные запасы метана в газогидратном состоянии по экспертным оценкам [1] составляют $2 \cdot 10^{16}$ м³, что превышает все до сих пор известные запасы газа, нефти и угля вместе взятые. Для актуализации практического применения газогидратных технологий необходимо располагать сведениями о кинетике их дегазации при тепловом воздействии.

На модернизированной установке [2] с использованием новых методов получены экспериментальные данные (см. рис.1-4) по кинетике дегазации образцов искусственно полученных газогидратов массой 1,2÷4 г на твердой сухой (титан) и жидкой (слой воды ~ 4 мм на твердой поверхности титана) горизонтальных поверхностях нагрева с температурами $T_w = 20, 90, 220$ и 550°C . В ходе опытов использовались микротермопары и тепловизор, производилась видеосъемка процессов.

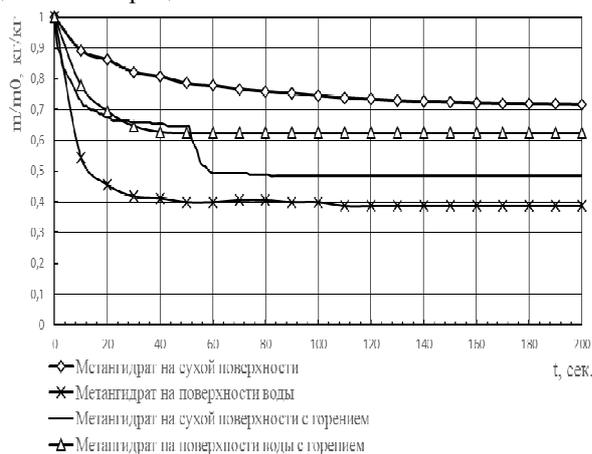


Рис. 1. Разложение метангидрата при $T_w = 20^\circ\text{C}$ (здесь и далее: m -текущее значение массы, m_0 - начальная масса исследуемого образца)

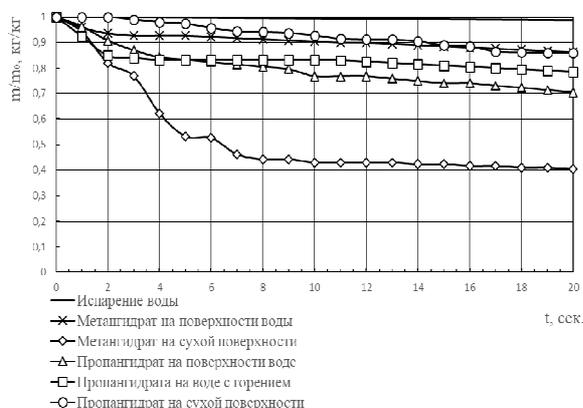


Рис. 2. Сравнительные данные для $T_w = 90^\circ\text{C}$.

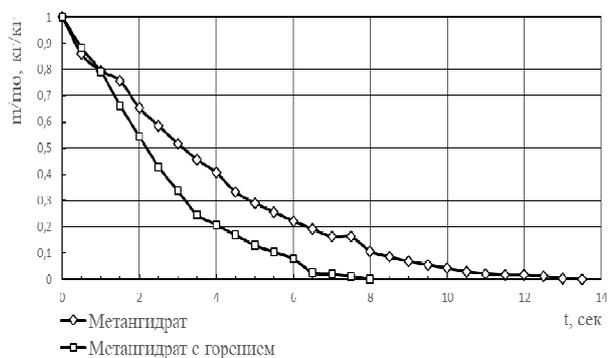


Рис. 3. Разложение метангидрата на твердой поверхности нагрева при $T_w = 220^\circ\text{C}$.

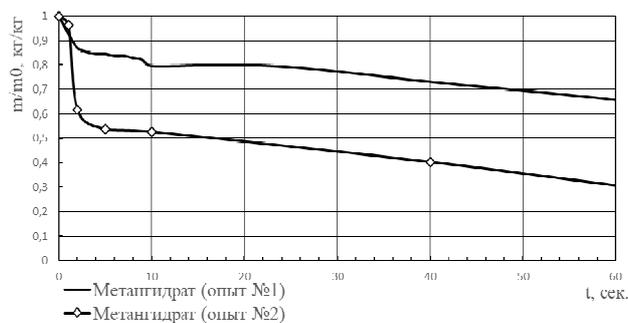


Рис.4. Разложение метангидрата при $T_w = 550^\circ\text{C}$.

Можно видеть, что максимальная скорость разложения газогидратов (рис.3) соответствует $T_w = 220^\circ\text{C}$, но при этом вместе с выделяющимся газом испаряется большое количество воды.

Контакт образца метангидрата с высокотемпературной поверхностью (рис.4) приводит к образованию разделяющей их сплошного тонкого слоя газообразного метана, вызывающего эффект «скольжения» по поверхности нагрева. При этом внешняя поверхность образцов в процессе дегазации во всех сериях опытов имеет температуру существенно ниже 0°C .

Сделан вывод о возможности без предварительной регазификации осуществлять прямое сжигание горючих газогидратов в топочных устройствах.

1. Якуцени В.П. Газогидраты – нетрадиционное газовое сырье, их образование, свойства, распространение и геологические ресурсы // Нефтегазовая геология. Теория и практика. – 2013. – Т.8. – №4.
2. Nakoryakov V. E. Experimental investigation of the nonstationary desorption of water-salt solutions in the spheroidal state / V. E. Nakoryakov and S. L. Elistratov // Journal of Engineering Thermophysics. – 2009. – Vol. 18, № 2. – P. 87-92.

Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00124).

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ КОМПОЗИТНЫХ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ УГЛЯ И МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ДРЕВЕСИНЫ В ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКЕ

Янковский С.А., Кузнецов Г.В., Зенков А.В.

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

E-mail: andreyzenkov@mail.ru

На сегодняшний день в РФ доля мировых запасов угля составляет 19%, а его использование на ТЭС 26% [1]. Для многих тепловых электростанций уголь является привозным, этот факт приводит к увеличению стоимости энергоресурсов для потребителей в 1,5 – 2 раза (в зависимости от региона). В энергетической стратегии России на период до 2035 года обоснована необходимость снижения доли привозных ресурсов в региональных топливно-энергетических балансах [1]. Требования данной стратегии предписывают увеличение производственных объемов тепловой и электрической энергии с использованием возобновляемых источников энергии до 4,5%.

Известно [1], что древесина является возобновляемым источником энергии при рациональном использовании, а объем запасов ее в России превышает 80 млрд. куб. м. Отходы ее переработки составляют более 30 млн. куб. м в год. В тоже время в районы, обладающие большим потенциалом древесной биомассы, поставляются жидкие и твердые топлива для местных тепловых электрических станций. Интерес к энергетическому применению биомассы вызван следующими факторами – ужесточение экологических требований и стандартов, рост цен на первичные энергоносители.

Подготовка исследуемых образцов проводилась в соответствии с ГОСТ 10742-71 с последующим просеиванием в соответствии с ГОСТ 3306-88. Размер частиц исследуемых порошков угля составил менее 80 мкм, опилок – менее 200 мкм [2].

Измельченные образцы угля марки 2Б (Бородинское месторождение) и отходы лесопромышленного производства (мелкодисперсная древесина) были проанализированы и проведен элементный анализ каждого топлива в отдельности, с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) JEOL JSM-6000 [2]. Смеси измельченных частиц угля и древесины загружались при определенных массовых концентрациях в оцинкованный барабан планетарной мельницы Pulverisette 6 с шарообразными мелющими телами диаметром 5 мм в массовом соотношении 1:1. Процесс смешения осуществлялся в течение семи минут при скорости вращения 500 об/мин. Затем выполнялся технический анализ полученного композитного топлива.

Выполнен синхронный термический анализ, на установке Netzsch STA 449 F3 Jupiter (Netzsch, Germany), навесок композитных топлив, масса каждой по 20 мг. Скорость увеличения температуры термического воздействия на навеску с композитным топливом составляла 10°C/мин, а максимальная температура – 1100°C [3].

Определена степень реактивности композитных топлив по методике [4], температура воспламенения, индекс зажигания, индекс выгорания.

Была определена энергия активации E_a композитного топлива методом [5].

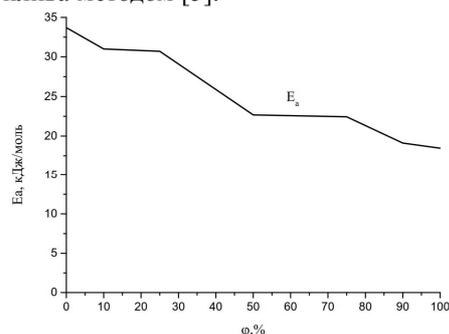


Рис. 1. Энергия активации при термическом разложении композитных топлив по отношению к чистому углю (ϕ – доля древесины)

Выявлено влияние концентрации древесины на кинетические, энергетические характеристики и параметры выделяемых антропогенных газов при термическом разложении композитного топлива. Установлено, что увеличение концентрации древесины в композитном топливе до 50 %, снижает энергию активации в два раза, а увеличение до 90 % - в шесть раз.

Результаты проведенного анализа дают возможность на стадиях выбора состава композитного топлива на основе угля и древесины его классифицировать по применению для сжигания в топках паровых котлов.

Список литературы

1. Долгушин И.А. Исследование и совершенствование схемы ТЭС с котлом ЦКС для повышения эффективности и улучшения экологических показателей: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.14. - М., 2014. - 166 с.
2. Yankovsky S. A. Research of Heating Rates Influence on Layer Coal Gasification of Krasnogorsky And Borodinsky Coal Deposit// MATEC Web of Conferences. — Les Ulis: 2015. — V. 37. P.4
3. Yankovsky, S., Matveev, A., Tolokolnikov, A., Zenkov, A. Research of wood waste concentration influence on composite fuel energy characteristics based on low-grade 2b coal from "borodinsky" deposit// MATEC Web of Conferences. 2016. V.92. DOI: 10.1051/mateconf/20179201036.
4. Medic D, Darr M, Shah A, Potter B, Zimmerman J. Effects of torrefaction process parameters on biomass feedstock upgrading. Fuel. 2012; 91:147–54. DOI: 10.1016/j.fuel.2014.07.181.
5. Ganduglia-Pirovano MV, Hofmann A, Sauer J (2007) Oxygen vacancies in transition metal and rare earth oxides: current state of understanding and remaining challenges. Surf Sci 62(6):219–270

Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки РФ, в рамках реализации проекта
№13.7644.2017/БЧ

ВЛИЯНИЕ НАНООКСИДНЫХ ДОБАВОК НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ТЕРМОРАЗЛОЖЕНИЯ НИТРАТА АММОНИЯ

Зенков А.В.¹, Мишаков И.В.^{1,2}, Громов А.А.^{1,3}

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск

² Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск

³ Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва

E-mail: laryk070@gmail.com

Нитрат аммония имеет широкое применение в химической промышленности [1] и играет важнейшую роль в ряду энергетических материалов [2]. Известно, что механизм термического разложения нитрата аммония сильно зависит от различных факторов среды, а также природы иницирующих и каталитических добавок [3]. При вариации состава (типа) добавок скорость термического разложения нитрата аммония может изменяться в широких пределах [4]. Так, в работе [5] установлено, что нанодисперсные порошки металлов Cu и Ni (а также их совместное использование) оказывали ускоряющий эффект на процесс термораспада NH_4NO_3 . Промотирующее действие процесса выражалось в смещении начальной температуры разложения нитрата аммония в область меньших температур. Упомянутые каталитические добавки также способствовали снижению температуры, характеризующей максимальное тепловыделение. В то же время, оксиды металлов, известные своей способностью катализировать различные твердофазные превращения, также представляют интерес в качестве возможных агентов, промотирующих процесс разложения неорганических солей [6].

Цель настоящей работы заключалась в исследовании каталитического действия нанодисперсных оксидов металлов – NiO, CuO и Co_3O_4 – на характеристики процесса термического разложения нитрата аммония NH_4NO_3 (ГОСТ 22867-77).

Синтез наноксидных добавок проводили методом осаждения из водного раствора соответствующих солей (нитратов). В качестве осадителя использовали 0.5 М раствор карбоната натрия. Полученный осадок тщательно отмывали, сушили в течение суток при комнатной температуре и далее прокаливали при 500°C (2 часа). По данным РФА, синтезированные нанодисперсные порошки представлены следующими фазами: NiO, CuO и Co_3O_4 . На рис. 1 представлены снимки РЭМ, согласно которым средний размер первичных частиц в образцах составил 10-30 нм.

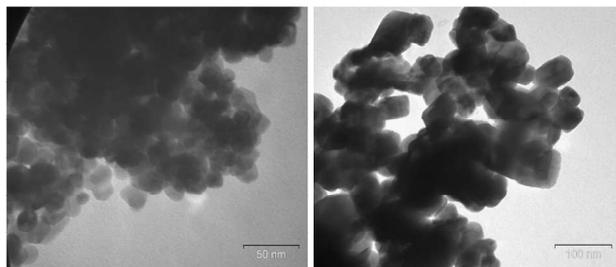


Рис. 1. Снимки РЭМ нанодисперсных оксидов: слева – NiO; и справа – CuO.

Каталитическую добавку вводили в состав образца методом механического смешения. Порошок NH_4NO_3 интенсивно перемешивали в течение 5 минут с оксидами металлов (CuO, NiO, Co_3O_4). Массовая доля каталитической добавки в полученной смеси составляла 95%. В качестве образца сравнения также была приготовлена смесь, содержащая 95 мас.% NH_4NO_3 и 5 мас.% инертного оксидного носителя – $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($S_{\text{уд}} = 0.5 \text{ м}^2/\text{г}$)

Исследование процесса терморазложения проводилось с использованием синхронного термического анализатора Netzsch STA 449 F3 Jupiter (Германия). Все эксперименты были выполнены в идентичных условиях, при скорости нагрева образца 5 °C/мин в корундовом тигле (масса образца 12 мг) в интервале температур 25-1000 °C. Эксперименты проводили в атмосфере аргона при скорости потока 60 мл/мин.

Согласно полученным результатам, введение 5% наноксидных добавок (CuO, NiO и Co_3O_4) приводит к значительному смещению кривой терморазложения NH_4NO_3 в низкотемпературную область. Максимальный сдвиг по температуре для пика разложения нитрата составил 80 °C в случае добавления NiO, в то время как минимальное влияние оказал оксид кобальта ($\Delta T = 60 \text{ °C}$). Таким образом, добавление небольшого количества нанодисперсных оксидов способствует заметному ускорению процесса разложения энергетической системы на NH_4NO_3 .

Список литературы

1. Teipel, U. *Energetic materials*. Wiley, ISBN 978-3-527-60493-7, (2006).
2. S. Desilets, P. Brousseau, D. Chamberland, S. Singh, H. Feng, R. Turcotte, K. Armstrong, J. Anderson *Analyses of the thermal decomposition of urea nitrate at high temperature // Thermochim. Acta 2011 V. 521 (1–2), P. 59–65.*
3. D.G. Patil, S.R. Jain, T.B. Brill *Decomposition of Energetic Materials 56. On the Fast Thermolysis Mechanism of Ammonium Nitrate and its Mixtures with Magnesium and Carbon // Propellants Explos. Pyrotech. 1992 V. 17 (3), P. 99–105.*
4. Попок В.Н. Влияние добавок на скорость горения нитратных высокоэнергетических композиций при атмосферном давлении // *Бутлеровские сообщения*. 2014. Т.37. №3 С. 57-62.
5. Gromov A.A., Strokova Y.I., Kabarin A.G., Vorozhtsov A.B., Teipel U. *Experimental study of the effect of metal nanopowders on the decomposition of HMX, AP and AN // Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 2009, V. 34 (6), P. 506-512.*
6. Sinditskii V.P., Egorshv V.Yu., Serushkin V.V., Levshenkov A.I., Berezin M.V., Filatov S.A., Smirnov S.P. *Evaluation of decomposition kinetics of energetic materials in the combustion wave // Thermochimica Acta 2009, V. 496 (1-2), P. 1-12.*
7. Shaikhutdinov Sh.K., Avdeeva L.B., Novgorodov B.N., Zaikovskii V.I., Kochubey D.I. *Nickel catalysts supported on carbon nanofibers: Structure and activity in methane decomposition // Catal. Lett. 1997. V.47. №1. P. 35-42.*

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда (проект №16-19-10316).*

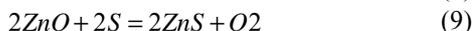
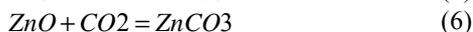
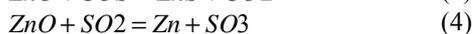
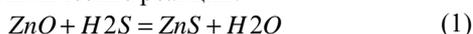
АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ РЕАКТОРА ГОРЯЧЕЙ СЕРООЧИСТКИ СИНТЕЗ ГАЗА

Каграманов Ю.А., Тупоногов В.Г., Рыжков А.Ф., Осипов П.В., Киктев Е.К.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург

e-mail: KagramanovYA@yandex.ru

В данной работе был проведен аналитический расчет термодинамики горячей сухой сероочистки синтез газа. Были рассмотрены следующие потенциальные химические реакции:



Рассчитывались зависимости константы равновесия и степени завершенности (степени диссоциации) каждой реакции от температуры.

Проводился расчет равновесного состава синтез газа на выходе из реактора при разных температурах сероочистки и разном составе входящего потока рабочего тела.

Зависимости констант равновесия от степени завершенности реакции приведены в Таблице 1 [1, 2].

Таблица 1

№	Реакция	$K_p = f(\alpha)$
1	$\text{ZnO} + \text{H}_2\text{S} = \text{ZnS} + \text{H}_2\text{O}$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$
2	$\text{ZnO} + \text{CH}_4 = \text{Zn} + \text{CO}_2 + \text{H}_2$	$\frac{\alpha^3}{(1-\alpha)(1+\alpha)^2}$
3	$\text{ZnO} + \text{COS} = \text{ZnS} + \text{CO}_2$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$
4	$\text{ZnO} + \text{SO}_2 = \text{Zn} + \text{SO}_3$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$
5	$\text{ZnO} + \text{CO} = \text{Zn} + \text{CO}_2$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$
6	$\text{ZnO} + \text{CO}_2 = \text{ZnCO}_3$	$\frac{2-\alpha}{1-\alpha}$
7	$\text{ZnO} + \text{H}_2 = \text{Zn} + \text{H}_2\text{O}$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$
8	$\text{ZnO} + \text{C} = \text{Zn} + \text{CO}$	$\frac{\alpha}{2}$
9	$2\text{ZnO} + 2\text{S} = 2\text{ZnS} + \text{O}_2$	$\frac{\alpha}{4-\alpha}$
10	$\text{ZnO} + \text{CS}_2 = \text{ZnS} + \text{CO} + \text{S}$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$

Зависимости константы равновесия и степени завершенности реакции для реакции (1) представлены на Рис. 1, Рис. 2.

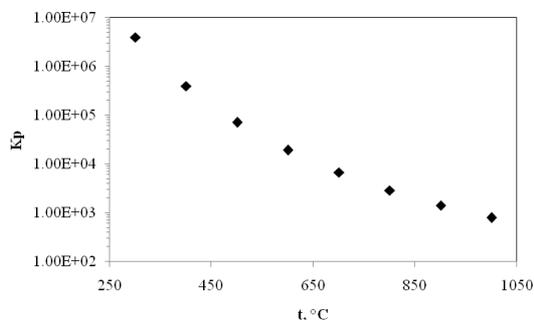


Рис. 1

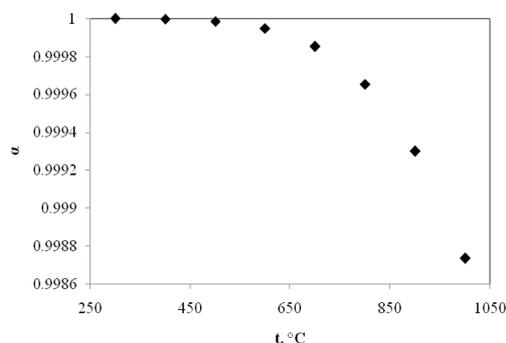


Рис. 2

Зависимость степени завершенности реакции для реакции (8) представлена на Рис. 3 штрихпунктирной линией.

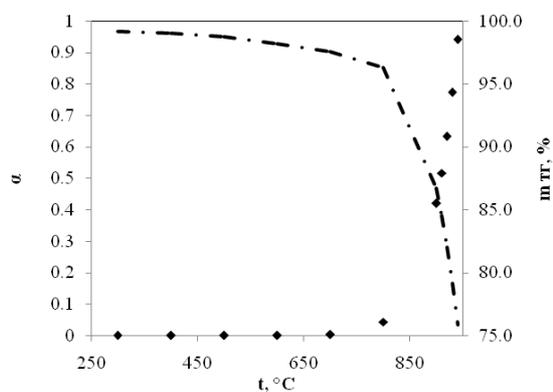


Рис. 3

Результаты аналитического расчета реакции (8) подтверждаются опытными данными, зафиксировавшими резкое падение массы навески, состоящей из смеси порошка окиси цинка и активированного угля с пиком двуокиси углерода в отводимом газе в температурном диапазоне 850 - 1000 °C (см. Рис. 3).

Список литературы

1. Есин О.А., Гельд П.В. Физическая химия пирометаллургических процессов. М.: Metallurgizdat, 1950.
2. Зимон А.Д. Физическая химия. М.: АГАР, 2003.

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ПРИ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ КОНВЕРСИИ ДРЕВЕСНОГО ТОПЛИВА

Козлов А.Н.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения РАН, Новосибирск

e-mail: Alexanderkozlov1072@gmail.com

При описании процессов термохимической конверсии на первый план выступает корректная запись кинетических уравнений, для которых необходимо определить кинетические коэффициенты, отражающие как химические, так и физические стадии протекания реакций в реакторе. Под кинетическими параметрами подразумеваются коэффициенты в уравнении Аррениуса (предэкспоненциальный множитель, энергия активации, порядок реакции). Кинетические коэффициенты позволяют получить информацию о закономерностях процессов и разработать их математическое описание. Для успешного применения математических методов необходимо знать механизм термического разложения топлив, который представляет собой набор последовательно-параллельных реакций. Индивидуальное исследование, которых затруднено методическими трудностями их разделения. Эти затруднения можно обойти, используя модели вероятного механизма протекания реакций в процессе термохимической конверсии топлив. Кроме того, существенное влияние на механизм разложения топлив оказывают условия проведения данного процесса (среда, изотермический или динамический режим нагрева, скорость нагрева и т.д.) [1].

Распространенным средством исследования механизма и кинетики процессов термохимического превращения твердого топлива является метод термического анализа. [2].

Инструментальные исследования по определению кинетики конверсии древесного топлива проводили с использованием комплекса синхронного термического анализа STA 449 F1, совмещенного с квадрупольным масс-спектрометром QMS 403 C Aeolos (ЦКП «Высокотемпературный контур»).

В работе был исследован механизм образования компонентов газовой фазы при пиролизе сосновых опилок. При этом опилки нагревались до заданной конечной температуры (280, 320, 360, 400, 440°C), при которой задавалась изотермическая выдержка равная 1 ч (рис. 1).

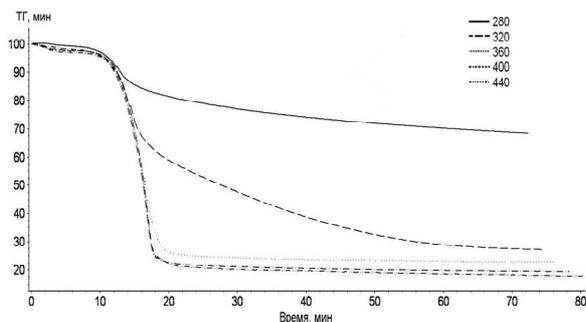


Рис. 1. Термогравиметрические кривые горения древесины

В ходе конверсии регистрировались образующие газообразные продукты. Анализ масс-спектров показал, что при повышении значения температуры изотермической выдержки увеличивается количества стадий образования индивидуальных газообразных компонентов. Так, например, образование метана при изотермической выдержки 280 и 320°C наблюдается один пик. С увеличением температуры до 360, 400 °C образование метана происходит в две стадии, а при 440°C уже три стадии (рис. 2).

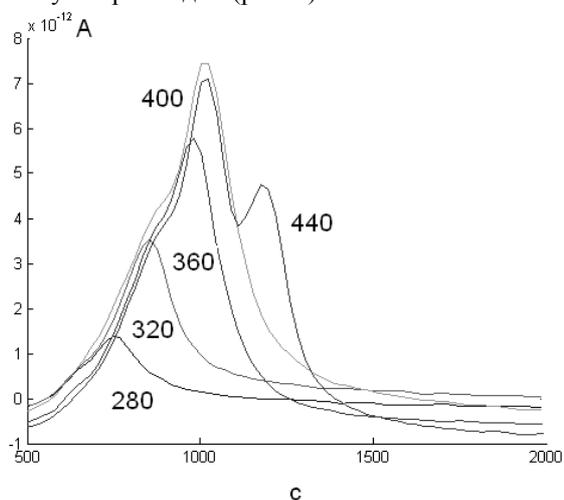


Рис.2. Масс-спектр метана, полученный при разной температуре изотермической выдержки

Стоит отметить, что стадийный механизм наблюдается и для других компонентов газовой фазы (вода, оксиды углерода и т.д.). С использованием программного пакета Netzsch thermokinetics были определены значения кинетических коэффициентов с предположением вероятного механизма, а также определена кинетика образования компонентов газовой фазы при пиролизе древесины.

Список литературы

1. Progress in thermochemical biomass conversion / ed. by A.V. Bridwater. – Oxford: Blackwell Science Ltd. 2004. 1693 p.
2. Sestak J. The quandary aspects of non-isothermal kinetics beyond the ICTAC kinetic committee recommendations // *Thermochemical Acta*. 2015. V. 611. P. 26 – 35.

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

ТЕРМОГРАФИЯ ФАКЕЛА ПРИ СЖИГАНИИ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА В ИСПАРИТЕЛЬНОМ ГОРЕЛОЧНОМ УСТРОЙСТВЕ С ГАЗИФИКАЦИЕЙ

Копьев Е.П.¹, Агафонцев М.В.², Лобода Е.Л.², Шадрин Е.Ю.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Томский государственный университет

e-mail: kopyev.evgeniy@mail.ru

В Институте теплофизики СО РАН был предложен способ сжигания жидкого топлива с использованием перегретого водяного пара, при котором происходит газификация углеродосодержащих частиц неполного сгорания жидких углеводородов [1]. Подача перегретого водяного пара в зону горения жидких углеводородов резко интенсифицирует горение. При этом обеспечивается устойчивое воспламенение, высокая полнота сгорания топлива и низкое содержание токсичных компонентов в продуктах сгорания. Такой способ сжигания является перспективным для утилизации низкокачественных жидких углеводородных топлив и горючих производственных отходов с получением тепловой энергии.

Важной характеристикой процесса горения является распределение температуры в камере сгорания и во внешнем факеле горелочного устройства, позволяющие выявить особенности процесса сжигания. В данной работе, в продолжение предыдущих работ авторов [1-2], с использованием ИК-термографии проведены исследования тепловых характеристик факела жидкотопливного испарительного горелочного устройства (см. рис. 1) при подаче в зону горения газовой струи. В качестве окислителя применялся сжатый воздух с целью сопоставления с результатами для режима с подачей перегретого водяного пара [3].

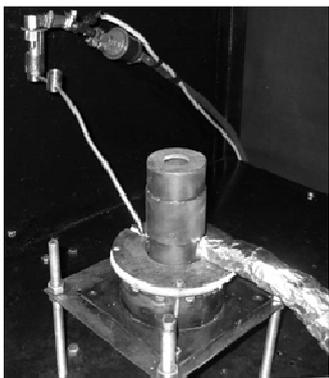


Рис. 1. Горелочное устройство испарительного типа

В качестве топлива использовалось стандартное дизельное топливо. Исследования выполнялись на огневом стенде, оснащённом горелочным устройством (10 кВт), электрическим нагревателем воздуха (средняя потребляемая мощность 1.5 кВт), автоматизированной системой управления нагревателя воздуха, системой подачи топлива, электронными весами – для контроля расхода топлива, системой подачи сжатого воздуха из общей магистрали посредством ре-

дуктора (рабочее давление 7 атмосфер) и ротаметра (максимальный измеряемый объем газа 10 л/мин), а также необходимыми контрольно-измерительными приборами.

Для измерения температуры в высокотемпературном факеле горелочного устройства использовалась тепловизионная камера фирмы FLIR специальной серии JADE J530SB. Данный прибор имеет высокое временное разрешение: частота кадров до 177 Гц при максимальном разрешении 320x240 пикселей и до 18 кГц при разрешении 320x4 пикселей. Минимальное время экспозиции кадра 6 мкс. Рабочий диапазон тепловизора находится в среднем ИК-диапазоне 2.5-5.0 мкм. Диапазон измерения температур тепловизора определяется калибровками и составляет 583-1773 К (для выбранного узкополосного дисперсионного оптического фильтра F0616 с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм). Для определения эффективного коэффициента излучения одновременно с измерениями тепловизором в контрольных точках (на оси горелочного устройства $r = 0$, на высоте $x = 30$ мм от среза горелки) регистрировалась температура с помощью платиновой-платинородовой термопары типа В (600...1600°C) с диаметром термоэлектродов 300 мкм.

В результате исследований установлена зависимость эффективного коэффициента излучения пламени от расхода подаваемого воздуха. Выявлено влияние параметров воздуха (расход и температура) на температуру во внешнем факеле горелочного устройства, проведено сопоставления с результатами для режима с паровой газификацией.

Список литературы

1. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52. № 3. С. 37-44
2. Anufriev I., Arsentyev S., Vigriyanov M., Kopyev E., Sharypov O. Burning of substandard liquid hydrocarbons with steam gasification // MATEC Web of Conferences. – 2017. – Vol. 115. – Article No. 03013. – 4 p.
3. Anufriev I.S., Arsentyev S.S., Agafontsev M.V., Kopyev E.P., Loboda E.L., Shadrin E., Sharypov O.V. Thermography of flame during diesel fuel combustion with steam gasification // Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – Vol. 925. – Article No. 012014. – 6 p.

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

ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ УГЛЕЙ И ГОРЕНИЯ МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ УГЛЕЙ МИКРОПОМОЛА

Бурдуков А.П., Бутаков Е. Б., Кузнецов А.В.

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

В настоящее время, большинство угольных ТЭЦ работают с использованием нефтепродуктов для запуска и поджигки котла во время работы. Стоимость этих нефтепродуктов значительно превышает стоимость самого угля, а значит введение новых технологий, позволяющим исключить нефтепродукты из энергетических процессов, протекающих на ТЭЦ, является актуальным.

Технология механоактивационного измельчения, исследуемая в ИТ СО РАН, позволяет исключить газ или мазут из цикла работы промышленного котла, эта технология проверена на крупном огневом стенде мощностью 5МВт. В результате экспериментов было получено, что механоактивированный уголь обладает повышенной химической активностью, воспламеняется и горит с последующим выходом на автотермический режим подобно газомазутному топливу. [1]

Актуальным остается вопрос о реакционных характеристиках углей, полученных при механоактивационном измельчении и влиянии эффекта механоактивации на воспламенение и последующее горение угля. В данной работе проводятся исследования угля по двум различным методикам: определение температуры самовоспламенения углей в вертикальной трубчатой печи, рисунок 1, и термогравиметрический анализ, рисунок 2.

Эксперименты проводились для углей различной степени метаморфизма, начиная от бурого и заканчивая антрацитом, перед испытаниями определялся состав углей.

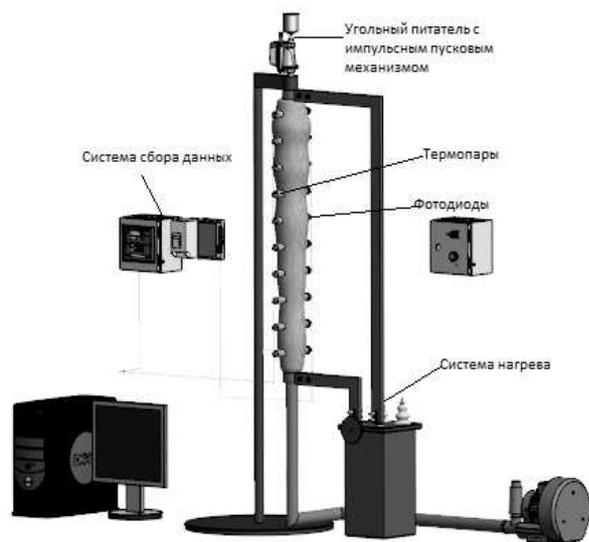


Рис. 1. – Вертикальная трубчатая печь.

Эксперименты на вертикальной трубчатой печи показали, что при механоактивационном измельче-

нии изменяется температура воспламенения проб углей, а по результатам ТГА стоит отмечено, что энергия активации угольного топлива зависит от его измельчения и меняется в процессе его выгорания.



Рис. 2. – Синхронный термический анализатор, совмещенный с квадрупольным масс-спектрометром.

Получены значения температур воспламенения и кинетические характеристики углей различной стадии метаморфизма и типа полома.

Эксперименты показали значительное улучшение качества угольного топлива, прошедшего механоактивационное измельчение, что позволяет эффективно его использовать в технологии замещения газа и мазута.

Список литературы

1. Burdukov A.P., Butakov E. B., Popov V.I., Chernetskiy M. Yu., Chernetskaya N. S. The use of mechanically activated micronized coal in thermal power engineering // Thermal Science. – 2016. - Vol. 20. – P. 23 – 33.

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

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НА ПРОЦЕССЫ ПЛАВЛЕНИЯ И ДЕТОНАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ АЛЮМИНИЯ

Федоров А.В., Лаврук С.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

e-mail: lavruks@mail.ru

Частицы алюминия в виду своих высокоэнергетических характеристик имеют широкое применение в различных отраслях промышленности. Одним из способов применения является использование ультрадисперсного алюминия как одного из компонентов топлива, в результате чего представляет интерес влияние теплофизических характеристик алюминия на процессы плавления и горения микро и наночастиц. Как известно, с уменьшением размеров наночастиц возможно изменение некоторых теплофизических свойств, так называемый масштабный эффект.

Существуют несколько подходов для моделирования процессов протекающих в наночастицах. Одним из способов является метод молекулярной динамики [1, 2]. Другим способом моделирования процессов взаимодействия с наноразмерными частицами является феноменологический подход [3, 4].

Ранее была предложена модель, позволяющая определить тепловую историю наночастиц, помещенных в высокотемпературное поле [3]. Также в работе [5] проведен анализ структур детонационных волн в газозвесах микро- и наночастиц. Однако при этом не анализировалось влияние представления теплофизических параметров на процессы плавления и роль этих процессов в распространении детонации. Данное исследование посвящено изучению влияния представления коэффициента теплоемкости на результаты численного моделирования.

Работа была проведена в два этапа. На первом этапе проводилось феноменологическое исследование плавления наночастиц алюминия. Ранее в работе [2] методами молекулярной динамики были найдены коэффициенты теплоемкости и теплопроводности для наночастиц алюминия в диапазоне от 1 до 7 нм. Эти данные были обработаны и использовались в расчетах [3], в результате чего были построены зависимости времени плавления от размера частиц. В настоящей работе проведен параметрический расчет, позволяющий определить влияние представления коэффициента теплоемкости на процесс плавления. Использовались 3 способа описания коэффициента теплоемкости: константой, с помощью теплофизических параметров для наночастиц [2], а так же с использованием аппроксимации данных $c_p(T)$ для объемного материала, взятых из [6].

Из анализа распределения температур в частице было выявлено, что различное представление коэффициента теплоемкости практически не влияет на время плавления частиц. Имеется некоторое влияние на распределение температуры в частице, которое дает различия по температурам вдоль частицы на величину порядка 100К и более, но такие разбросы были получены только на моменты времени, близкие к моменту плавления. Аналогичные исследования были проведены для наночастиц золота и железа, кото-

рые показали схожие закономерности, что и для наночастиц алюминия.

Вторым этапом проводилось исследование влияния представления коэффициента теплоемкости на структуру детонационной волны для микронных и наноразмерных частиц алюминия. Используемая модель была описана в [5]. Так как рассматривались частицы размером 50 нм и более, то масштабными эффектами, которые возникают при использовании частиц менее 20 нм можно пренебречь, в результате чего было исследовано 2 случая представления коэффициента теплоемкости: с помощью константы, а так же в виде функции $c_p(T)$ для объемного материала. Исследование проводилось, как для наночастиц, так и для микронных частиц.

Было установлено, что использование функции $c_p(T)$ незначительно замедляет процесс воспламенения наночастиц диаметром 50 нм, в сравнении с моделью, где используется постоянный коэффициент теплоемкости частиц $c_{p2}=880$ Дж/кг·К. Однако в дальнейшем горение протекает при схожих условиях для обеих моделей, и значительного влияния переменной теплоёмкости не наблюдается ни на давление в детонационной волне, ни на распределение температур.

Для частиц 1 мкм аналогично имеется незначительная разница во времени воспламенения частиц, однако она также достаточно быстро устраняется. Расчеты показали некоторое увеличение давления в плоскости Чепмена – Жуге с 55 атм. при $c_{p2}=\text{const}$ до 62 атм. при учете зависимости $c_p(T)$, что не влияет на остальные характеристики детонации, в частности, характерные времена скоростной и тепловой релаксации.

Список литературы

1. Федоров А.В., Шульгин А.В., Лаврук С.А. Исследование физических свойств наночастиц железа при плавлении и кристаллизации // Физика металлов и металловедение. 2016. Т.118, №6. С. 603-609.
2. Федоров А.В., Шульгин А.В. Молекулярно-динамическое и феноменологическое моделирование нагрева нанообъекта алюминия // Физика горения и взрыва. 2016. Т.52, № 3. С. 45-50
3. Федоров А.В., Шульгин А.В., Лаврук С.А. Описание плавления наноразмерных образцов алюминия // Физика горения и взрыва. 2016. Т.52, №4. С. 94-100.
4. Wu B., McCue S. W., Tillman P., Hill J. M. Single phase limit for melting nanoparticles // Appl. Math. Modell. 2009. V. 33. p. 2349–2367.
5. Федоров А.В., Хмель Т.А. Моделирование плоских волн детонации в газозвеси наноразмерных частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2018. Т.54, №2.
6. Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах // М.: Металлургия, 1989, 384 с.

Работа поддержана РНФ (грант № 16-19-00010).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА ТЕРМОДЕСТРУКЦИИ УГОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ В ПРИСУТСТВИИ НИТРАТА МЕДИ

Ларионов К.Б.¹, Мишаков И.В.^{1,2}, Громов А.А.^{1,3}

¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск

² Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск

³ Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва

E-mail: laryk070@gmail.com

Известно [1-2], что интегрирование иницирующих добавок в виде неорганических солей в состав углей различного типа приводит к интенсификации процесса окисления, что способствует снижению начальной температуры возгонки летучих соединений и их зажиганию. В предыдущей работе [3] нами было выдвинуто предположение, что разложение добавки $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ на ранней стадии процесса (около 200 °С) способствует более ранней термической деструкции угольных частиц, содержащих большое число микро- и макропор.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования эволюции структурных характеристик образцов углей, модифицированных нитратом меди, при их частичном окислении в условиях термопрограммируемого нагрева.

В работе был использован образец бурого угля марки 2Б Бородинского месторождения Канско-Ачинского угольного разреза. Исходный образец измельчали в шаровой мельнице и затем фракционировали на ситах с размером ячеек менее 80 мкм. В таблице 1 приведены технические характеристики исследуемого образца, измеренные согласно стандартным методам [4].

Таблица 1 – Состав исходного образца угля

Характеристика	Ед. измерения	Значение
Аналитическая влага	масс. %	1,0
Летучие соединения		39,8
Зольность		4,5
Углерод		54,7

Иницирующая добавка $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ наносилась на образец угля методом пропитки по влагоемкости в водно-спиртовом растворе. После смешения угли высушивались в сушильном шкафу при температуре 105 °С в течение 20 часов. Содержание $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ в приготовленном образце составляло 5 мас.% (в пересчете на сухую соль).

Экспериментальное исследование проводилось с помощью муфельной в атмосфере воздуха в течение одного часа. Образцы размещались в идентичных по размеру керамических тиглях (масса образца 1 г). Температура нагрева образцов составляла 190 °С. Температурный режим эксперимента выбран на основании ранее полученных данных термического анализа, выполненного с помощью синхронного термического анализатора Netzsch STA 449 F3 Jupiter (Германия).

На рисунке 1 представлены результаты изменения убыли массы углей после их частичного окисления.

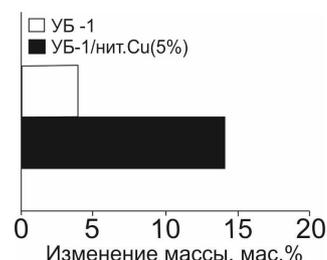


Рис. 1. Изменение массы исследуемых образцов углей после их частичного окисления. УБ-1 – исходный образец бурого угля, УБ-1/нит.Сu(5%) – модифицированный образец.

Полученные результаты указывают на существенную потерю массы модифицированного образца. Так, для образца УБ-1/нит.Сu(5%) изменение массы составило 14%, для образца УБ-1 – 4%.

На рисунке 2 представлены снимки растровой электронной микроскопии исследуемых образцов, полученных с помощью прибора SEM JSM-6460LV (JEOL, Japan).

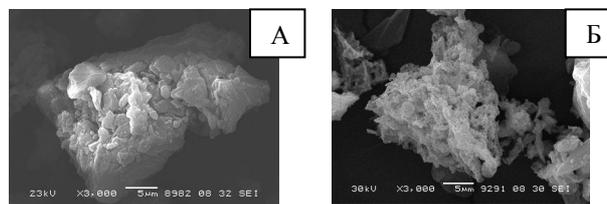


Рис. 2. Микрофотографии исследуемых образцов углей: А – образец УБ-1, Б – образец УБ-1/нит.Сu(5%).

По данным РЭМ (рис. 3.3.2) видно, что добавка $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ при термическом разложении в составе образца УБ-1 способствовала значительному изменению внутренней и поверхностной структуры частиц угля.

Список литературы

- Guo Q., Liu Y., Jia W., Yang M., Hu X., Ryu H.J. Performance of ca-based oxygen carriers decorated by K_2CO_3 or Fe_2O_3 for coal chemical looping combustion // *Energy Fuels*, 2014, V. 28, P. 7053–7060.
- Yin K., Zhou Y.M., Yao Q.Z., Fang C., Zhang Z.W. Thermogravimetric analysis of the catalytic effect of metallic compounds on the combustion behaviors of coals // *React. Kinet. Catal. Lett.*, 2012, V.106, P.369–377.
- Larionov K.B., Mishakov I.V., Gromov A.A., Zenkov A.V., Glaktionov V.L. Research of lignite oxidation kinetic parameters modified by CuSO_4 and NaNO_3 initiation additives // *MATEC Web of Conferences*, 2017, V. 110, 01048.
- Li Q., Lin Y., Exergy analysis of the LFC process // *Proc. International Heat*, 2016, V.108, P.348-354.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Минобрнауки РФ, в рамках реализации проекта
№13.7644.2017/БЧ*

ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ СИСТЕМЫ ГАЗИФИКАЦИИ НИЗКОСОРТНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Левин А.А., Козлов А.Н.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Иркутск
e-mail: lirt@mail.ru

Существенная доля стоимости установленной мощности и эксплуатационных издержек реализованных установок газификации твердых топлив приходится на системы очистки генераторного газа. В связи с этим необходимо развивать либо существующие системы газоочистки, либо разрабатывать альтернативные технологии термохимической конверсии биомассы, которые в априори подразумевают получение газа приемлемого качества для использования в тепловых машинах. Одной из таких технологий является технология многоступенчатой газификации, которая за счет ступенчатой организации процесса, позволяет получать газ с минимальным содержанием смолистых продуктов [1]. Определяющей ступенью многоступенчатой газификации биомассы является пиролиз, который, как правило, организован в отдельном реакторе со шнековым перемещением топлива по нему [2]. Реакторы дожигания осмоленного пиролизного газа и газификации древесного угля составляют единую конструкцию. При этом встает вопрос организации эффективного процесса сжигания пиролизного газа. В разрабатываемой авторами конструкции многоступенчатого газогенератора (рис.1) предусмотрено, что осмоленный пиролизный газ через обогреваемый канал поступает в струйное устройство, в который также подается нагреваемый до 500°C воздух и происходит процесс горения газа.

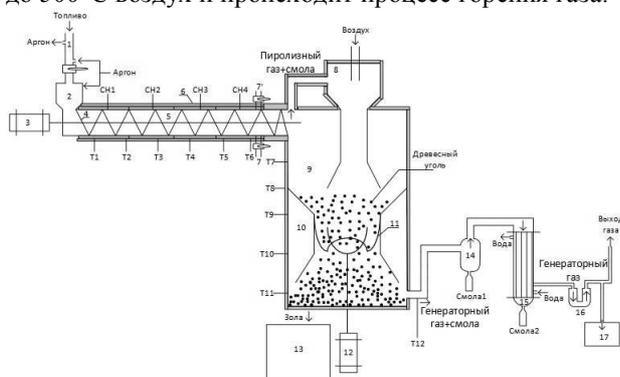


Рис. 1. Принципиальная схема многоступенчатого газогенератора: 1. топливный бункер, 2. накопитель топлива, 3. привод шнека, 4. шнек, 5. реактор пиролиза, 6. Теплоизоляция, 7. пробоотборник древесного угля, 7'. порт отбора газовых проб, 8. струйное устройство, 9. реактор дожигания пиролизного газа и смолы, 10. реактор газификации, 11. шуровка, 12. привод шуровки, 13. зольник, 14. циклон, 15. теплообменник, 16. фильтр, 17. газовый хроматограф. T1-T12 – термопары. СН1-СН4 – секции нагрева пиролизера.

Организация процесса газификации древесного угля является типичной для слоевых реакторов.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований на лабораторном стенде пиролиза биомассы в шнековом реакторе и реакторе дожигания осмоленного пиролизного газа, результаты математического моделирования этих реакторов, а также приведена верификация разработанных моделей.

С точки зрения конструкции пиролизер представляет собой рекуперативный теплообменник. Для описания кинетики пиролиза и транспортировки летучих продуктов внутри частиц древесины и их переноса в газовую фазу использовались кинетические коэффициенты, которые были получены с использованием методов термического анализа (ЦКП «Высокотемпературный контур»). Для расчета струйного устройства использовалась стандартная методика, описанная в работе [3].

В качестве среды моделирования применялось программное обеспечение Comsol Multiphysics. Средства вычислительного пакета Comsol Multiphysics позволяют проводить расчеты стационарных режимов, в том числе и параметрические, задавая различные начальные условия. На рис. 2. приведен пример рассчитанных полей скорости газа в выходной камере эжектора, при различном расходе пиролизного газа.

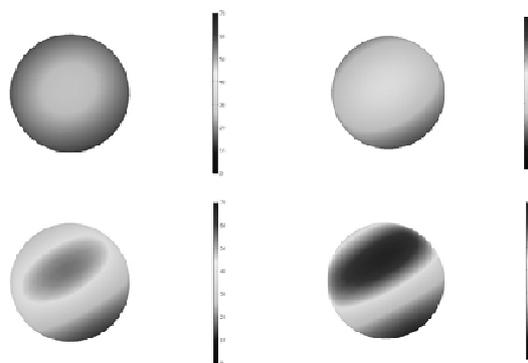


Рис. 2. Профиль скорости движения газа в выходном сечении эжектора при расходе пиролизного газа – 1, 2, 3 и 4 г/с

Список литературы

1. Heidenreich S., Foscolo P.U. New concepts in biomass gasification // Progress in Energy and Combustion Science. 2015. V. 46. P. 72-95
2. Aramideh S., Xiong Q., Kong S.-Ch., Brown R.C. Numerical simulation of biomass fast pyrolysis in an auger reactor // Fuel. 2015. V. 156. P. 234-242
3. Успенский В.А. Кузнецов Ю.М. Струйные вакуумные насосы. М.: Машиностроение. 1973. 144 с.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-10227).

УПРОЩЕННЫЕ МОДЕЛИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Минаев С.С.¹, Серещенко Е.В.², Фурсенко Р.В.², Марута К.³

¹ Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

² Институт теоретической и прикладной механики им. С.А.Христиановича СО РАН, Новосибирск

³ Тохоку университет, Сендай, Япония

e-mail: minaevss@yahoo.com

Исследования турбулентного горения предварительно перемешанных бедных смесей газов имеют важные приложения, связанные с проектированием двигателей внутреннего сгорания и газовых турбин с пониженными выбросами NOx и высокой эффективностью [1]. Основные трудности в моделировании турбулентного горения, как и в других задачах описания турбулентного движения, связаны с широким диапазоном пространственно-временных масштабов явления. Кроме того, из решения многих задач на основе детального численного моделирования иногда трудно выделить наиболее важные физические процессы, ответственные за поведение пламени, из-за влияния связанных процессов нестационарного вихревого течения, химической кинетики, транспортных процессов и других. В то же время, основные характеристики поведения пламени в вихревых нестационарных течениях вполне могут быть описаны в рамках упрощенных моделей, ставящих целью выделить основные механизмы явления. В данной работе применяется упрощенная модель для описания процессов зажигания и последующего распространения пламени в течении с регулярными вихрями. Ранее данный подход позволил объяснить физический механизм нелинейного изменения скорости распространения пламени с ростом интенсивности турбулентности [2,3]. В этих работах рассматривалось распространение пламени в регулярной цепочке вихрей. Волна горения описывалась в рамках диффузионно-тепловой модели с одностадийной кинетикой химических реакций. Было показано, что при увеличении интенсивности вихревого движения скорость распространения искривленного пламени сначала возрастает, достигает максимума, и затем, снова уменьшается вплоть до затухания. Этот же подход, примененный к описанию зажигания и дальнейшей эволюции пламени в вихревом поле [4], позволил объяснить резкое возрастание минимальной энергии зажигания в зависимости от интенсивности турбулентности, наблюдаемое в экспериментах [5]. Было показано, что задача зажигания в вихревых потоках существенно отличается от задач зажигания в покоящемся газе, которые хорошо исследованы. В работах по зажиганию в покоящемся газе, справедлив классический критерий зажигания, основанный на том, что для воспламенения необходимо нагреть слой газа около источника до адиабатической температуры в слое, с толщиной примерно равной тепловой толщине ла-

минарного пламени [6]. В присутствии вихревого течения этот критерий оказывается несправедлив, поскольку дальнейшая эволюция пламени может привести к его затуханию из-за критических градиентов скорости или растяжения пламени [2,3,5].

Моделирование, выполненное в данной работе, позволило выделить основной механизм гашения пламени, формирующегося после зажигания, и объяснить резкое увеличение минимальной энергии зажигания при достижении критического значения интенсивности вихревого движения. Показано, что пламя после зажигания имеет вид отдельных струй, которые распространяются в сдвиговом течении между вихрями. При интенсивном вихревом течении большие градиенты скорости (растяжение потока) вблизи лидирующей точки пламенной струи приводят к гашению и прекращению горения. Критическое значение растяжения пламени, оказывается близко к значениям, полученным в системах с противопоточными горелками [7], что позволяет сформулировать простой критерий для нахождения критических значений интенсивности вихревого течения, при котором наблюдается резкое увеличение минимальной энергии зажигания.

Список литературы

1. Heywood J.B. Internal Combustion Engine Fundamentals //McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. New York, 1988.
2. Kagan L., Sivashinsky G. Flame Propagation and Extinction in Large-Scale Vortical Flows// Combustion and Flame, 120:222–232 (2000)
3. Sivashinsky G., Some developments in premixed combustion modeling//Proceedings of the Combustion Institute, Volume 29, 2002, pp. 1737-1761.
4. Sereshchenko E., Fursenko R., Minaev S., Shy S. Numerical simulations of ignition in turbulent flow//Combustion Science and Technology, 2014, 186.
5. Shy S., Liu C.C., Shih W.T. Ignition transition in turbulent premixed combustion// Combustion Flame. 2010, 157: 341.
6. Вильямс Ф.А. Теория горения// Под ред. Новикова С.С. и Ю.С.Рязанцева М.: Наука, 1971. 615 с.
7. Minaev S., Fursenko R., Ju Y., Law C.K. Stability analysis of near-limit stretched premixed flame// J.Fluid Mechanics 2003. Vol.488, pp.225-244.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Министерства образования и науки РФ (проект
RFMEFI58417X0031).*

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ГРАНУЛ И ОДНОРОДНОСТИ ИХ СОСТАВА НА ДИССОЦИАЦИЮ ГИДРАТА МЕТАНА

Мисюра С.Я., Морозов В.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: misura@itp.nsc.ru

Газовые гидраты в природных и искусственных условиях образуются при высоких давлениях и низких температурах, которые обеспечивают их равновесное состояние. Наиболее часто встречаются три вида структуры газовых гидратов: кубическая (sI); кубическая (sII); гексагональная (sH). Газовые гидраты выгодно хранить и транспортировать в гранулированном состоянии. Температура хранения гранул напрямую связана с себестоимостью технологии. Известно, что самые низкие скорости распада при хранении данного сырья достигаются при температуре 263 К [1]. Кроме этого, скорость диссоциации зависит от размера гранул, толщины слоя порошка, морфологии льда, температуры и давления. Экспериментальные данные по измерению кристаллических форм с применением электронного микроскопа представлены в [1]. Скорость диссоциации уменьшается на несколько порядков при возникновении «самоконсервации». При явлении «самоконсервации» возникают аномально низкие скорости распада в области температурного окна отжига (228 К-270 К) [2, 3].

Частицы гидрата метана производились в автоклаве при температуре 274 К и давлении 6 МПа. Полученный порошок вынимался из автоклава, дробился и помещался в реактор повторно. Произведённые гранулы фильтровались ситами для получения фиксированного размера. Диапазон заданного диаметра изменялся в пределах 30 %. Рабочий участок с порошком располагался на весах. Внутренний диаметр рабочего участка 60 мм. Начальная массовая концентрация порошка соответствовала 11-12 %. Формула элементарной ячейки $2D*6T*46H_2O$ ($2(5^{12}) + 6(5^{12}6^2)$) с рассмотрением рёбер и граней кристаллов. Гидрат метана соответствовал структуре sI.

При диссоциации гидрата метана масса порошка уменьшается, так как при распаде выделялся метан. Изменение массы образца регистрировалось весами. Внутри слоя порошка (вблизи центральной оси и вблизи и боковых стенок) располагались термодатчики, которые позволяли определять среднюю температуру порошка. Температура поверхности порошка измерялась с помощью тепловизора.

В настоящее время отсутствуют систематические исследования диссоциации, когда скорость распада гидрата метана зависит одновременно от нескольких факторов: размера гранул, высоты слоя порошка и температуры.

Цель настоящей работы: получение экспериментальных зависимостей скорости диссоциации для различного состава гранул. Проведение экспериментов в широком диапазоне толщины слоя порошка от 1 до 30 мм. Получение температурных полей внутри слоя образца при диссоциации.

Показано, что увеличение толщины слоя порошка приводит к резкому уменьшению скорости распада. Уменьшение интенсивности диссоциации связано с тем, что при толстом слое порошка образуется высокий поперечный градиент температуры и центральная область слоя длительное время находится в режиме «самоконсерваций». Наиболее высокие скорости диссоциации достигают для тонкого слоя, толщина которого равна 1-2 диаметрам гранул.

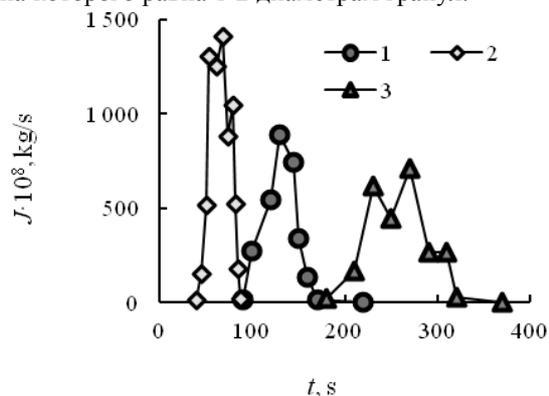


Рис. 1 Изменение потока метана от времени для различного гранулированного состава: 1) 60 % массы - 0.1 мм и 40 % массы - 1 мм; 2) 100 % mass for $d = 0.1$ мм; 3) 30 % массы - 0.1 мм; 30 % массы - 1 мм и 40 % массы - 2 мм.

На Рис. 1 приведены экспериментальные данные для скорости диссоциации J при различном составе гранул гидрата метана. Как видно, J имеет максимальное значение для однородного состава гранул с минимальным диаметром частиц (кривая 2). Наименьшая скорость распада соответствует неоднородному составу с большим процентным составом крупных гранул (кривая 3). При изменении состава и размера гранул положение t для максимума J изменяется. Также изменяется и ширина Δt , которая характеризует полное время распада. Наименьшее значение Δt соответствует кривой 2.

Полученные экспериментальные данные помогут совершенствовать существующие технологии и методики, определяющие кинетику диссоциации. Экономически более выгодно хранить и транспортировать газовые гидраты с большим диаметром гранул и большой высотой слоя порошка.

1. Kuhs WF, Genov G, Staykova DK, Hansen T. Ice perfection and onset of anomalous preservation of gas hydrates. *Phys.Chem.Chem.Phys.* 6 (2004) 4917–4920.
2. S.Y. Misyura, The influence of porosity and structural parameters on different kinds of gas hydrate dissociation, *Scientific Reports* 6 (2016) 30324.
3. Nakokov VE, Misyura SY, Elistratov SL. Combustion of methane hydrates, *Journal of Engineering Thermophysics* 22 (2013) 87-92.

Работа поддержана грантом РФФ № 15-19-10025.

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ИСКРОВОГО ЗАЖИГАНИЯ АЭРОВЗВЕСИ ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ

Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.

Томский государственный университет, Томск

e-mail: Moiseeva_KM@t-sk.ru

В настоящей работе численно решена задача искрового зажигания аэровзвеси порошка алюминия. Целью работы являлось определение критических условий зажигания порошка алюминия в зависимости от размера и массовой концентрации частиц.

Постановка задачи основана на физико-математических постановках [1, 2] и формулировалась для следующих допущений. Предполагается, что в воздухе равномерно распределена монодисперсная взвесь порошка алюминия с начальной массовой концентрацией частиц ρ_{kb} , начальным размером частиц $r_{Al,0}$. Нитевидный мгновенный источник зажигания расположен в центре. Внешняя граница расчетной области полагается бесконечно удаленной от источника зажигания. Потерями тепла на электроды пренебрегается. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры [1]. Горение частиц алюминия описывается на основе экспериментальных данных [3], воспламенение частицы алюминия происходит при достижении ею температуры зажигания T_{kz} . Скорость гетерогенной химической реакции на частицах описывается с учетом массообмена [4]. Учитывается тепловое и динамическое взаимодействие между частицами и газом. Полагается, что при горении частицы алюминия радиус алюминия в частице r_{Al} уменьшается, радиус самой частицы r_k растет за счет нарастания оксидного слоя. До начала химических реакций в частице $r_k = r_{Al,0}$.

Математическая постановка задачи для заданных допущений определяется системой уравнений, записанной в цилиндрической системе координат, и состоящей из уравнений неразрывности для газа, сохранения импульса и энергии для газа и частиц, баланса массы кислорода и частиц в смеси, уравнений счетной концентрации частиц и состояния газа. В уравнениях, определяющих математическую постановку задачи, правые части, отвечающие за химическое взаимодействие газа и частиц, определяются через радиус алюминия в частице, слагаемые, определяющие инерционное и тепловое взаимодействие определяются через радиус самой частицы, состоящей из алюминия и оксидного слоя. Радиус частицы и радиус алюминия, оставшегося в частице после выгорания, определялись согласно [2]. Задача решалась численно с использованием методов [5, 6]. Метод решения и выбор расчетной сетки соответствовали работе [1].

В расчетах варьировались радиус частиц алюминия $r_{Al,0}$ и массовая концентрация порошка на единицу объема ρ_{kb} . Из расчетов определялась минимальная энергия искры, необходимая для зажигания и дальнейшего распространения фронта горения по аэ-

ровзвеси. Пример полученных результатов расчета представлен на рис. 1.

На рис. 1 представлена зависимость минимальной энергии искрового зажигания порошка алюминия от начальной массовой концентрации частицы для частиц радиуса $r_{Al,0} = 0.6 \text{ мкм}$ (кривая 1) и 0.5 мкм (кривая 2). Видно, что увеличение размера частиц приводит к увеличению минимальной энергии, необходимой для зажигания и последующего распространения фронта горения в аэровзвеси алюминия. С увеличением массовой концентрации частиц и стремлению коэффициента избытка окислителя к единице (стехиометрическая смесь, $\rho_{kb} \approx 0.274 \text{ кг/м}^3$) минимальная энергия искрового зажигания стремится к одному и тому же значению и практически перестает зависеть от ρ_{kb} .

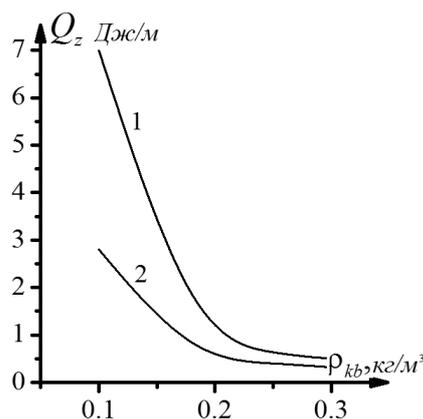


Рис. 1. 1 - $r_{Al,0} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, 2 - $r_{Al,0} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$

Список литературы

1. Моисеева К. М., Крайнов А. Ю. Численное моделирование искрового зажигания аэровзвеси угольной пыли// Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 2. С. 61–70.
2. Порязов В.А., Крайнов А.Ю., Крайнов Д.А. Математическое моделирование горения пороха Н с добавлением порошка алюминия// Инженерно-физический журнал. 2015, Т. 88, № 1. С. 93-101.
3. Беляев А. Ф., Фролов Ю. В., Коротков А. И. О горении и воспламенении частиц мелкодисперсного алюминия// Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 3. С. 323–329.
4. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987.
5. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976.
6. Крайко А.Н. О поверхностях разрыва в среде, лишенной 'собственного' давления// Прикладная математика и механика. 1979, Т. 43, № 3. С. 500-510.

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

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ПАРОВОЙ КОНВЕРСИИ УГЛЯ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ НАНОПОРИСТЫХ СОРБЕНТОВ

Никитин А.Д., Рыжков А.Ф.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

e-mail: nikitin.a.d@yandex.ru

Одной из глобальных современных проблем является увеличение антропогенного загрязнения окружающей среды. В связи с этим непрерывно происходит ужесточение экологического законодательства. Актуальным является разработка технологий очистки промышленных выбросов. Эффективным сорбентом является активированный уголь, имеющий на порядок большую площадь поверхности по сравнению с сырьем за счет образования пор размером менее 100 нм. Помимо освоенных отраслей применения активированного угля – водоочистки и очистки природных и промышленных газов от соединений серы, разрабатываются новые технологии: очистка дымовых газов тепловых станций от ртути [1] и улавливание CO_2 [2]. Основным способом получения активированного угля является паровая конверсия подготовленного сырья в горизонтальных вращающихся барабанных печах при температуре 800–1000°C [3]. Подготовка заключается в выделении определенной фракции, для мелких фракций – грануляции, и последующей карбонизации. Более простым, но менее производительным вариантом является паровая конверсия в слое. Предлагаются перспективные способы получения активированного угля в топках котлов тепловых электростанций при обработке паром слоя угля, нагреваемого за счет теплоты, которая выделяется при сжигании основного топлива [4]. Однако комплексные исследования влияния режимных параметров при данной организации процесса на характеристики продукта, с учетом новых областей его применения, в литературе не описаны. Целью данной работы является исследование влияния режима паровой конверсии древесного угля полифракционного состава на характеристики продуктов процесса.

В качестве исходного материала использовался древесный уголь, полученный при пиролизе в ретортах в течении 2 ч при температуре 550°C. Паровая конверсия осуществлялась в моделирующем элементе слоя лабораторном реакторе, представляющем вертикальный цилиндрический канал диаметром 60 мм и высотой 600 мм, обогреваемый нихромовой проволокой. Уголь массой 200 г загружается сверху и образует на решетке слой высотой около 400 мм, снизу подается перегретый до 650–750°C водяной пар с расходом 1 кг/ч. В неплотности соединения происходит подсос воздуха, составляющий около 20% от расхода пара. Содержание в выделяющемся синтез-газе H_2 , CO , CH_4 , CO_2 , O_2 измерялось газоанализатором «Гамма». Проведен ряд опытов при температурах 800 и 900°C в течение 20–90 мин.

Полученные кривые убыли массы и состав синтез-газа (экспериментальный и равновесный, рассчитанный по [5]) показаны на рис. 1. Средний состав синтез-газа в ходе конверсии не изменялся и практически совпадал при обеих температурах.

Для полученных углей на приборе Quantachrome Nova 1200e сняты изотермы десорбции азота и методами БЭТ и БДХ определены площади поверхности и объемы микро-, мезо- и макропор и построены зависимости пористой структуры от степени конверсии.

В результате анализа адсорбционной активности полученных углей по йоду, мелассе и метиленовому синему выявлено, что для производства удовлетворяющих ГОСТ марок активированных углей необходимо осуществлять конверсию при 900°C.

Методом термогравиметрического анализа на приборе NETZSCH STA 449F3 проведен сравнительный анализ термической устойчивости и реакционной способности исходного и активированного углей в окислительной, инертной и восстановительной средах. Активированный уголь имеет повышенную устойчивость по сравнению с исходным и может применяться до 300°C в окислительной среде и до 700°C в инертной и восстановительной средах.

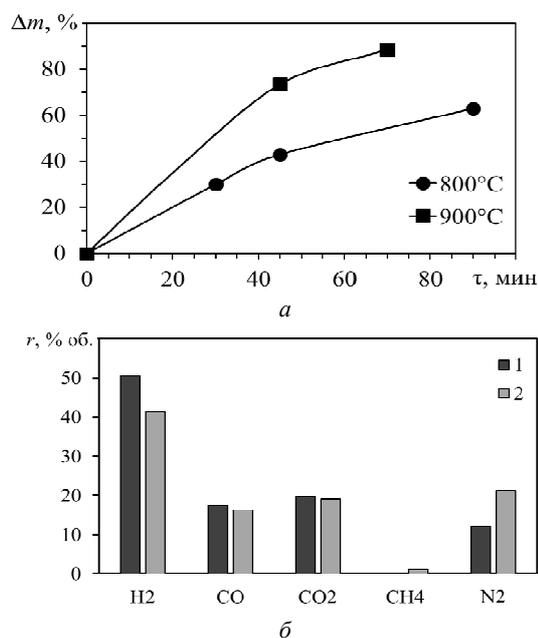


Рис. 1. Кривые убыли массы (а) при температурах 800 и 900°C и состав синтез-газа (б): 1 – расчет по [5], 2 – эксперимент.

- Mercury removal by bio-char based modified activated carbons / M. De et al. // Fuel. 2013. Vol. 103. P. 570–578.
- Flue-gas carbon capture on carbonaceous sorbents: toward a low-cost multifunctional carbon filter for green energy producers / M. Radosz et al. // Ind. Eng. Chem. Res. 2008. V. 47. P. 3783–3794.
- Кинле Х., Бадер Э. Активные угли и их промышленное применение. Л.: Химия, 1984. 216 с.
- Активирование угля в топке с механической решеткой / К.В. Осинцев и др. // Пром. энергетика. 2012. № 7. С. 28–31.
- Трусов Б.Г. Программная система Тетра для моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // III Межд. симп. «Горение и плазмохимия». Алматы, 2005. С. 52–57.

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНОГО БУРОГО УГЛЯ И КОМПОЗИТОВ В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗОВЫХ СРЕДАХ**Пономарева А.А.¹, Лесных А.В.¹, Ковалько Н.Ю.², Шилова О.А.²,
Урюпин Г.В.¹, Бабушок В.И.¹**¹ Дальневосточный федеральный университет, Владивосток² Институт химии силикатов РАН, Санкт-Петербург

e-mail: ponomareva.aa@dvvfu.ru

Уголь представляет собой сложную дисперсную систему, состоящую из трех основных частей: органической массы, влаги и минеральных компонентов, которые, находясь во взаимодействии, определяют в целом его физико-химические свойства [1]. Характерной особенностью процесса горения угля является сильный самопроизвольный разогрев реакционной системы вследствие экзотермического теплового эффекта происходящих в ней окислительно-восстановительных реакций. Однако, известно [2], что окисление твердого топлива может происходить и при невысоких температурах. При этом, свойства газовой среды, в которой происходит термическое разложение твердого топлива, оказывают сильное влияние на протекающие процессы и, как следствие, на состав выходящих летучих компонентов. Взаимосвязь различных этапов и процессов термического превращения твердого топлива представляет огромный интерес для уточнения и разработки кинетических моделей горения угля и углесодержащего топлива [3].

Целью работы являлась оценка влияния состава газовой среды при термическом разложении угольных частиц малого размера и композитного материала с низкой общей влажностью.

В рамках исследований мелкодисперсного угля и смеси угля и битума выполнен ряд экспериментальных работ, в ходе которых изучены теплофизические характеристики материалов, составы газовых продуктов термического разложения в различных средах. Подобные методики также были использованы в предыдущих работах [4, 5].

Мелкодисперсную фракцию угля получали путем размалывания кускового бурого угля Павловского месторождения. Для этих целей использовалась планетарная мельница Fritsch (Германия) с двумя держателями. Материал использованных стаканов и шаров – агат. Режим помола: первый этап – 15 мин и 5 мин перерыва, последующие этапы – 30 мин и 5 мин перерыва. После каждого этапа помола порошок перемешивался и распределялся на мельющих телах для равномерного измельчения порошка и предотвращения его уплотнения. Общее время помола составило 135 мин.

Определение компонентов газовых продуктов реакций проводилось методом ИК-спектроскопии. Инфракрасные спектры поглощения газовыми продуктами реакций термодеструкции образцов получали с помощью прибора TGA-HP150s (США), который оснащен Фурье-спектрометром Nicolet iS10 FT-IR (Spectrometer Thermo Electron Corporation, США). Методика исследования заключалась в следующем: образец массой около 1 грамма помещался в керами-

ческом тигле в реакционную печь, которая разогревалась с постоянной заданной скоростью нагрева 5°С/мин до температуры 800°С, затем еще 1 час образец выдерживался при постоянной температуре. Эксперименты выполнялись в среде воздух-азот (в объемном соотношении 3:1 и 1:1) и в среде диоксида углерода при атмосферном давлении. В ходе всего эксперимента с помощью спектрометра записывались ИК-спектры с заданной периодичностью. При этом газовые продукты из реакционной камеры по нагретой до 180°С металлической трубке попадали в нагретую до 120°С газовую кювету спектрометра. В результате измерений получены синхронизируемые данные процесса изменения химического состава выходящих газов, которые образовались в условиях непрерывного равномерного нагрева образцов и постоянной газовой атмосферы.

Таким образом, в работе определены основные характеристики (влажность, зольность, низшая теплота сгорания) мелкодисперсного бурого угля и композита на его основе с добавлением битума, также определен химический состав продуктов термического разложения для каждого из исследуемых образцов при различных температурах и в различных атмосферах. Дополнительно оценены температуры, при которых наблюдаются максимумы поглощения ИК-излучения для каждого из обнаруженных компонентов (H₂O, CO₂, CO, CH₄ и др.) газовых смесей, полученных на выходе из реакционной камеры. Обнаружено влияние состава газовой среды на температурный диапазон и скорость выхода таких компонентов, как монооксид углерода и метан, а также на интенсивность выделения диоксида углерода и воды.

1. Федорова Н.И., Михайлова Е.С., Малышева В.Ю., Исмагилов З.Р. Влияние зольности каменных углей на качественные характеристики их ИК-спектров // Вестник Кузбасского государственного технического университета. 2016. № 2. С. 111-116.
2. Белосельский Б.С., Соляков В.К. Энергетическое топливо // М.: Энергия, 1980. 162 с.
3. Бойко Е.А., Пачковский С.В. Кинетическая модель термического превращения твердых органических топлив // Журнал прикладной химии. 2004. Т. 7. Вып. 9. С. 1558-1567.
4. Пономарева А.А., Мажукин А.К., Лесных А.В., Цой К.А., Штым К.А. Исследование термического разложения углесодержащих материалов с помощью ИК-спектроскопии // Сборник трудов X международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2017». 2017. Санкт-Петербург. С. 17-19.
5. Ponomareva A., Lesnykh A., Tsoy K., Urjupin G., Babushok V., Shtym K. Thermal behavior and combustion properties of coal-containing composite materials // Proceedings Fourteenth International Conference on Flow Dynamics. 2017. Sendai, Japan. P. 208-209.

Работа поддержана РФФИ (грант № 17-08-01207).

ВЛИЯНИЯ ИЗОКОНВЕРСИОННОГО И ИНТЕГРАЛЬНОГО МЕТОДОВ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОКИСЛЕНИЯ УГЛЯ

Слюсарский К.В., Губин В.Е., Гвоздяков Д.В., Толокольников А.А.

Национальный исследовательский томский политехнический университет, Томск

e-mail: konstantinsv@tpu.ru

Использование новых технологий конверсии твердого топлива требует знания точных кинетических характеристик процессов конверсии топлива [1]. Для их определения используется несколько методов [2]. При этом вид используемого метода может оказать значительное влияние на результат. В данной работе представлено сравнение значений кинетических констант процесса окисления каменного угля марки Т дифференциальным и интегральным изоконверсионными методами.

Для исследования использовался каменный уголь марки Т Алардинского месторождения. Технический и элементный состав топлив, в пересчете на рабочую и сухую беззольную массу соответственно, определялся согласно стандартным методикам [3] (таблица 1).

Таблица 1 – Технический и элементный состав

Тех. состав, масс. %				Элем. состав, масс. %				
A*	M*	VM*	FC*	C	H	N	S	O
16,5	0,3	13,1	70,1	69,1	2,2	2,5	<1	14,3

Исходное топливо измельчалось и просеивалось для получения фракции менее 80 мкм. Микрофотографии полученных порошков приведены на рис.1. Видно, что крупные частицы имеют вытянутую форму с относительно ровной поверхностью и налипшими мелкими частицами размером менее 5 мкм.

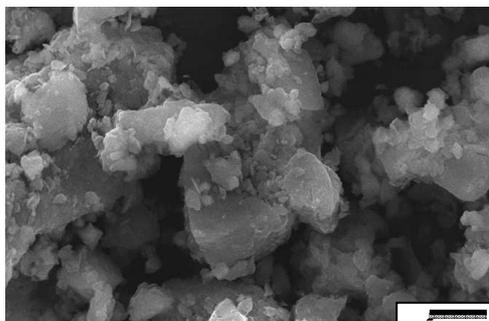


Рис.1 – Микрофотографии образца с приближением $\times 1000$.

Измерения проводились с помощью совмещенного термического анализатора Netzsch STA 449 C Jupiter в среде воздуха при скоростях нагрева 2,5, 10, 25 и 40 °С/мин в температурном диапазоне 50-1000 °С. Масса навески – 10-25 мг – выбиралась таким образом, чтобы избежать возникновение диффузионного сопротивления слоя топлива.

Кинетические параметры процесса конверсии – энергия активации и предэкспонент – определялись дифференциальным методом Фридмана и интегральным методом КАС (Киссинджер-Аахира-Саноуза [2]). ТГ-кривые процесса для различных скоростей приведены на рис. 2.

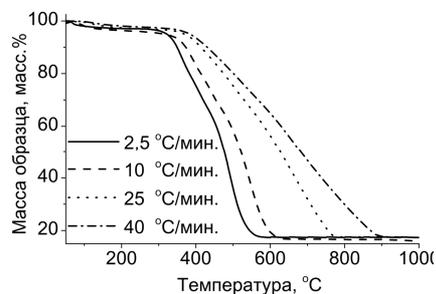


Рис.2 – ТГ-кривые процесса окисления образцов угля.

Зависимости значений энергии активации реакции окисления от конверсии приведены на рис. 3.

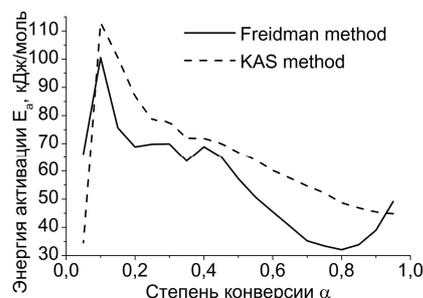


Рис.3 – Зависимость энергии активации процесса окисления угля от степени конверсии.

Значения энергии активации, полученные методом КАС, превышают значения, полученные методом Фридмана в среднем на 20 %, за исключением данных для значений степени конверсии 0,05 и 0,95. При этом наибольшая разница – порядка 30 % – наблюдается в диапазоне степеней конверсии 0,65-0,85, соответствующей стадии выгорания топлива. Аналогичные зависимости были получены для значений предэкспонента.

Были получены зависимости энергии активации и предэкспонента от конверсии двумя методами. Значения кинетических констант, полученные методом КАС, превышают значения, полученные методом Фридмана в диапазоне степеней конверсии 0,1-0,9.

Список литературы

1. Feroso J., Corbet T., Ferrara F., Pettinau A., Maggio E., Sanna A. Synergistic effects during the co-pyrolysis and co-gasification of high volatile bituminous coal with microalgae // *Energy Convers. Manag.* 2018. V. 164. P. 399-409.
2. Vyazovkin S., Burnham A.K., Criado J.M., Pérez-Maqueda L.A., Popescu C., Sbirrazzuoli N. ICTAC Kinetics Committee recommendations for performing kinetic computations on thermal analysis data // *Thermochim. Acta.* 2011. V. 520. P. 1-19.
3. Николаева В.И., Буваков К.В., Табакаев Р.Б. Методы исследования свойств твердых топлив: учебное пособие // Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2013. 92 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках реализации проекта №13.7644.2017/БЧ.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ
В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОГО ПАРОГЕНЕРАТОРА**

Счастливцев А.И., Борзенко В.И.

Объединенный институт высоких температур

e-mail: h2lab@mail.ru

Использование водородно-кислородной генерации водяного пара для перегрева пара стационарных паровых турбин с целью повышения их эффективности и маневренности впервые рассмотрено в [1], однако создание таких парогенераторов требует решения целого ряда проблем, среди которых одними из главных являются обеспечение надежного охлаждения и высокой полноты сгорания водорода в кислороде. Исследование тепловых процессов в теплонапряженных конструкциях является важной задачей, поскольку позволяет избегать недопустимого повышения температуры и потери ее прочности, обеспечивает оптимальный расход охладителя и снижение тепловых потерь. Для водородно-кислородных парогенераторов эта проблема особенно актуальна в связи с тем, что при стехиометрическом сгорании водорода в кислороде и давлении до 7 МПа температура в камере сгорания может достигать 3600 К, а тепловые потоки 15 МВт/м², при этом расход охлаждающей воды должен быть минимальным, поскольку она подается внутрь конструкции и понижает температуру генерируемого пара. Исходя из опыта ракетостроения, для обеспечения вышеприведенных условий в камере сгорания использовалось комплексное охлаждение, включающее в себя внешнее охлаждение огневой стенки и внутреннее пристеночное струями воды, благодаря чему надежное охлаждение при тепловой мощности 25 МВт удается обеспечивать расходом воды 2.7-2.8 кг/с, при суммарном 4.2-4.8 кг/с [2,3], при этом расходы охлаждающей воды и тепловая мощность H₂/O₂ – парогенератора имеют нелинейную зависимость, что требует создания соответствующей системы управления. Кроме того, при экспериментальных исследованиях обнаружено, что существенное влияние на тепловые потоки оказывает конструкция смесительного элемента и при недоста-

точном удалении фронта горения от огневого дна происходит его неизбежное оплавление даже при кратковременном включении [2], что не позволяло обеспечивать длительную работу установки. В связи с этим разработаны смесительные элементы с измененной конфигурацией огневого дна, что позволило полностью исключить оплавление и проводить длительные включения [4].

Проведенный комплекс расчётно-экспериментальных исследований тепловых процессов в водородно-кислородном парогенераторе тепловой мощностью до 25 МВт показал возможный диапазон рабочих параметров, обеспечивающих высокую эффективность работы его основных элементов. Оптимизация конструкции обеспечивает необходимую полноту сгорания водорода и выход на расчётную мощность в течение нескольких секунд.

Список литературы

1. Шпильрайн Э.Э., Малышенко С.П. Некоторые аспекты развития водородной энергетики и технологии // Теплоэнергетика. 1980. № 3: С. 8.
2. S.P. Malysenko, A.N. Gryaznov, N.I. Filatov. High-pressure H₂/O₂ – steam generators and their possible applications. International Journal of Hydrogen Energy, 29, 2004, p. 589-596.
3. Н. Бебелин, А.Г. Волков, А.Н. Грязнов, С.П. Малышенко. Разработка и исследование экспериментального водородно-кислородного парогенератора мощностью 10 МВт(т). Теплоэнергетика. 1997, № 8, с.48-52.
4. Малышенко С. П., Пригожин В. И., Савич А. Р., Счастливцев А. И., Ильичев В. А., Назарова О. В. Эффективность генерации пара в водородокислородных парогенераторах мегаваттного класса мощности // 2012. ТВТ. Т. 50. № 6. С. 820.

*Работа выполнена при поддержке Российского
научного фонда (соглашение № 14-50-00124).*

ДИНАМИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Тен К.А.¹, Пруэл Э.Р.¹, Кашкаров А.О.¹, Титов В.М.¹,
Жуланов В.В.², Шехтман Л.И.², Толочко Б.П.³, Рубцов И.А.⁴

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

³ Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск

⁴ Новосибирский государственный университет

e-mail: ten@hydro.nsc.ru

При детонации мощных энергетических материалов с отрицательным кислородным балансом, наиболее интересным моментом является динамика превращения углерода. Особенно его конденсация в твердую фазу (наноалмаз). До 2000-х годов было доступно только изучение сохранных продуктов взрыва (шихты), что не могло дать объективной оценки процессов происходящих сразу за фронтом детонации [1].

Большой интерес к работам по изучению процесса конденсации углерода возник в начале 2000-х при изучении ТАТБ в ядерных центрах России и США. Тогда авторы [2] показали, что предположение о выделении части энергии за зоной химической реакции позволяет лучше описать экспериментальные данные.

В это же время появилась возможность регистрации мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) для изучения динамики формирования углеродных наночастиц. Интенсивность МУРР пропорциональна квадрату разности плотностей, поэтому в продуктах детонации связана с наличием твердой фазы, то есть с наличием конденсированного углерода (в том числе наноалмазов). Впервые динамическая регистрация МУРР была осуществлена в Новосибирске в 1999 году [3]. Было установлено, что рост МУРР продолжается далеко за пределы зоны химической реакции [4-6], что подтверждало результаты [2]. При диаметрах зарядов ~ 10-15 мм рост МУРР составлял 2-3 мкс. Методика МУРР активно развивается. На сегодняшний день МУРР СИ является единственной методикой, которая позволяет проследить динамику процесса конденсации углерода в детонационном процессе. Помимо нашей станции на ВЭПП-3, аналогичная станция построена и введена в эксплуатацию в США на APS [7-8]. В этих работах удалось проследить эволюцию сигнала МУРР при детонации ВВ диаметром ~ 6 мм (вес заряда ВВ ~ 1 г). В этих работах рост МУРР завершался через 0.6 мкс.

В настоящее время недостаток экспериментальных данных не позволяет дать количественную оценку процесса конденсации углерода.

В 2016 году на базе ускорительного комплекса ВЭПП-4М (ИЯФ СО РАН) авторами была введена новая станция SYRAFEEMA (Synchrotron Radiation Facility for Exploring Energetic Materials) [9]. На этой установке возможно взрывать заряды весом до 200 г и диаметром до 40 мм, что позволяет исследовать динамику конденсации углерода в зависимости от размера заряда. В 2017 году был на станции установ-

лен новый 9-ти полюсный вигглер, который увеличил интенсивность СИ еще на порядок [10].

В работе представлены результаты измерения динамики МУРР при детонации зарядов ТНТ и ТГ диаметром 20, 30 и 40 мм. Для получения динамики формирования углеродных наночастиц использовалась разработанная (авторская) методика, в которой учитывается разлет продуктов детонации и распределение частиц по размерам. Показано присутствие длительной конденсации углерода за зоной химической реакции, а так же зависимость процесса конденсации от диаметра заряда.

Список литературы

1. Титов В. М., Анисичкин В.Ф., Мальков И.Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах. // ФГВ, 1989. Т. 25, № 3. С. 117-126.
2. Craig M. Tarver, John W. Kury, R. Don Breithaupt Detonation waves in triaminotrinitrobenzene. // J. Appl. Phys. 1997. V.82, N 8. P 3771-3782
3. Алешаев А. Н., Зубков П. И., Тен К. А., Титов В. М. и др. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // ФГВ. 2001.Т.37, №5., С. 104 –113.
4. V.M.Titov, B.P.Tolochko, K.A.Ten, et al. Where and when are nanodiamonds formed under explosion ? //Diamond & Related Materials. V.16, Issue 12, 2007. P. 2009-2013.
5. K.A. Ten, V.M. Aulchenko, L.A.Lukianchikov, et al. Application of introduced nano-diamonds for the study of carbon condensation during detonation of condensed explosives.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, ISSN 0168-9002, Vol. 603, Issue 1-2, 2009, pp. 102-104.
6. K.A. Ten, V.M. Titov, E.R. Prueel, A.O. Kashkarov, et al. Carbon condensation in detonation of high explosives. //Proceedings Fifteenth International Detonation Symposium. San Francisco, California, USA. 2014. ONR-43-280-15. (2015). Pp. 369-374.
7. M. Bagge-Hansen, L. Lauderbach, R. Hodgkin, et al. Measurement of carbon condensates using small-angle x-ray scattering during detonation of the high explosive hexanitrostilbene. // Journal of Applied Physics. Volume 117. Issue 24. 245902 (2015).
8. R. L. Gustavsen, D. M. Dattelbaum, E. B. Watkins, et al. Time resolved small angle X-ray scattering experiments performed on detonating explosives at the advanced photon source: Calculation of the time and distance between the detonation front and the x-ray beam // Journal of Applied Physics. Volume 121. Issue 10. 105902 (2017).
9. P.A. Piminov, G.N. Baranov, A.V. Bogomyagkov, et al. Synchrotron radiation research and application at VEPP-4. // Physics Procedia, 2016, vol. 84. Pp. 19 – 26
10. G. Baranov, P. Vobly, E. Levichev, P. Piminov, K. Zolotarev, Y. Kolokolnikov, S. Shiyankov, N. Havin, Y. Pupkov, V. Svishev, G. Denis, A. Utkin, V. Zuev. Hybrid Magnet Wiggler for SR Research Program at VEPP-4M. //Physics Procedia, 2016, v. 84. Pp. 126 – 130.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-29-01050).*

О ВЛИЯНИИ ПРЕФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ДИФфуЗИИ НА СТРУКТУРУ ВОДОРОДНЫХ ПЛАМЕН

Лукашов В.В., Терехов В.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: vt@itp.nsc.ru

Избирательная диффузия, выражающаяся в существенном отличии коэффициентов диффузии отдельных компонентов газовой смеси и коэффициента температуропроводности, приводит к нарушению подобия между диффузионными и тепловыми процессами в смеси газов. Без учёта нарушения подобия оказывается невозможным описать целый ряд наблюдаемых явлений. Так например, в работах Д.А. Франк-Каменецкого [1] отмечено, что равенство между стационарной температурой фронта реакции и теоретической адиабатной температурой горения имеет место только в частном случае числа Льюиса $Le = Pr/Sc = 1$. Различия в величине Le_f топлива и Le_o окислителя способны вызвать появление асимметрии поля плотности при симметричных граничных условиях [2].

Эффекты, связанные с влиянием $Le \neq 1$, оказывают сильное влияние на горение смесей разбавленного инертным газом водорода в обращённом пламени [3]. В работе [4], в частности, отмечается, что пренебрежение преференциальной диффузией в ламинарных водородо-воздушных пламенах неприемлемо. В работе [5] на основе численного моделирования получены данные о влиянии преференциальной диффузии в пограничном слое топливно-воздушной смеси около каталитической поверхности. Получены режимы, в которых, локально, температура превышала адиабатную, что в свою очередь, по мнению авторов, значительным образом определяло скорость образования NO_x .

Целью настоящей работы было вычленение влияния преференциальной диффузии и оценка степени сверхадиабатности в диффузионных пламенах разбавленного водорода и воздуха. Для решения этой задачи проводилось экспериментальное исследование прямого и обращенного пламени в осесимметричном канале. При этом под «обычным» пламенем подразумевается горение струи топлива, подаваемой по центру канала в спутный поток окислителя. Обращённое пламя реализовывалось при подаче окислителя в атмосферу топлива. Сопоставление двух таких режимов позволяло оценить влияние разности в коэффициентах диффузии топлива и окислителя при различных числах Льюиса, которые варьировались за

счет изменения степени разбавления водорода и вида газа разбавителя.

Проведенное численное моделирование, на основе кода, разработанного авторами, позволяло проводить моделирование, как в условиях экспериментов, так и анализировать решения, полученные при единичном числе Льюиса.

Представлены результаты измерений средней температуры в различных сечениях по длине канала при горении смесей H_2/He и H_2/CO_2 . Для первой смеси эффективное число, близко к единице, распределения температуры в этом случае симметричны, а максимальные значения температур T_f во фронте пламени весьма близки к адиабатной температуре T_{ad} сгорания рассматриваемой топливно-воздушной смеси. Для смеси H_2/CO_2 $Le_{eff} = 5$ и в этом случае, как показывает анализ полученных данных, по мере увеличения в топливной смеси массового содержания водорода от 2 до 3% наблюдается нарушение симметрии. Степень неадиабатности снижаются от T_f/T_{ad} 1.3 до 0.7. Кроме того, показано, что устойчивость горения определяется не только числом Рейнольдса, параметром спутности и интенсивностью тепловыделения, но и величиной Le_{eff} .

Список литературы

1. Diffusion and Heat Transfer in Chemical Kinetics / Frank-Kamenetskii, David A. 1969. Plenum Press.
2. Bhatt D., Chakravarthy S. R. Preferential diffusion effects for laminar flame in a co-flow mixing layer with widely varying Lewis number and Lewis numbers greater than unity // Proceedings of the European Combustion Meeting, 2015. P.3-78.
3. Lewis B., von Elbe G. Stability and Structure of Burner Flames // Journal Of Chemical Physics, 1943. V.11. P.75 – 97.
4. Maragkos G., Rauwoens P., Merci B. Differential diffusion effects in numerical simulations of laminar, axi-symmetric H_2/N_2 -air diffusion flames// Int. J. Hydrogen Energy, 2014, V. 39, p. 13285-13291.
5. Zheng X., Mantzaras J., An analytical and numerical investigation of hetero-/homogeneous combustion with deficient reactants having larger than unity Lewis numbers// Comb. Flame, 2014, v. 161, p. 1911–1922.

*Работа выполнена за счет средств,
полученных от ФАНО России
(гос.рег. № 01201350445).*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ РЕЖИМОВ В ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В СВЕРХЗВУКОВОЙ КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ

Троцюк А.В.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

e-mail: trotsyuk@hydro.nsc.ru

В представленной работе продолжены исследования по изучению структуры и режимов течения с наклонной детонационной волной (ДВ) внутри кольцевой цилиндрической детонационной камеры (ДК), на входе которой имеется гиперзвуковой поток однородно перемешанной стехиометрической водородо-воздушной смеси с числом Маха M_0 , превышающим число Маха ДВ в режиме Чепмена-Жуге M_{CJ} . ДВ формируется внутри канала между внешним и внутренними стенками ДК над телом сжатия в виде однозаходной спирали с углом наклона α по отношению к оси камеры. Рассматриваемое течение моделируется в двумерной постановке [1].

В работе [1] исследования структуры потока в предложенной ДК новой конструкции были проведены при числе Маха $M_0=5$ (гиперзвуковое течение) и различных геометрических параметрах ДК (длине L , высоте $H=2\cdot\pi\cdot r_c$, угле спирали α). Основным интригующим результатом было обнаружение эффект бифуркации стационарной структуры детонационного течения в ДК по начальному вектору решения.

В данной работе проведено моделирование детонационного течения в ДК при $M_0=3$ (сверхзвуковой режим). Использовалась двухстадийная детонационная кинетика газовых для смесей на основе водорода [2].

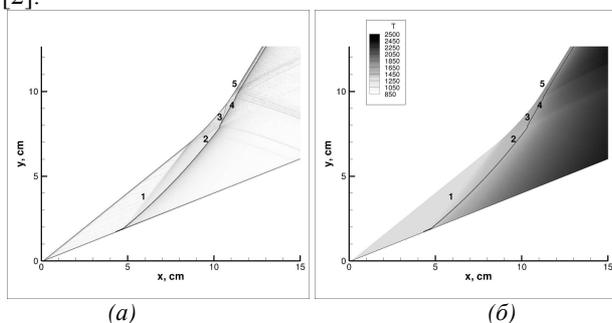


Рис. 1. Фрагмент течения в ДК (увеличено): (а) численный шилрен, (б) поле температуры (К).

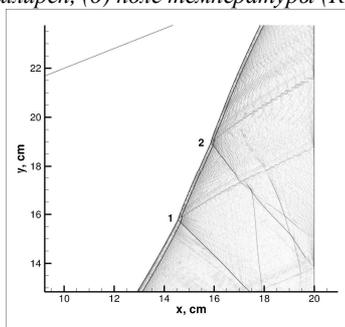


Рис. 2. Фрагмент течения в ДК (увеличено), численный шилрен.

Исследования показали, что область существования стационарных режимов с наклонной ДВ при вариации параметра α существенно уже, чем в случае с $M_0=5$. На Рис. 1а показана численная шилрен-

визуализация поля течения, а на Рис. 1б – поле температуры для околокритического значения угла $\alpha=22^\circ$ при $M_0=3$ в ДК с $L=20$ см, $H=18$ см. Красная сплошная линия является границей зоны индукции. Цифрами 1, 2, 3 и 4 обозначены внутренние скачки уплотнения, которые как в волноводе распространяются между головной ударной волной (УВ) и концом зоны индукции (границей старта тепловыделения). В целом Рис. 1 показывает так называемую λ -структуру течения, то есть процесс разгона тепловыделения за фронтом головной УВ и формирования из этого нереагирующего ударного скачка при вершине спирали пересжатой наклонной ДВ в позиции 5.

По мере отхода наклонной ДВ от поверхности спирали степень ее пересжатия падает, угол волны уменьшается, на фронте ДВ начинают развиваться возмущения 1 и 2, см. Рис. 2. Моделирование показало, что с течением времени угол ДВ на этом участке фронта опять увеличивается, что приводит к исчезновению возмущений на фронте. Проводится поиск условий образования наклонной стационарной (в среднем по времени) многофронтной (ячеистой) ДВ [2] в исследуемой ДК.

Получен масштабный эффект при формировании стационарной наклонной пересжатой ДВ при углах α , близких к критическому значению. Увеличение длины L ДК при одном и том же значении α и одинаковых начальных и граничных условиях приводит к кардинальному изменению структуры течения в окрестности вершины спирали и смене типа λ -структуры.

Описанные выше результаты получены в ДК с большим радиусом r_c , когда влияние волны разрежения (ВР) с обратной стороны спирали [1] на процесс формирования наклонной ДВ практически отсутствует. В случае узкой ДК численные эксперименты показали, что ВР позволяет управлять возможностью реализации отошедшей ДВ при углах спирали, больших критического значения.

Работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук (МСЦ РАН).

Список литературы

1. Trotsyuk A.V. Numerical investigation of flow structures with an oblique detonation wave in a hypersonic annular cylindrical chamber // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 899, No. 04. P. 042010, 6 pages, doi:10.1088/1742-6596/899/4/042010.
2. Trotsyuk A.V. (1999). Numerical simulation of the structure of two-dimensional gaseous detonation of an H₂-O₂-Ar mixture // Combustion, Explosion and Shock Waves. 1999. V. 35. P. 549–558.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-03-01351).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА ВОЗДУХА НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ НИЗКОКАЛОРИЙНЫХ МОДЕЛЬНЫХ СИНТЕЗ-ГАЗОВ

Филиппов П.С., Худяков П.Ю., Котегов А.А., Рыжков А.Ф.

ФГАОУ ВО «Уральский Федеральный Университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург

E-mail: fps_proxi@mail.ru

В настоящее время перспективным направлением развития твердотопливной электрогенерации наряду с разработками высокоэффективных пылеугольных энергоблоков на суперсверхкритических параметрах является разработка парогазовых установок с внутрицикловой газификацией твёрдого топлива (ПГУ-ВЦГ). ПГУ-ВЦГ становятся более экологичными и эффективными по сравнению с традиционными пылеугольными энергоблоками.

В работах [1, 2] предлагается способ сжигания низкокалорийных синтез-газов в камере сгорания ГТУ в высоконагретом (800-1000 °С) воздухе. Для реализации такого способа сжигания синтез-газов в камере сгорания ГТУ необходимо изучить влияние высокотемпературного нагрева окислителя (воздуха) на физико-химические характеристики процесса горения низкокалорийных синтез-газов.

В работе [3] показано, что использование высокотемпературного (900°С) воздуха для конверсии угля в газогенераторе и сжигания синтез-газа в камере сгорания газотурбинной установки позволяет повысить КПД всей ПГУ-ВЦГ на ~1,5%, а КПД верхнего цикла ПГУ-ВЦГ на ~3%.

Основным горючим компонентом синтез-газов является СО. В синтез-газах кислородной газификации содержание СО составляет 35-65 об.%, в синтез-газах воздушной газификации – 15-30 об.%. Поэтому экспериментальные исследования влияния использования высокотемпературного нагрева (до 800°С) воздуха на физико-химические характеристики (экологические характеристики, концентрационные пределы и др.) процесса горения СО и его смеси с инертной средой (модельный синтез-газ), входящая в состав промышленных синтез-газов, актуальны.

Для экспериментального исследования процесса горения СО в среде высокотемпературного воздуха разработана экспериментальная установка (рис.1).

Кинетический (с предварительным смешением газового топлива и воздуха) способ сжигания газового топлива используется в ГТУ на природном газе или на высоководородосодержащих синтез-газах ПГУ-ВЦГ с системой улавливания СО₂. В ПГУ-ВЦГ без системы улавливания СО₂ используются камеры сгорания с диффузионным сжиганием. Поэтому установка основана на диффузионном (раздельная подача газового топлива и воздуха в реакционную зону) способе сжигании горючего газа в спутном потоке высоконагретого (до 800°С) воздуха.

Экспериментальные исследования показали, что повышение температуры воздуха на горение до 800°С приводит к:

1. повышению выбросов термических NO_x, что объясняется повышением температуры факела из-за

повышения физического тепла вносимого в реакционную зону с воздухом;

2. снижению химического недожога СО.

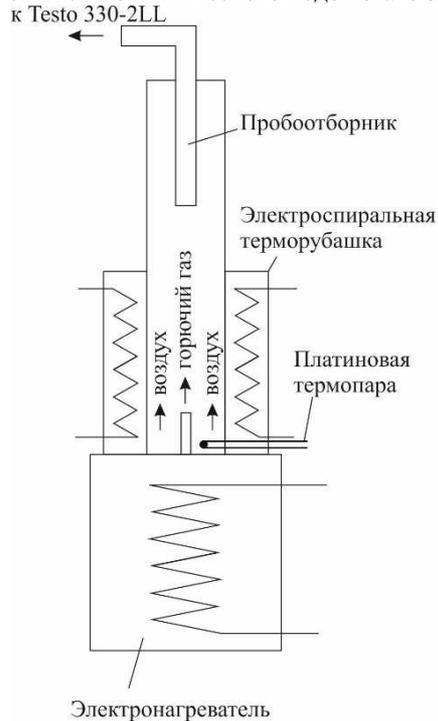


Рис.1. Схема экспериментальной установки

При подмешивании азота к СО в массовом соотношении $G_{N_2}/G_{CO}=0,24\div 0,48$ выбросы оксидов азота снижаются в 2 раза при близком уровне полноты сгорания СО.

При использовании высокотемпературного нагрева воздуха в диффузионном спутном потоке можно сжигать предельно низкокалорийные синтез-газы (0,26-0,51 МДж/нм³) при малых скоростях реагирующих сред.

Список литературы

1. 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.
2. Гордеев С.И., Вальцев Н.В., Богатова Т.Ф. и др. О предпроектной проработке гибридной угольной ПГУ с воздушнонагревателем // Электрические станции. 2012. № 10. С. 17-21.
3. Ryzhkov A., Bogatova T., Gordeev S. Technological solutions for an advanced IGCC plant // Fuel. 2018. V. 214. P. 63-72.

*Исследование выполнено
при финансовой поддержке РФФИ в рамках
научного проекта № 16-38-00479 мол_а.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ В НАНОДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ АЛЮМИНИЯ В ПЛОСКИХ И РАСШИРЯЮЩИХСЯ КАНАЛАХ

Хмель Т.А., Лаврук С.А.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: khmel@itam.nsc.ru

Микро - и нанодисперсные порошки алюминия в силу их высокой энергетической способности имеют большие перспективы применения в составе смесевых топлив и в промышленных технологиях. Исследование условий воспламенения, горения, развития детонации и характеристик детонационных режимов горения порошков алюминия, как в целях предотвращения взрывов, так и в целях использования явления детонации, например, в детонационных двигателях, является актуальным.

Физико-математические модели детонации микродисперсных и нанодисперсных взвесей алюминия в кислороде, включающие описание горения частиц уравнением приведенной кинетики на основе известных экспериментальных данных, представлены в работах [1, 2]. Анализ стационарных структур детонации нанодисперсных порошков, проведенный в [2], показал сильную зависимость протяженности зон горения от амплитуды лидирующей УВ, что обусловлено значительно более высокими значениями энергии активации приведенной кинетики горения.

Свойства ячеистой детонации микрогазовых взвесей частиц алюминия описаны в [3]. Установлено, что ячеистая детонация микродисперсных взвесей характеризуется регулярной структурой с пиковыми давлениями порядка 150 атм. Размер ячейки зависит от размера частиц, эта зависимость описывается степенной функцией с показателем 1.6. Качественные свойства плоских волн детонации наноразмерных взвесей указывают на изменение этих свойств при переходе к наноразмерным взвесям.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования двумерных течений ячеистой детонации в плоских каналах и каналах изменяющейся геометрии, характеризуемых участком линейного расширения. Используется полуэмпирическая модель детонации газовзвесей частиц алюминия [1, 2]. Рассматриваются взвеси алюминия в широком диапазоне изменения размеров частиц от 200 нм до 1 мкм. Описание процессов скоростной и тепловой релаксации в нанодисперсной взвеси проводится с учетом перехода от континуального к свободно-молекулярному режиму обтекания частицы газом. В описании горения учитывается переход от кинетики микрогазовых частиц с энергией активации 32 кДж/моль и отсутствием зависимости времени горения от давления к кинетике наноразмерных частиц с

энергией активации 60 кДж/моль и показателем степени в этой зависимости 0.5.

Расчеты показали, что изменение характера ячеистой детонации от микродисперсных к нанодисперсным взвесям происходит постепенно. В субмикронном диапазоне размеров частиц ячеистые структуры регулярны или слаборегулярны, пиковые значения давлений при столкновении тройных точек выше, чем в микродисперсных взвесах, размер ячейки практически не меняется. В диапазоне 200 – 400 нм ячейка становится нерегулярной, пиковые давления увеличиваются до 500 - 600 атм. Размер ячейки с уменьшением размера частиц практически не уменьшается. Отмечены переходные режимы распространения детонации с изменением числа поперечных волн (увеличением, затем снова уменьшением) по мере распространения детонации в канале.

В расширяющихся каналах в зависимости геометрических и физических параметров возможны различные режимы распространения или срыва детонации. При выходе плоской детонационной волны в пространство за углом расширения происходит искривление её профиля и формирование первичной поперечной волны у наклонной стенки. При дальнейшем её распространении вдоль искривленного фронта детонации происходит зарождение и развитие вторичных поперечных волн, что в дальнейшем приводит к формированию ячеистой структуры. Исследованы картины формирования ячеистых структур в каналах различной геометрии. Проанализировано влияние параметров смеси, в частности размера частиц и обусловленного им значения энергии активации на режимы распространения и картины развития первичных и вторичных поперечных волн.

Список литературы

1. Fedorov A.V., Khmel' T.A., Fomin V.M. Non-equilibrium model of steady detonations in aluminum particles - oxygen suspensions // Shock Waves. 1999. V. 9. P. 313-318.
2. Хмель Т.А., Федоров А.В. Моделирование плоских волн детонации в газовзвеси наноразмерных частиц алюминия // ФГВ. 2018. Т. 54. №2. С.
3. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // ФГВ. 2005. Т. 41. №4. С.84-98.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-00010).

ТЕРМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПИРОЛИЗА ДРЕВЕСНОГО ТОПЛИВА

Худякова Г.И.^{1,2}, Козлов А.Н.¹, Свищев Д.А.¹, Пензик М.В.¹¹ Институт систем энергетики им. Л. А. Мелентьева Сибирского отделения РАН
² Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

e-mail: uge87@mail.ru

В настоящее время становится актуальным вовлечение низкосортного твердого топлива в энергетические балансы регионов России. Технологии, направленные на решение задачи эффективного использования биоресурсов, активно разрабатываются и внедряются за рубежом [1].

Повышение эффективности конверсии твердого топлива возможно за счет разделения процесса конверсии на несколько стадий: термopодготовка, сжигание горючих газов, газификация твердого остатка [2]. Важнейшей стадией является термopодготовка исходного сырья – процесс пиролиза.

В работе представлены результаты исследований процесса конверсии древесного топлива с помощью термогравиметрического анализа (ТГА), приведено сопоставление модельных экспериментов на ТГА и пилотных пусков шнекового пиролизера многоступенчатой установки газификации твердых топлив.

Шнековый пиролизер, является первой ступенью многозонного газогенератора, по мере продвижения исходного топлива по шахте реактора, вращаемого с регулируемой скоростью приводом, происходит нагрев топлива через наружную поверхность. В проектируемой установке предполагается нагрев реактора газообразными теплоносителями – выхлопными газами ДВС и генераторными газом, продуваемыми через рубашку пиролизера.

Образцы древесины помещались в прибор термического анализа NETZSCH STA 449F3 со стандартным ТГ-ДСК держателем, и нагревались в инертной атмосфере аргона со скоростями 1, 5, 10 К/мин от 35 до 1000 °С.

Производился расчет зависимости скорости конверсии от температуры и глубины реагирования образца исходного древесного топлива в ходе процесса. Для анализа текущих величин целесообразно использовать скорость конверсии R_t , отнесенную на ее текущую массу, 1/с:

$$R_t = \frac{1}{m_t} \frac{dm_t}{d\tau} = \frac{1}{1-X} \frac{dX}{d\tau} \quad (1)$$

где m_t – масса углерода в образце в текущий момент времени, мг; $dm/d\tau$ – скорость убыли органической массы по времени, мг/с.

Полученные кривые скорости процесса конверсии от обратной температуры для разных темпов разогрева показаны на рис. 1. Подбор линии для расчета кинетических параметров производился при разной глубине реагирования образца. На рисунке построены линии, соединяющие точки при $X = 0,2, 0,5, 0,8$ и при максимуме скорости конверсии $R_t \rightarrow \max$.

Процесс конверсии в случае с исходной древесиной – состоит из множества разнообразных реакций при выходе и реагировании летучих веществ, что значительно затрудняет расчет кинетики.

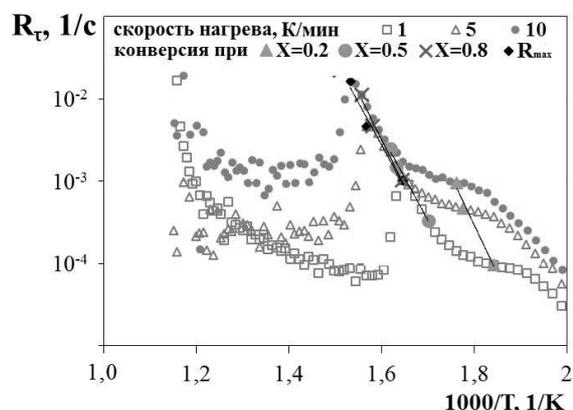


Рис. 1. Скорость конверсии от обратной температуры при разогреве 1, 5, 10 К/мин

Неизотермические кривые формируются под влиянием двух факторов: ступенчатого подвода окислителя и линейно нарастающей во времени температуры, трансформирующийся в экспоненциально возрастающую константу скорости реакции

$$k(T) = k_0 \cdot \exp(-E_a / RT), \quad (2)$$

при ограничивающем действии убывающей со временем массы реагирующего вещества.

Были рассчитаны значения кинетических коэффициентов при конверсии древесной биомассы по известному уравнению (2) предэкспоненциальный множитель $k_0 = 8,2 \cdot 10^{-11}$ 1/с, и энергия активации $E_a = 106,8$ кДж/моль, а также получены данные по температуре начала разложения древесного угля при 275 °С.

При сопоставлении же с данными экспериментального пуска ступени пиролиза можно считать, что наиболее подходящим для реализации многозонного процесса следует признать режим наименьшей скоростью движения топлива по тракту реактора. Такой режим обеспечивает невысокие скорости разогрева подаваемого топлива. В данном режиме достигается низкий выход остаточных летучих древесном угле и высокая калорийность пиролизного газа, что в целом повышает эффективность процесса термopодготовки древесного топлива.

Список литературы

1. Barriers of commercial power generation using biomass gasification gas: A review. / M. Asadullah // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2014. Vol. 29. P. 201–215
2. Расчетное исследование эффективности ступенчатого процесса газификации влажной древесины / И.Г. Донской, А. Н. Козлов, Д.А. Свищев, В.А. Шаманский // Теплоэнергетика. 2017. № 4. С. 21–29.

Работа выполнена в Институте систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-10227), а так же с использованием оборудования ЦКП "Высокотемпературный контур".

ВЛИЯНИЕ ДРЕВЕСНОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА СМЕСЕВЫХ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ КАМЕННЫХ УГЛЕЙ

Янковский С.А., Кузнецов Г.В.

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

E-mail: Jankovsky@tpu.ru

Примерно треть мировой электроэнергии вырабатывается на угольных тепловых электростанциях [1]. Тенденции последнего десятилетия таковы, что в ближайшем будущем замена угля, как основного топлива на ТЭС, не представляется возможной, несмотря на выброс продуктов сгорания с большим содержанием оксидов серы и азота [2]. В связи с этим, в развитых странах (Китай, Индия, США, Япония, Германия, Дания, Финляндия и др.), предпринимаются активные попытки по разработке технологий сжигания угля в топках паровых и водогрейных котлов в сочетании с другими горючими веществами и негорючими компонентами (разного рода смеси топлив на основе углей) [3]. К ним можно отнести водоугольные и орагноугольные топлива, а также смеси углей с биомассой. Последние представляют собой наиболее простые для сжигания топлива. Однако, из многочисленных попыток реализации данного вида топлива (более 230), только на шестнадцати станциях композиционное топливо является основным [1,2,3].

Исследуемые образцы углей (Д – месторождение «Листвяжное», Т – «Алардинское») размалывались в шаровой барабанной мельнице до мелкодисперсного состояния. Затем производился рассев угля с помощью сит (ГОСТ Р 51568-99) и подготовка навесок со средним размером частиц менее 80 мкм.

Отходы лесопиления предварительно были очищены от различных примесей (кора, сучки, ветки), образующихся при пилении. Затем проводился рассев с использованием сит с размером решетки 200 мкм. Подготовка смесевых топлив производилась с использованием древесины одного происхождения (отходы одной смены лесопиления).

Навески из частиц, прошедших через сита, формировались в смесевые топлива при разных объемных концентрациях древесины в смеси с углями в компонентном соотношении: 10% / 90%; 25% / 75%; 50% / 50%. Полученная смесь помещалась в оцинкованный барабан планетарной мельницы Pulverisette 6 с шарообразными мелющими телами диаметром 5 мм в массовом соотношении 1:1. Процесс смешения осуществлялся в течение семи минут при скорости вращения 500 об/мин [4].

Был проведен анализ элементного состава, формы и структуры смесевых топлив методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) с использованием сканирующего электронного микроскопа (РЭМ) JSM 6000С (JEOL, Япония) [4]. Прибор позволяет исследовать структуру поверхности смесевых топлив с увеличением, кратным 10-60 000.

Был проведен экспериментальный анализ концентраций антропогенных газов в продуктах термического разложения смесевых топлив на основе углей марок Д и Т.

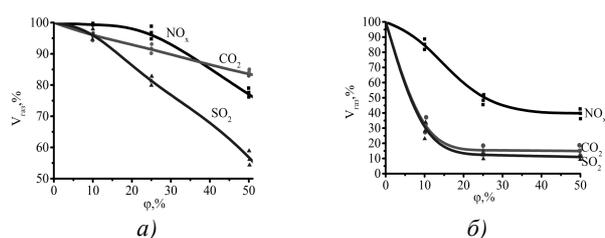


Рис. 1. Концентрации основных выделяемых вредных выбросов при термическом разложении смесевых топлив на основе углей марок а) Д, б) Т; (φ – доля древесины в топливе)

Установлено, что увеличение доли древесины до 50% в смесевом топливе приводит к снижению выделения основных антропогенных оксидов: на основе угля марки Д – NO_x до 23,8%, CO₂ до 17,1%, SO₂ до 38,7%; на основе угля марки Т – NO_x до 60,2%, CO₂ до 85,1%, SO₂ до 89,0%.

Полученные результаты показывают возможность существенного (до 90%) снижения негативного воздействия таких газов, выделяемых тепловыми электрическими станциями на окружающую среду при использовании смесевых топлив на основе углей и древесины. На основании полученных результатов была сформулирована гипотеза по механизму снижения доли антропогенных газов в продуктах сгорания смесевых твердых топлив.

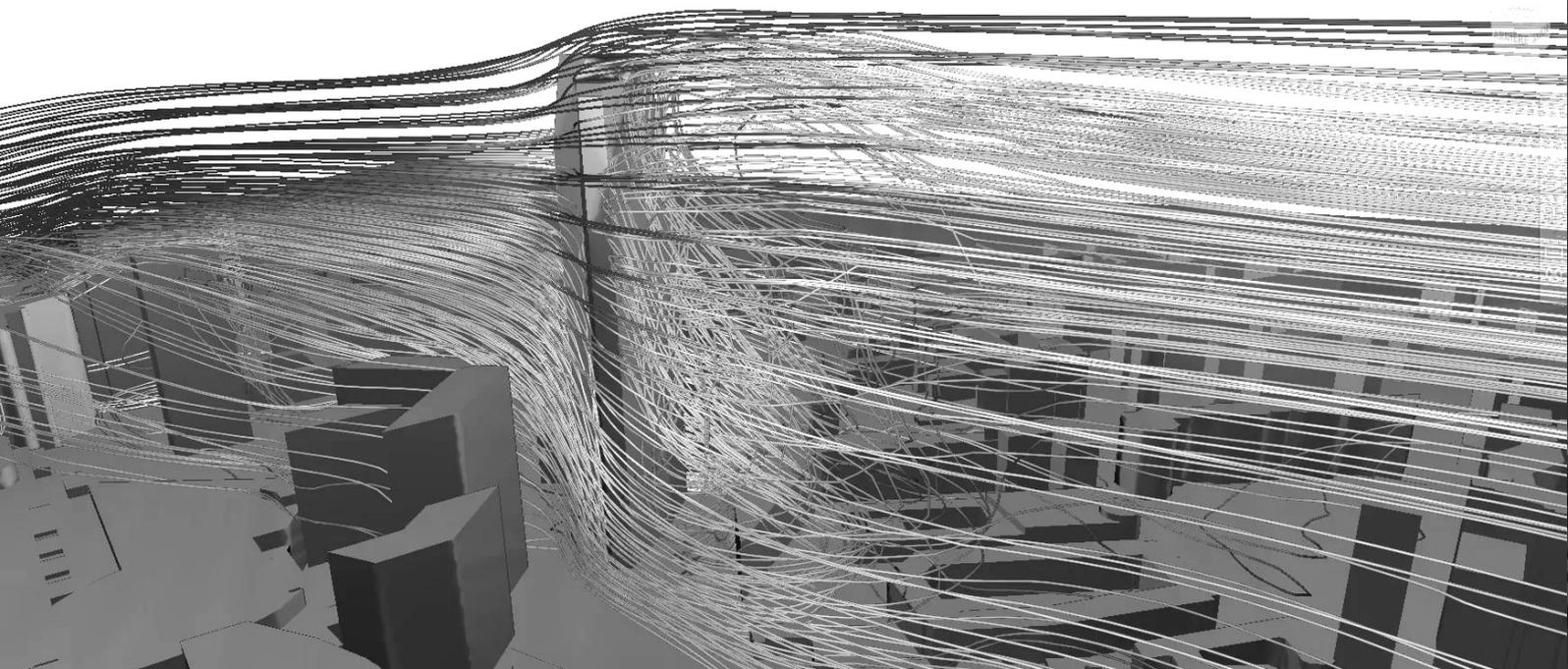
Список литературы

1. Key World energy statistics / Dr. Fatih Birol // International Energy Agency (IEA). – 2017 <http://www.iea.org/statistics/>.
2. Shoaib Mehmood, Bale V. Reddy and Marc A. Rosen Energy Analysis of a Biomass Co-firing Based Pulverized Coal Power Generation System // Sustainability 2012, 4, 462-490; doi:10.3390/su4040462.
3. Siir Kilkis, CongWang, Folke Björk, Ivo Martinac Cleaner energy scenarios for building clusters in campus areas based on the Rational Exergy Management Model // Journal of Cleaner Production, Vol. 155, № 1, 1 July 2017, p. 72-82.
4. Zenkov A., Yankovsky S., Matveeva A., Lavrinenko S., Gromov A. Research of heat rates effect on the process of fuel-bed gasification of "Balakhtinskoe", "Osinnikovskoe", "Krasnogorskoe" and "Borodinskoe" coal deposits // MATEC Web of Conferences Сер. "Heat and Mass Transfer in the System of Thermal Modes of Energy - Technical and Technological Equipment, HMTTSC 2016" 2016. С. 01131.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках реализации проекта №13.7644.2017/БЧ.



СЕКЦИЯ 5
Численные методы
в теплофизике и физической
гидрогазодинамике



МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПЛОСКИХ ВОЛН В РИВУЛЕТЕ

Актершев С.П.¹, Алексеенко С.В.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: sergey-aktershev@mail.ru

Особое внимание к исследованию течения тонкого слоя жидкости (пленки) обусловлено его прикладным значением, поскольку такое течение реализуется во многих технических приложениях. Близким к пленкам и практически значимым классом течений слоев жидкости со свободной поверхностью является ривулетное (ручейковое) течение, которое также реализуется в технологических установках различного назначения (теплообменники, испарители, конденсаторы, абсорберы, дистилляционные колонны). Ривулеты могут быть неустойчивы относительно внешних возмущений. Большинство теоретических работ посвящено стационарным и гладким (без волн) ривулетам. В настоящее время экспериментальные исследования волн в ривулетах, а также теоретическое описание волновой структуры ривулетов весьма немногочисленны [1-4]. В работе [4] аналитически рассмотрены линейные волны в вертикальном ривулете. Для описания волн использована модель Капицы-Шкадова, которая является основным теоретическим подходом, применяемым для моделирования двумерных нелинейных волн в стекающих пленках жидкости при умеренных числах Рейнольдса. На основе метода взвешенной невязки выведены уравнения волнового ривулетного течения, которые получают проецированием исходных уравнений на построенную систему базисных ортогональных функций. В простейшем случае плоских волн (когда базис состоит только из двух элементов) полученные уравнения в безразмерных переменных имеют вид

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{32}{33} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{H} \right) = \frac{35}{8 Re_m} \left(H - \frac{Q}{H^2} \right) + \frac{We}{6} H \left(7 \frac{\partial^3 H}{\partial x^3} - \frac{35}{2b^2} \frac{\partial H}{\partial x} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{96}{143} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{QM}{H} \right) = \frac{96}{143} \frac{M^2}{bH} - \frac{63}{8 Re_m} \frac{M}{H^2} - \frac{21}{4b} \frac{WeH}{\partial x^2} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2},$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{24}{35} \frac{\partial Q}{\partial x} = 0.$$

Здесь H – толщина ривулета, Q и M – расходы жидкости по осям Ox и Oz , b – полуширина ривулета, Re_m – число Рейнольдса, We – число Вебера. Из линеаризованных уравнений (1) в [4] получены дисперсионные соотношения для плоских волн в ривулете при умеренных значениях числа Рейнольдса $Re_m \sim 10$. Получен критерий устойчивости ривулетного течения и проведен анализ дисперсионных зависимостей в зависимости от безразмерных параметров.

В данной работе, которая является продолжением [4], проведено теоретическое исследование нелинейных плоских волн в вертикальном ривулете. Система уравнений (1) эволюционного типа решалась численно конечноразностным методом. Нелинейные волны были получены в расчетах как для периодиче-

ской постановки задачи (протяженность участка счета равна длине волны), так и для пространственной постановки (на входе участка счета задается колебания расхода заданной частоты и моделируется пространственно-временное развитие возмущения). В расчетах получены характеристики нелинейных волн: форма волны (см. рис. 1), скорость и амплитуда стационарно бегущих волн. Проведено сравнение скорости распространения нелинейных и линейных волн. Обнаружено, что стационарно бегущие волны существуют не для всех значений волнового числа из области неустойчивости. Выявлены интервалы (по волновому числу), в которых стационарно бегущие волны с заданным пространственным периодом не формируются. Этот эффект требует дальнейшего систематического исследования.

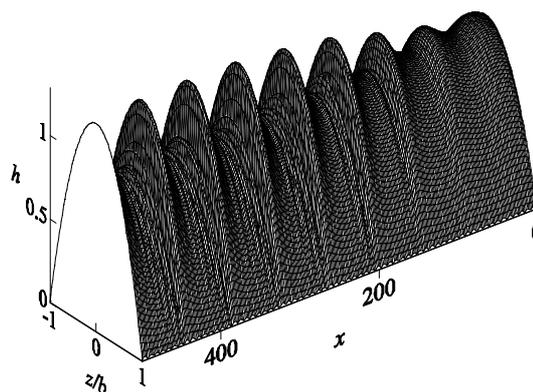


Рис. 1. Пространственное развитие волн с частотой 15 Гц на поверхности вертикального ривулета при $Re_m = 25$.

Список литературы

1. Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Регулярные волны на вертикально стекающих ривулетах при разных углах смачивания // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т.17, №3. С. 371–384.
2. Alekseenko S.V., Markovich D.M., Shtork S.I. Wave flow of rivulets on the outer surface of an inclined cylinder // Phys. Fluids. 1996. Vol. 8. P. 3288–3299.
3. Alekseenko S.V., Aktershev S.P., Bobylev A.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. Nonlinear forced waves in a vertical rivulet flow. // Journal of Fluid Mechanics, 2015 Vol. 770, P. 350–373.
4. S. P. Aktershev, S. V. Alekseenko, D. G. Arkhipov. Linear waves on a surface of vertical rivulet // Journal of Physics: Conference Series 754 (2016) 032001.

Работа поддержана РНФ (грант № 14-29-00093).

ОСОБЫЕ ТОЧКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ СТАЦИОНАРНО-БЕГУЩИХ РЕШЕНИЙ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Вожаков И.С.^{1,2}, Архипов Д.Г.^{1,2}, Цвелодуб О.Ю.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: vozhakov@gmail.com

Настоящая работа посвящена моделированию динамики нелинейных волн на пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести. В приближении длинноволновости возмущений, в работе [1] была получена система уравнений:

$$\frac{\partial(uh)}{\partial t} + \frac{\partial(u^2h)}{\partial x} + \frac{\partial(uvh)}{\partial \eta} = -\frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho h} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + gh, \quad (1)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial \eta} = 0, \quad (2)$$

$$u(x, -1, t) = v(x, -1, t) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \eta}(x, 0, t) = 0, \quad v(x, 0, t) = 0 \quad (4)$$

здесь h — толщина пленки, p — давление, u и v — контравариантные компоненты продольной и поперечной скорости соответственно, ρ — плотность, μ — динамическая вязкость жидкости.

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

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

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 :

$$Q = uh = \sum Q_i(x) T_i(\eta), \quad V = vh = \sum V_i(x) T_i(\eta) \quad (5)$$

а функции, зависящие от продольной координаты, разлагались в ряд Фурье:

$$Q_i(x) = \sum Q_i^k e^{ikx}, \quad V_i(x) = \sum V_i^k e^{ikx}, \quad h(x) = \sum H^k e^{ikx}$$

Ограничиваясь первыми N гармониками и подставляя эти выражения в (5), записанную для множества чебышевских узлов приходим к системе нелинейных алгебраических уравнений на коэффициенты Q_i^k, V_i^k, H^k, c .

Полученная таким образом задача решалась итерационным методом Ньютона–Канторовича:

$$[Q, h, V, c, \alpha]_{n+1} = [Q, h, V, c, \alpha]_n + [\delta Q, \delta h, \delta V, \delta c, \delta \alpha]$$

Здесь символ δ означает вариацию соответствующего коэффициента. После линеаризации относительно вариаций, задача сводится к решению СЛАУ:

$$A_0(x) \delta b(x) = \sum A_{k-k'} \delta b_{k'} = C_0$$

При выполнении итераций в качестве начального приближения использовались результаты анализа линейной устойчивости плоскопараллельного течения. Параметр ε выбирался таким образом, чтобы волновое число нейтральных возмущений при лю-

бых 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–вмятину). 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. Исследование устойчивости решений по отношению к удвоенному периоду дает новые точки бифуркации. Например при $Re=1$ от решения первого семейства с волновым числом $\alpha = 0.9956$ ответвляется новое семейство стационарных решений. Оно зарождается в точке $\alpha = 0.4978$. При небольших числах Рейнольдса это второе семейство в пределе $\alpha \rightarrow 0$ переходит в положительный солитон (солитон – возвышение или горб).

При увеличении расхода жидкости и продвижении вглубь область линейной неустойчивости топология решений становится более сложной. Так, при числе Рейнольдса $Re=9$ второе семейство все еще продолжается до положительного солитона, а уже при $Re=9.01$ это семейство при $\alpha \rightarrow 0$ переходит в двугорбый отрицательный солитон (солитон с двумя вмятинами).

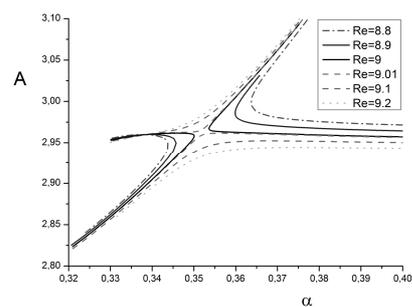


Рис. 1. Амплитуда первой гармоники решений в зависимости от волнового числа и числа Рейнольдса.

При этом решение, которое в пределе при $\alpha \rightarrow 0$ переходит в положительный одnogорбый солитон, ответвляется от первого семейства с утроенной длиной волны. Карта решений соответствующих различным числам Рейнольдса представлена на рисунке 1.

1. Алексеев С. В., Архипов Д. Г., Цвелодуб О. Ю. Дивергентная система уравнений для пленки жидкости, стекающей по вертикальной плоскости // Доклады Академии наук. — 2011. — Т. 436, № 1. — С. 43–46.

Работа поддержана РФФ (грант №14-22-00174).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
СМЕШАННЫХ ГИДРАТОВ ОЗОНА И АРГОНА
КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ**

Божко Ю.Ю.^{1,2}, Гец К.В.^{1,2}, Жданов Р.К.^{1,2}, Субботин О.С.^{1,2}

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: gets@niic.nsc.ru

Клатратные гидраты — соединения включения, состоящие из молекул воды (хозяина), которые образуют пространственную кристаллическую решетку, и молекул — гостей, включенных в полости этой решетки. Наиболее изученными структурами газовых гидратов являются кубические структуры I и II (КС-I и КС-II), а также гексагональная структура (ГС). Молекулы воды связаны между собой водородными связями, а молекулы-гости связаны с молекулами воды и между собой слабым ван-дер-ваальсовым взаимодействием [1]. Известны гидраты большого количества (практически всех) газов, некоторых жидких углеводородов и ряда других соединений. Гидраты могут образовываться как индивидуальными газами, так и газовыми смесями. Природные газовые гидраты, открытые советскими учёными [2], рассматриваются как перспективные источники углеводородного сырья, кроме того, клатратные гидраты в настоящее время рассматриваются с точки зрения практического использования одновременно в различных направлениях — для хранения и транспортировки природного газа, для захоронения углекислого и других парниковых газов, для разделения газовых смесей.

В некоторых случаях гость не может самостоятельно образовывать гидрат, однако легко образует гидрат в присутствии второго гостя, так называемого газа-помощника. В последнее время, однако, возросло внимание к образованию гидратов из газовых смесей, содержащих озон, в которых гидраты рассматриваются как перспективные среды для хранения озона. Целью данной работы является получение результатов позволяющих выявить природу повышенной устойчивости молекул озона в гидратах и найти условия образования смешанных гидратов озона с различными вспомогательными веществами.

В настоящей работе изучались молекулярные кластеры на основе клатратных гидратов КС-I, КС-II для получения термодинамических данных о модельных кластерах, включающих в себя большие и малые по-

лости клатратных гидратов озона и аргона. Все структуры смешанных клатратных гидратов ($5^{12}5^{12}6^2$ и $5^{12}5^{12}6^4$), содержащие и не содержащие молекулы Ar и O₃ ($nAr@5^{12}6^2O_3@5^{12}$; $1O_3@5^{12}6^2Ar@5^{12}$; $1O_3@5^{12}nAr@5^{12}6^4$; $Ar@5^{12}1O_3@5^{12}6^4$), в качестве молекул гостей, рассматриваемые в данном исследовании, оптимизированы с помощью гибридного потенциала метода функционала электронной плотности (DFT) B3LYP в сочетании с 6-311G, 6-31G базами. При геометрической оптимизации клатратных структур были заморожены длины связи O-H и угол H-O-H молекул воды находящихся в каркасе клатратного гидрата. Все электронные расчёты были проведены с помощью пакета программ Gaussian 09. [3]

Получены равновесные расстояния, электронная плотность энергии стабилизации для всех рассматриваемых систем. Были предсказаны структурные особенности и термодинамическая стабильность многокомпонентных систем, содержащих озон и аргон.

Подробно были рассмотрены вышеуказанные кластеры, являющиеся структурными составляющими клатратных гидратов КС-I и КС-II, на предмет их энергии стабилизации, распределения электронной плотности. Получены термохимические данные (энергия Гиббса, энтальпия и энтропия) о реакции образования кластеров, состоящих из больших и малых полостей гидратов озона и аргона.

Список литературы

1. Sloan E. D., Koh C. A. Clathrate Hydrates of Natural Gases, 3rd ed // Ed. Heinemann H., Speight J.G.: Taylor & Francis-CRC Press: Boca Raton, FL, 2007. 752 p.
2. Бык С.Ш., Макогон Ю.Ф., Фомина В.И. Газовые гидраты // М: Химия, 1980. 296 с.
3. http://www.gaussian.com/g_prod/g09.htm

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-08-00803).*

БЕСПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧ ВОДОРОДНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Глотов В.Ю., Головизнин В.М., Канаев А.А., Кондаков В.Г., Киселев А.Е.

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва

e-mail: glotov-v@yandex.ru

Во время тяжелой аварии с потерей теплоносителя на водо-водяных энергетических реакторах (ВВЭР) в атмосферу защитной оболочки (ЗО) реактора может поступать большое количество горячего пара и водорода. Возникает опасность стратификации газа и образования детонационных смесей.

Для обеспечения водородной безопасности (ВБ) на АЭС и определения вероятных мест возгорания, необходимо уметь предсказывать распространение многокомпонентной смеси газов, содержащей водород, по помещениям ЗО.

Численное моделирование данной задачи сопряжено с учетом ряда явлений, связанных с вынужденной конвекцией в многокомпонентных средах, естественной (тепловой и концентрационной) конвекцией, диффузионным и турбулентным перемешиванием среды, объемной и пристеночной конденсацией пара в присутствии неконденсируемых газов. Помимо этого, значительную роль (при достаточно высокой температуре и давлении в ЗО) может играть радиационный теплообмен. Характерные масштабы длины и времени этих процессов лежат в широких диапазонах. Т.е., задачи ВБ носят комплексный *многомасштабный* и *мультифизичный* характер. Это обстоятельство приводит к появлению дополнительных неопределенностей, связанных с выбором и настройкой моделей различных физических процессов, что существенно усложняет анализ экспериментальных данных и снижает предсказательную силу численного метода.

Подход, основанный на методике КАБАРЕ [1], относится к вихререзающим методам с неявным моделированием подсеточных масштабов турбулентности. Данный метод позволяет проводить расчеты на сетках с неполным разрешением масштабов турбулентности без введения дополнительных настроечных параметров. Единственным источником неопределенностей является только сеточная модель, критерий выбора которой, основан на анализе сходимости решения

В настоящей работе представлены некоторые результаты численного моделирования с помощью методики КАБАРЕ эксперимента PE4 [2], проводимого на установке PANDA (проект ERCOSAM-SAMARA). Отдельное внимание уделено проблемам моделирования струйных течений в многокомпонентных средах на сетках с неполным разрешением спектра турбулентных пульсаций, пристеночной конденсации пара и радиационного теплообмена.

На рисунке 1 приведен график зависимости давления в установке от времени. Совпадение давления с экспериментальными данными позволяет говорить о высокой точности моделирования пристеночной конденсации пара.

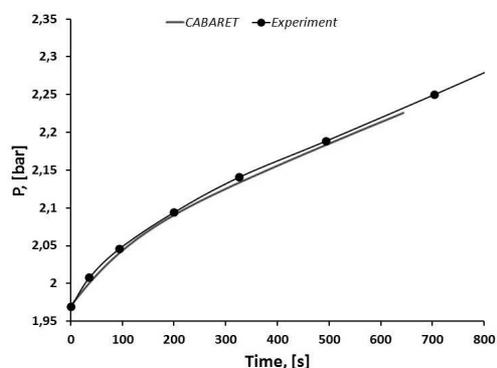


Рис. 1. Давление в установке в зависимости от времени в сравнении с экспериментальными данными. Эксперимент PE4 (ERCOSAM SAMARA)

На рисунке 2 приведено сравнение временной зависимости температуры на фазе накачки пара с экспериментальными данными в верхней части установки. Совпадение результатов говорит о высокой точности моделирования теплообмена в экспериментальной установке.

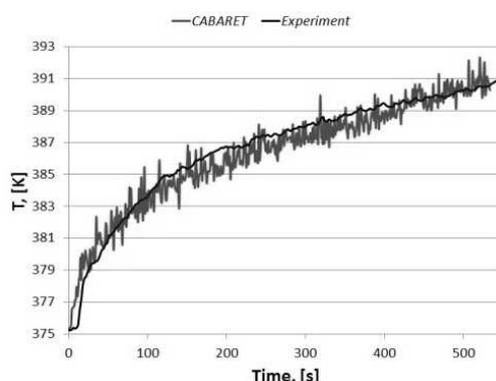


Рис. 2. Температура в верхней части экспериментальной установки ($z=4$ м над точкой инжекции) в зависимости от времени в сравнении с экспериментальными данными. Эксперимент PE4 (ERCOSAM SAMARA)

Список литературы

1. В.М. Головизнин, М.А. Зайцев, С.А. Карабасов, И.А. Короткин. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов. – М.: Издательство Московского университета, 2013, 472. (V.M. Goloviznin, M.A. Zaitcev, S.A. Karabasov, I.A. Korotkin. Novie algoritmy vychislitelnoi gidrodinamiki dlia mnogoprocessornykh vychislitelnykh kompleksov)
2. Kelm S., Klauck M., Götz L., Gehr R., Jahn W. Containment thermal-hydraulics of current and future LWRs for severe accident management. JUELICH Post-test analysis report. ERCOSAM / WP2 / P2.18 / 2014-12

*При проведении расчетов использовались ресурсы
Суперкомпьютерного комплекса МГУ*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ЭМБОЛИЗАЦИИ КАК ЗАДАЧИ ДВУХФАЗНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Гологуш Т.С., Черевко А.А., Остапенко В.В.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

e-mail: tatiana_06.08@mail.ru

Артериовенозная мальформация (далее АВМ) является сложным и опасным врожденным пороком развития сосудов головного мозга. Зачастую обострения у пациентов происходят в возрасте 30-40 лет. Эндovasкулярная эмболизация АВМ является эффективным средством лечения таких патологий. Но не смотря на хорошо развитую технику операций по эмболизации, до сих пор сохраняется опасность непредсказуемого разрыва АВМ во время операции и в течении нескольких суток после её окончания. Цель данной работы состоит в том, чтобы смоделировать процесс эмболизации и построить оптимизационный алгоритм эмболизации АВМ.

Артериовенозная мальформация может адекватно моделироваться пористой средой в силу того, что она состоит из хаотического неупорядоченного переплетения выродженных сосудов различных малых диаметров (от 0.01 до 1см), осуществляющих шунтирование крови из артерии в вену. Процесс эмболизации описывается в этой модели внедрением в пористую среду, заполненную жидкостью (кровью), другой жидкости (эмболизата), несмешивающейся с первой.

Процесс эмболизации в одномерном приближении описывается уравнением Баклея-Леверетта, которое решается численно с помощью новой модификации схемы Кабаре. Проведено сравнение аппроксимации решений уравнения Баклея-Леверетта с помощью схемы Кабаре и схем WENO высокого порядка. С помощью численного эксперимента показано, что схема Кабаре лучше описывает разрывы решений уравнения Баклея-Леверетта, по сравнению со схемами WENO. Это обусловлено наличием у схемы Кабаре компактного шаблона, не позволяющего «размазывать» разрывы. Для дальнейшей работы по разработке алгоритма оптимальной эмболизации, будет использована схема КАБАРЕ для описания разрывов и схема WENO в областях без разрывов. Для проверки пригодности метода при расчёте задач эмболизации, были проведены численные эксперименты, в которых смоделированы основные моменты процесса эмболизации и проведено сравнение расчетов с точными решениями [1].

Предложенная модель оптимальной эмболизации имеет две новые принципиальные особенности.

1. На процесс эмболизации накладывается требование об ограничении удельной нагрузки на узел АВМ при эмболизации [2]. Это требование следует из нейрохирургической практики и обосновано на гидравлической модели эмболизации АВМ. Оно формулируется в виде ограничения:

$$\frac{\Delta E}{V} \leq W_{\max},$$

где ΔE - энергия, рассеивающаяся в АВМ за единицу времени. Она равна разности потоков энергии на входе в АВМ и выходе из неё. V - объём АВМ, W_{\max} - предельное допустимое значение удельной нагрузки.

2. Процесс эмболизации описывается как процесс оптимального управления, в котором, управляя концентрацией эмболизата на входе в АВМ, нужно добиться максимально возможной её эмболизации за конечное время при выполнении ограничения.

Для некоторых сценариев проведения операции найдены оптимальные параметры подачи эмболизата на вход в АВМ. Исследованы сценарии оптимальной эмболизации для различных фильтрационных свойств АВМ.

Список литературы

1. Cherevko A.A., Gologush T.S., Ostapenko V.V., Petrenko I.A., Chupakhin A.P. Modeling process of embolization arteriovenous malformation on the basis of two-phase filtration model // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Volume 722. Paper 012009.
2. Кривошапкин А.Л., Панарин В.А., Орлов К.Ю., Берестов В.В., Шаяхметов Т.С., Горбатов А.В., Кислицин Д.С., Чупахин А.П., Черевко А.А., Хе А.К., Сергеев Г.С., Чебыкин Д.В. Алгоритм предупреждения гемодинамических кровоизлияний при эмболизации церебральных артериовенозных мальформаций// БЮЛЛЕТЕНЬ СО РАМН. 2013. Т. 33. С. 65-73

*Работа выполнена при поддержке гранта
Правительства Российской Федерации
(грант № 14.W03.31.0002).*

БЫСТРОЕ АВТОМАТИЧЕСКОЕ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ В ЗАДАЧАХ ЧЕТЫРЕХМЕРНОГО ВАРИАЦИОННОГО УСВОЕНИЯ ДАННЫХ (4DVAR)

Евтушенко Ю.Г.¹, Горчаков А.Ю.¹, Головизнин В.М.²

¹ Вычислительный центр им. А.А. Дородницына Федерального исследовательского центра «Информатика и управление» Российской Академии наук, г. Москва

² Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской Академии наук, г. Москва

e-mail: andrgor12@gmail.com

В задачах динамики атмосферы и океана начальные данные, как правило, неизвестны и должны быть вычислены в результате усвоения данных мониторинга. Один из методов усвоения таких данных основан на вариационных принципах - поиске минимума некоторого функционала, описывающего отклонение модельного решения и данных измерений в некоторой заданной метрике. Этот метод – 4Dvar (группа методов) сравнительно хорошо разработан и успешно применяется на практике (ECMWF, France, UK, Japan, Canada).

При численном решении подобных задач часто используются идеи и методы, разработанные ранее в исследованиях по нелинейному программированию. Как показывает многолетняя успешная практика ВЦ ФИЦ ИУ РАН решения сложных оптимизационных задач, наиболее эффективными методами являются градиентные методы и их обобщения. Для вычисления градиентов обычно используется решение дискретной задачи, сопряженной к «прямой» задаче, аппроксимированной разностной или конечноэлементной системой уравнений.

«Ручной» вывод сопряженных уравнений весьма трудоемок и требует значительных временных затрат. Существенная экономия ресурсов достигается при использовании методологии быстрого автоматического дифференцирования (БАД). В этом случае дискретный градиент функционала определяется с помощью специальных канонических формул [1]. При этом нет необходимости применять данные формулы к разностной схеме вручную. В настоящее время существуют доступные открытые компьютерные коды, позволяющие реализовывать технологию БАД в режиме «черного ящика», подавая на его вход исполняемый «авторский» код решения прямой задачи [2].

Доклад посвящен опыту использования технологии БАД при решении обратной задачи усвоения данных для модельного двумерного примера, описываемого уравнениями однослойной мелкой воды с переменной плотностью над неровным дном. Для решения «прямой» задачи применялась балансно –

характеристическая схема «КАБАРЕ», обладающая определенными преимуществами над другими схемами [3]. Кроме этого вычислительный шаблон схемы является предельно компактным, вмещающимся в одну пространственно–временную расчетную ячейку. Это позволяет естественным образом задавать граничные условия в сложных расчетных областях и обеспечивать максимальную вычислительную эффективность распараллеливания при проведении массивных параллельных вычислений.

В рассматриваемой модельной задаче неизвестными величинами являются две компоненты скорости, высота свободной поверхности и плотность. Вначале решается прямая задача в прямоугольнике с неровным дном, нулевыми начальными скоростями, постоянной плотностью и ровной свободной поверхностью. На части границы задаются условия втекания, на другой части – условия свободного вытекания. Прямая задача решается до времени, при котором можно считать сформировавшимся квазистационарное вихревое течение. Затем, на вход подается другая плотность и происходит динамическое замещение одной жидкости другой.

Предметом исследования являлась вычислительная эффективность БАД при различных стратегиях мониторинга – пространственном и временном расположении точек наблюдений. Был сделан вывод о перспективности использования БАД в задачах оперативной океанологии.

*Работа выполнена при поддержке РФФ,
проект №18-11-00163.*

Список литературы

1. Евтушенко Ю. Г. Оптимизация и быстрое автоматическое дифференцирование //М.: Научное издание ВЦ РАН. – 2013.
2. Hogan R. J. Fast reverse-mode automatic differentiation using expression templates in C++ //ACM Transactions on Mathematical Software (TOMS). – 2014. – Т. 40. – №. 4. – С. 26.
3. В. М. Головизнин, А. А. Самарский, “Некоторые свойства разностной схемы “кабаре””, Матем. моделирование, 10:1 (1998), 101–116.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА АБЛЯЦИИ АЛЮМИНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Гришин М.А.¹, Рубцов Н.А.¹, Бессмельцев В.П.²

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

² Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Коптюга, 1

Процесс микрообработки поверхностей материалов лазерными импульсами представляет особый интерес для исследователей на протяжении многих лет. В основе данного процесса лежит механизм абляции – удаление слоя с поверхности вещества под действием лазерных импульсов. Для типичных приложений лазерной микрообработки важны интегральные характеристики: глубина абляции, ширина канала, масса удаленного слоя вещества. Для прогнозирования данных характеристик используются экспериментальный и теоретический (на основе математического моделирования) подходы. Теоретический подход подразумевает формулировку математической модели процесса, а именно замкнутой краевой задачи. Процесс импульсной лазерной абляции включает в себя нагрев поверхности и последующее удаление материала с облучаемой поверхности, формирование облака газа/плазмы, изменение теплофизических и оптических свойств вещества, поэтому построение математической модели и последующее решение системы уравнений с начальными и граничными условиями является трудоёмкой задачей. При этом результаты, полученные в рамках экспериментального подхода, используются для верификации математической модели.

Настоящая работа посвящена численному моделированию процесса абляции алюминия под действием серии импульсов Nd:YAG лазера, работающего на длине волны 1064 нм. Целью работы является улучшение существующей модели импульсной лазерной абляции осуществляемой в наносекундном диапазоне длительностей импульсов. В рамках одномерной тепловой постановки задачи были учтены процессы: теплового испарения, возникновения и динамики плазменного облака. При моделировании учитывалась зависимость коэффициента отражения от температуры поверхности алюминия $R(T)$, эффект экранировки падающего излучения формирующимся плазменным облаком. Таким образом, уравнение баланса энергии принимает вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v(T_s) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\alpha I(t)(1 - R(T))}{\rho c_p \exp(\alpha x + \Lambda)},$$

где $I(t)$ – интенсивность излучения, Λ – оптическая толщина плазмы; ρ – плотность материала, c_p – теплоемкость, α – коэффициент объемного поглощения излучения алюминием, T_s – температура поверхности алюминия, $v(T_s)$ – скорость абляции.

Оптическая толщина плазмы Λ вычислялась в каждый момент времени с использованием модели из [1]. Скорость абляции $v(T_s)$ определялась на основании соотношения Герца-Кнудсена:

$$v(T_s) = 0.82 \frac{p_b}{\rho} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_b T_s(t)}} \exp\left[\frac{L}{k_b} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s(t)}\right)\right],$$

где p_b – атмосферное давление, m – масса атома алюминия, k_b – постоянная Больцмана, T_b – температура кипения при атмосферном давлении, L – скрытая теплота парообразования.

Уравнение баланса энергии, дополненное начальными и граничными условиями, решалось конечно-разностным методом с использованием неявной абсолютно устойчивой схемы Кранка – Николсона. Для уменьшения времени расчета использовалась нерегулярная расчетная сетка: первые 500 узлов располагались на фиксированном расстоянии друг от друга (0.1 нм), далее шаг сетки увеличивался в геометрической прогрессии с шагом $q = 1.005$. Шаг по времени составил 0.5 пс. До непосредственного решения краевой задачи предварительно была подготовлена таблица коэффициентов $R(T)$ в широком диапазоне температур, учет которых увеличил скорость расчета. Алгоритм численного решения был распараллелен. При проведении моделирования был использован многоядерный сервер Intel Xeon E5-2660 (2 процессора по 40 ядер) 2.6 ГГц.

В результате решения краевой задачи получены: скорость абляции $v(T_s)$, распределение температуры по слою материала $T(x, t)$ и глубина абляции $h(t)$ в произвольные моменты времени при вариации задержек между импульсами и числа последовательных импульсов. Анализ полученных зависимостей показал, что уменьшение задержки между импульсами может оказывать значительное влияние (>20%) на глубину абляции. Таким образом, представляется возможным контроль над глубиной абляции путём изменения частот следования импульсов лазера при постановке экспериментов.

Список литературы

1. N. M. Bulgakova, A. V. Bulgakov. Thermal model of pulsed laser ablation under the conditions of formation and heating of a radiation-absorbing plasma. Quantum Electron. 29(5):433–43

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ГИДРОПРОФИЛЯ

Дауэнгауэр Е.И.^{1,2}, Мулляджанов Р.И.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: e.dauengauer@g.nsc.ru

Современное состояние вычислительных технологий позволяет проводить высокоточные численные расчеты для предсказания характеристик течений в задачах обтекания при достаточно высоких числах Рейнольдса (Re). Прямое численное моделирование (DNS) уравнений Навье-Стокса вместе с методом крупных вихрей (LES) являются надежными инструментами описания нестационарных турбулентных потоков. За последние двадцать лет в этой области произошел существенный прогресс, что отразилось в имеющихся в литературе описаниях валидированных численных расчетов в области $Re=10^5-10^6$, построенных по скорости натекающего потока и длине хорды крыла [1–4].

Мы исследуем задачу обтекания гидропрофиля при $Re=2.7 \times 10^5$, используя метод спектральных элементов в коде Nek5000 [5] и LES при различных углах атаки. В методе крупных вихрей (LES, от англ. Large Eddy Simulation) к исследуемым уравнениям применяется операция пространственной низкочастотной фильтрации, после чего отфильтрованные уравнения Навье-Стокса описывают динамику крупных вихрей. Влияние мелких масштабов моделируется при помощи различных подсеточных моделей через тензор «подсеточных» напряжений, который появляется в уравнениях [6].

В методе спектральных элементов расчетная область разделяется на некоторые подобъемы — спектральные элементы. Затем изучаемые уравнения записываются для каждого элемента. В нашем случае — это уравнения Навье-Стокса для несжимаемой жидкости и уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{v} \cdot (\nabla \vec{v}) + \nu \Delta \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{f}, \nabla \cdot \vec{v} = 0.$$

Далее внутри каждого элемента функции задачи представляются в виде разложения по базису. В качестве базисных функций используются полиномы высокого порядка, такие как полиномы Лагранжа:

$$\psi = \sum_{l=1}^N a_l \psi_l(x), \psi_l = \prod_{j \neq l}^N \frac{x - x_j}{x_l - x_j}.$$

Данный метод дает очень высокую точность решения, а сходимость численного решения к точному происходит экспоненциально при увеличении количества вычислительных узлов. Поэтому данный метод был выбран как основной для всех расчетов в рамках этой работы [7].

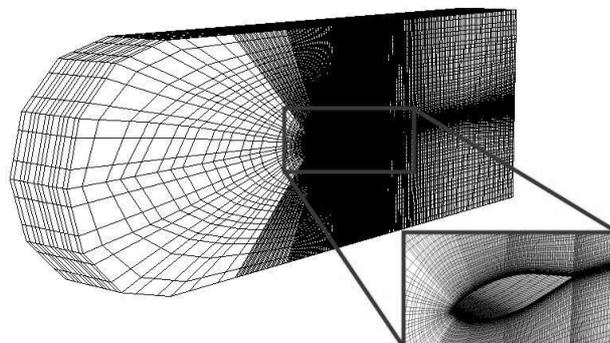


Рис. 1. Вычислительная сетка.

Используя более 10^5 спектральных элементов и различных порядок полиномов, мы изучаем влияние боковых стенок на процессы ламинарно-турбулентного перехода, а также эффекты, связанные с величиной угла атаки. Численные расчеты послужат дополнительным источником информации о течениях, исследуемых экспериментально в Институте теплофизики.

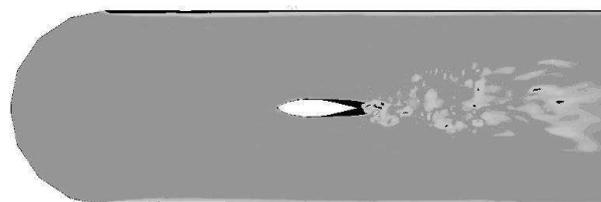


Рис. 2. Мгновенное продольное поле скорости.

Список литературы

1. Jensen K. Large-eddy simulation of flow around a NACA 4412 airfoil using unstructured grids. CTR. Annu. Res. Br. 1996. P. 225–232.
2. Shan H., Jiang L., Liu C. Direct numerical simulation of flow separation around a NACA0012 airfoil. Comput. Fluids. 2005. Vol. 34. P. 1096–1114.
3. Rodríguez I., Lehmkuhl O., Borrell R., Oliva A. Direct numerical simulation of a NACA0012 in full stall. Int. J. Heat Fluid Flow. 2013. Vol. 43. P. 194–203.
4. Hosseini S.M., Vinuesa R., Schlatter P., Hanifi A., Henningson D.S. Direct numerical simulation of the flow around a wing section at moderate Reynolds number. Int. J. Heat Fluid Flow. 2016. Vol. 61. P. 117–128.
5. Deville M.O., Fischer P.F., Mund E.H. High-order methods for incompressible fluid flow. Cambridge University Press. 2002.
6. Sagaut. P., Large Eddy Simulation for Incompressible flows. Springer Berlin Heidelberg. 1998.
7. Deville M. O., Fischer P. F., and Mund E.H. High-order Method for Incompressible Flow. Cambridge university press, 2004. P. 238–245.

Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-08-01199 а и 18-38-00907 мол_а).

**СОВРЕМЕННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ CFD КОДА SIGMAFLOW
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА**Дектерев А.А.^{1,2}, Гаврилов А.А.^{1,2}, Филимонов С.А.^{1,2}, Литвинцев К.Ю.¹, Харламов Е.Б.¹, Редель В.Д.²¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Сибирский Федеральный Университет, Красноярск

e-mail: dektev@mail.ru

Комплекс программа SigmaFlow [1] – это универсальный некоммерческий программный продукт для решения широкого класса задач гидродинамики, теплообмена и горения, развиваемый специалистами Красноярского филиала института теплофизики СО РАН и кафедры теплофизики Сибирского федерального университета.

В комплекс программ SigmaFlow входят модули для: построения геометрии расчетного объекта; создания расчетных сеток; проведения вычислений; анализа результатов моделирования. Программа позволяет выполнять высокопроизводительные параллельные вычисления на кластерных системах под управлением Windows или Linux операционных систем. Численная методика, заложенная в программу, основывается на методе конечного объема для неструктурированных сеток. Связь между полями скорости и давления реализуется при помощи процедуры расщепления. Системы разностных уравнений решаются итерационным способом с применением многосеточных методов.

Доклад посвящен новым возможностям программы SigmaFlow развиваемым в последние годы, это: развитию инструмента построения расчетной сетки; разработке моделей и методов расчета турбулентных потоков; разработке моделей и методов расчета полидисперсных потоков; развитию версии программы для расчета на Multi-GPU кластерных системах; развитие специализированных программ; созданию свободно распространяемой версии программы.

Программный комплекс SigmaFlow состоит из трех основных модулей: модуль подготовки расчетной сетки и данных для расчета, расчетный модуль, модуль анализа результатов.

Модуль подготовки данных включает в себя генератор сетки и модуль задания граничных и начальных условий, теплофизических параметров и параметров математической модели. В генераторе сетки дискретизация расчетной области проводится на основе сторонней (импортируемой) геометрии, предварительно подготовленной во внешней CAD системе. Для будущей расчетной области строится октодеревя с необходимой глубиной разбиения внутри и на границах геометрии. Полученные листовые элементы октодеревя определяют узлы будущей сетки. На основе полученного распределения узлов генерируется неструктурированная гибридная сетка, включающая в себе шестигранные элементы и многогранные элементы (пирамиды, призмы, тетраэдры).

В расчетном модуле реализованы математические модели, описывающие стационарные и нестационарные ламинарные и турбулентные одно и многокомпонентные дисперсные течения с учетом сопряженного и лучистого теплообмена и гомогенных газофазных химических реакций. Дискретизация уравнений гидродинамики осуществляется методом контрольного объема. Для моделирования турбулентных течений используются вихреразрешающие LES, гибридные RANS/LES и RANS модели. Для замыкания уравнений Рейнольдса в моделях RANS используется, как гипотеза о вихревой вязкости, так и расчет на основе уравнений переноса для рейнольдсовых напряжений. Моделирование переноса твердых частиц основано на диффузионно-инерционной модели движения малоинерционных частиц, которая является упрощением двухжидкостной модели дисперсных потоков. Математическая модель переноса излучения основана на методе конечных объемов. Расчет химической кинетики горения газового топлива основан на использовании глобальных необратимых реакцией между реагентами с образованием продуктов реакции (Eddy brake up model).

Расчетный модуль поддерживает многопоточные вычисления. Распараллеливание алгоритмов вычислительной гидродинамики осуществляется посредством декомпозиции расчетной области. Специализированная версия программы позволяет выполнять высокопроизводительные вычисления турбулентной гидродинамики на гибридных CPU/GPU кластерных системах.

В докладе представлены результаты решения ряда задач гидродинамики и сложного теплообмена с использованием программного комплекса SigmaFlow в приложении к: аэродинамике в городской застройке; распространению вредностей над промышленным городом; процессам в высокотемпературном химическом реакторе; расчету движения гранулированных сред в процессе бурения и др.

Также представлены возможности свободно распространяемой версии программы SigmaFW [2].

Список литературы

1. Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Минаков А.В. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2010. Выпуск 2(4). С. 117-122.
2. Дектерев А.А., Литвинцев К.Ю., Гаврилов А.А., Харламов Е.Б., Филимонов С.А. Свободно распространяемый программный комплекс SIGMA_FW для моделирования гидродинамики и теплообмена // Журнал Сибирского федерального университета. Техника и технологии. – 2017. Т. 10. №4. Стр. 534-542.

**ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА
ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ЭЛАСТИЧНОЙ ТРУБЕ
В ПРИЛОЖЕНИИ К ГЕМОДИНАМИКЕ**

Денисенко Н.С.^{1,2}, Черевко А.А.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: raselkroy@gmail.com

Задача об изучении течения крови в артериях является одной из основных задач гемодинамики [1]. Её важность связана с различными заболеваниями сердечно-сосудистой системы человека.

Поскольку процессы в живых системах являются периодическими то их можно описывать при помощи уравнения осциллятора, поэтому для моделирования течения крови в артерии в данной работе используется уравнение нелинейного осциллятора. Это нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка (обобщенное уравнение Ван-дер-Поля-Дуффинга) с правой частью:

$$\varepsilon q'' + f(q)q' + g(q) = ku(t), \quad (1)$$

где функции $f(q) = a_0 + a_1q + a_2q^2$ и $g(q) = b_1q + b_2q^2 + b_3q^3$ определяют диссипативные и упругие свойства системы. Величины $q = q(t)$ и $u = u(t)$ представляют собой нормированные значения давления и скорости течения ($|q| \leq 1, |u| \leq 1$). Неизвестные коэффициенты уравнения вычисляются по клиническим данным и определяют индивидуальные характеристики кровеносного сосуда пациента [2, 3, 4].

Задача о пульсирующем течении вязкой несжимаемой жидкости в трубе с жесткими или упругими стенками была исследована аналитически в работах, например, [5, 6]. В этих работах представлены формулы для скорости и давления, полученные путем решения линеаризованной системы уравнений Навье-Стокса. В случае с упругой стенкой уравнения Навье-Стокса сопрягаются с уравнения описывающими движение стенки.

В данной работе при помощи аналитических формул исследуются свойства уравнение Ван-дер-Поля-Дуффинга. Получены аналитические формулы для коэффициентов уравнения нелинейного осциллятора в случае гармонической зависимости течения от времени. С помощью формул исследована зависимость коэффициентов от различных механических параметров определяющих течение в трубе. Так же исследована точность восстановления коэффициентов уравнения при помощи методов теории обратных задач.

Список литературы

1. Caro C.G., Pedley, T.J., Schroter, R.C., Seed W.A. The Mechanics of the Circulation // Oxford University Press, New York, 1978. p. 606.
2. Khe A.K., Cherevko A.A., Chupakhin A.P., Krivoschapkin A.L., Orlov K.Yu., Panarin V.A. Monitoring of Hemodynamics of Brain Vessels // J. App. Mech. and Tech. Phys., 2017, Vol. 5, P. 7-16.
3. Khe A.K., Cherevko A.A., Chupakhin A.P., Krivoschapkin A.L., Orlov K.Yu. Endovascular blood flow measurement system // J. Physics: Conf. Series, 2016, Vol. 722, P. 012041.
4. Mikhaylova A.V., Chupakhin A.P., Ufimtseva I.V., Krivoschapkin A.L., Orlov K.Yu. Relaxation oscillation model of hemodynamic parameters in the cerebral vessels // J. of Phys.: Conference Series, 2016, Vol. 722, P. 012045.
5. Womersley J. R. Oscillatory motion of a viscous liquid in a thin-walled elastic-tube - I: linear approximation for long waves // Phil. Mag., 1955, Vol. 46, P. 199-221.
6. Zamir M. The Physics of Pulsatile Flow // Springer-Verlag, New York, 2000. p. 222.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
гранта РФФИ (грант № 17-08-01736) и гранта
Правительства Российской Федерации
(грант №14.W03.31.0002).*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА САМОКОНСЕРВАЦИИ В ГИДРАТООБРАЗУЮЩИХ СИСТЕМАХ МЕТОДАМИ РЕШЁТОЧНОЙ ДИНАМИКИ

Белослудов В.Р.^{1,2}, Божко Ю.Ю.^{1,2}, Жданов Р.К.^{1,2}

¹ Институт неорганической химии им. А.В. Николаева, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: rav@niic.nsc.ru

Клатратные гидраты – это соединения включения, состоящие из молекул воды, которые образуют решетку хозяина с полостями, и молекул газа, заключенными в полостях решетки-хозяина. Использование газогидратных технологий может решить ряд глобальных экологических проблем, к наиболее острой из которых относится проблема изменения климата на Земле, связанного с увеличением концентрации в атмосфере вредных газов и парниковых газов, в частности, углекислого газа. Разработка способов улавливания промышленных газов и их длительного хранения (например, захоронения в газогидратном виде) относится к числу наиболее остро стоящих перед учеными задач.

В работе [1] (Якушев и Истомин, 1992) было неожиданно обнаружено термодинамически стабильная форма гидратов, вне ее термодинамической области устойчивости при температурах ниже температуры плавления льда, это явление было назвали эффектом самоконсервации или аномально высоким сохранением [2] (Stern соавт., 2001), является весьма интригующим с точки зрения его научного и практического значения.

С *практической* точки зрения этот эффект может быть использован для хранения и перевозки различных газов в форме гидратов при более мягких условиях, что позволяет экономить значительные ресурсы на поддержание необходимых условий хранения. С *фундаментальной* точки зрения очень важно исследовать механизмы, ответственные за эффект самоконсервации. Наиболее популярное объяснение эффекта самоконсервации предполагает существование кинетической барьера для диффузии газа в через слой льда на поверхности гидрата. Но механизмы этого явления до сих пор вызывают споры в научных кругах.

В настоящей работе исследовали эффект самоконсервации в системе *лед Ih – гидрат диоксида углерода кубической структуры I – газ* методами молекулярной динамики (пакет программ *LAMMPS*) [3] и методами решеточной динамики, при поддержке ста-

тистико-термодинамической модели газовых гидратов [4], созданной авторами. Исследован образованный аморфный слой на границе *лед Ih – гидрат диоксида углерода кубической структуры I* вблизи области термодинамической стабильности льда *Ih*, но за пределами стабильности гидрата диоксида углерода кубической структуры *I*. Для этой цели при помощи пакета программ разработанных в лаборатории была смоделирована увеличенная в *n* число раз элементарная ячейка льда *Ih* и во внутрь которого помещен гидрат диоксида углерода кубической структуры *I* и в этой системе исследована граница раздела фаз, фаза гидрата диоксида углерода и фаза льда *Ih*.

Авторами была получена и построена зависимость объема ячейки гидрата CO_2 КС-I от температуры, проведено сравнение по тепловому расширению гидрата CO_2 КС-I (*его расчетного значения*) и льда *Ih* при различных температурах. По результатам молекулярного моделирования было показано, что сетка водородных связей в системе оказывается связанной на границе гидрат – лед, что является ключевым фактором, отвечающий за стабильной рассматриваемой модели. Таким образом можно говорить о существовании эффекта самоконсервации в гидратах диоксида углерода.

Список литературы

1. Yakushev V.S., Istomin V.A. Gas-hydrates self-preservation effect. // Eds. Maeno N., Hondoh T. Physics and Chemistry of Ice. Hokkaido University Press, Sapporo, Japan, 1992. pp. 136–140.
2. Stern L.A., Circone S., Kirby S.H., Durham W.B. Anomalous preservation of pure methane hydrate at 1 atm. // J. Phys. Chem. B. 2001. V. 105. pp. 1756–1762.
3. Plimpton S. Fast Parallel Algorithms for Short-Range Molecular Dynamics // J. Comput. Phys. 1995. V. 117, pp. 1-19.
4. Belosludov R.V. et al. Hydrogen hydrates: Equation of state and self-preservation effect // Fluid Phase Equilibria. 2016. V. 413. pp. 220-228.

Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00124).

ЧИСЛЕННАЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЛГИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ГИДРОПОСТОВ

Кликунова А.Ю., Хоперсков А.В.

Волгоградский государственный университет

e-mail: klikunova@volsu.ru

В работе описана методика построения гидродинамической модели крупной реки на примере участка нижней Волги. Построение достоверных гидродинамических моделей реальных речных систем требует актуальных цифровых моделей рельефа (ЦМР). Изменения со временем характеристик русел рек требуют актуализации и последующей верификации ЦМР. Рассматривается 100 километровый участок реки Волга южнее Волжской ГЭС, важность которого обусловлена его ключевой ролью для гидрологического режима Волго-Ахтубинской поймы (ВАП) [1,2].

Мы предлагаем алгоритм построения цифровых моделей рельефа дна, основанный на сравнительном анализе результатов численного гидродинамического моделирования и данных о динамике уровней воды на гидропостах. За основу ЦМР берутся данные космического зондирования SRTM и космического комплекса "Ресурс-П", а также результаты актуальных промеров глубин. В качестве базовых гидропостов для исследования взяты Нижний бьеф Волжской ГЭС, речной порт города Волгоград и пос. Светлый Яр. Варьируя характеристики локальных участков дна, получаем согласование изменений уровня воды $H(t)$ в численной гидродинамической модели с наблюдаемыми зависимостями.

В основе численных гидродинамических экспериментов лежат уравнения Сен-Венана для динамики поверхностных вод на заданном рельефе местности $b(x,y)$ [1,2,3]. Для заданного гидрографа Волжской ГЭС $Q(t)$ мы рассчитываем динамику распределений скорости воды и глубины с учетом силы тяжести, вращения Земли и придонного трения. Применяется метод CSPH-TVD для численного интегрирования уравнений, реализованный в виде параллельного пакета программ для GPU [4].



Рис. 1. Распределение вектора скорости воды на участке р. Волги

На рис.1 приведена типичная структура течения в русле Волги в окрестности города Волгограда при разветвлении русла вокруг о. Сарпинский. На рис. 2 показаны уровни воды H по данным наблюдений на гидропостах (сплошная линия) и по результатам численного моделирования (пунктирная линия). Удастся воспроизвести данные наблюдений с точностью до 0.5 м при типичных значениях глубины порядка 5-12 м.

Построенную модель течения в Волге с учетом актуализированной цифровой модели дна предполагается использовать для изучения весеннего паводка воды на территории Волго-Ахтубинской поймы.

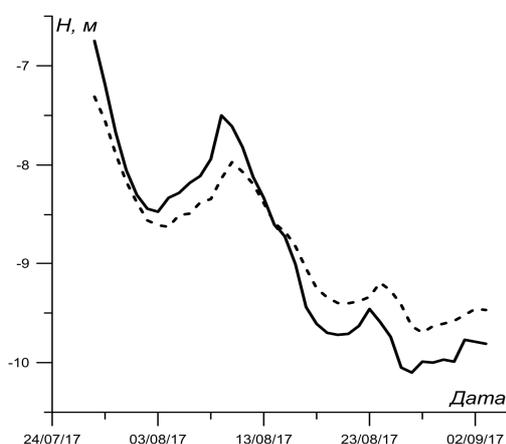


Рис. 2. Зависимости уровня воды на гидропосту и в численной модели

Список литературы

1. Khrapov S.S., Pisarev, A.V., Kobelev, I.A., Zhumaliev, A.G., Agafonnikova, E.O., Losev, A.G., Khoperskov, A.V. The numerical simulation of Shallow Water: Estimation of the Roughness Coefficient on the Flood Stage // *Advances in Mechanical Engineering*, 2013, V.29, Article ID 787016 P. 1–11. DOI: 10.1155/2013/787016
2. Agafonnikova E. O., Klikunova A. Y., Khoperskov A. V. Computer simulation of the Volga river hydrological regime: problem of water-retaining dam optimal location // *Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Математическое моделирование и программирование*. – 2017. – Т. 10. – №. 3. С. 148-155.
3. Dyakonova T., Khoperskov A. Bottom friction models for shallow water equations: Manning's roughness coefficient and small-scale bottom heterogeneity // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2018. – Т. 973. – №. 1. – С. 012032.
4. D'yakonova, T.A., Khoperskov A.V., Khrapov S.S. Numerical model of shallow water: the use of GPUs NVIDIA CUDA // *Communications in Computer and Information Science*, 2017, vol. 687, P. 132–145.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства образования и науки РФ (проект №2.852.2017/4.6) и частично при поддержке гранта РФФИ №16-07-01037.

ПОСТРОЕНИЕ УПРОЩЕННОЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕПЛООБМЕНА В ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОПЕЧИ

Литвинцев К.Ю.¹, Финников К.А.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Сибирский Федеральный университет

e-mail: Sttupick@yandex.ru

Объектом исследования является вакуумная электропечь с объемом рабочего пространства около 15 м³, имеющая омические нагревательные элементы, футеровку и внутреннюю оснастку, выполненные из углеродных материалов. Внутри печи помещены две реторты – внешняя и внутренняя. Внутри малой реторты происходит основной технологический процесс.

Характерное время цикла работы печи составляет несколько суток, максимальная температура нагрева внутри рабочей области достигает примерно 1800 °С. Давление в печи поддерживается на уровне нескольких сотен Па путем совмещения откачки пространства печи вакуумными насосами и дозированной подачи инертного газа. Основным механизмом теплопереноса в электропечи от нагревательных элементов является излучение. Течение газов внутри малой реторты – ламинарное вследствие низкой плотности и малых скоростей. Численные исследования теплообмена проводятся с целью управления температурным режимом во внутренней реторте для обеспечения условий протекания в ней физико-химических процессов.

Математическая модель теплообмена в крупномасштабной вакуумной электропечи и генератор сетки были разработаны и реализованы на основе математических моделей, используемых в авторском комплексе программ «SigmaFlow», разрабатываемом в Красноярском филиале ИТ СО РАН [1, 2]. В «SigmaFlow» применяется метод контрольного объема для дискретизации уравнений гидродинамики и теплообмена и поддерживаются многопоточные вычисления, основанные на пространственной декомпозиции расчетной области. Основные проблемы, связанные с построением математической модели процесса теплообмена в данной электропечи, обусловлены: присутствием существенно разномасштабных элементов от нескольких миллиметров (нагреваемые детали) до нескольких метров (футеровка); сложной и изменяющейся внутренней геометрией; длительностью технологического процесса; существованием разделенных ретортами газовых областей с разными характерными величинами скоростей; наличием сопряженного теплообмена. Указанные проблемы приводят к сложности создания построителя сеток и повышенным требованиям к вычислительным ресурсам, ограниченными мощностями одиночных персональных компьютеров.

На основе анализа расчетных результатов теплообмена в электропечи на основе математической модели, описывающей газодинамику, тепломассоперенос и включающую все основные элементы геометрии, была предложена упрощенная математическая, которая позволила уменьшить число ячеек сетки

примерно в три раза. Упрощенная модель основана на отбрасывании процессов, не влияющих на протекание физико-химических процессов в области внутренней реторты, использовании специальных подходов к построению сетки, позволяющих работать со сложной геометрией, использовании эффективных алгоритмов для расчета переноса излучения и выделения неизменных или редко изменяющихся элементов электропечи и описание свойств этих элементов с помощью экономичных подмоделей, выводимых на основе анализа задачи в ее полной постановке.

Частью рассматриваемой задачи, не подвергающейся изменению, является пространство и оборудование печи в промежутке от внешних стенок футеровки, охлаждаемой водой, до стенки наружной реторты, размеры которой также фиксированы. Размеры внутренней реторты могут варьироваться от одного рабочего режима к другому, но число вариантов ограничено. В упрощенной модели расчетная область ограничивается пределами внешней реторты. Для построения геометрии расчетной области и сетки был разработан специальный модуль, использующий как импортируемую геометрию для описания деталей, так построенную с использованием заданных примитивов. Сетка строится на основе окто разбиения [3].

Для решения уравнения переноса излучения была использована FГn модификация метода конечного объема совместно со схемой «бегущего счета» для решения СЛАУ [4-6].

Список литературы

1. Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Минаков А.В. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач. Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. 2010. Выпуск 2(4). С. 117-122.
2. Дектерев А.А., Литвинцев К.Ю., Гаврилов А.А., Бойков Д.В. А.А. Специализированное программное обеспечение для решения прикладных теплофизических задач // Сборник материалов Первой всероссийской конференции с международным участием «Цифровые средства производства инженерного анализа». Тула. ГГПУ им. Л. Н. Толстого 2017. Стр 58-65.
3. Дектерев А.А., Литвинцев К.Ю., Гаврилов А.А., Харламов Е.Б., Филимонов С.А. Свободно распространяемый программный комплекс SIGMA_FW для моделирования гидродинамики и теплообмена // Журнал Сибирского федерального университета. Техника и технологии. – 2017. Т. 10. №4. Стр. 534-542
4. Chai, J. C., and Patankar, S. V. Finite-Volume Method for Radiation Heat Transfer. Advances in Numerical Heat Transfer. – 2000. vol. 2, Chapter 4, Taylor & Francis, pp. 109 – 138.
5. Kim SH, Huh KY. A new angular discretization scheme of the finite volume method for 3-D radiative heat transfer in absorbing, emitting and anisotropically scattering media // Int J Heat Mass Transfer. Volume 43, Issue 7. 2000. Pages 1233-1242.
6. Литвинцев К.Ю., Филимонов С.А. Использование схемы «бегущего счета» для решения СЛАУ, полученных на основе метода конечных объемов для уравнения теплового переноса излучения. Вычислительные технологии. 2017. Т 22. №4.

**ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ
ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРАТИФИКАЦИИ
ПО КИНЕМАТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ВНУТРЕННИХ ВОЛН**

Первалова Е.Г.¹, Макаренко Н.И.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: ulan_ev@ngs.ru

Рассматривается математическая модель внутренних волн большой амплитуды в слабостратифицированной жидкости в поле силы тяжести. Предполагается, что фоновый профиль плотности жидкости зависит экспоненциально от глубины. В такой ситуации характеристики волнового движения (скорость нелинейной волны, ее амплитуда и т.п.) определяются коэффициентом, задающим тонкую структуру стратификации [1]. В данной работе исследуется обратная задача восстановления коэффициента плотности по кривой амплитудной дисперсии для уединенных волн. Известно [2], что указанная задача сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода с ядром специального вида. Для этого уравнения имеет место свойство единственности его решений в классе аналитических плотностей, описы-

вающих возмущения тонкой структуры стратификации [3]. В предлагаемой работе реализуется приближенный метод построения соответствующих профилей плотности стратифицированной среды.

Список литературы

1. Makarenko N.I., Maltseva J.L., Kazakov A.Yu. Conjugates flows and amplitude bounds for internal solitary waves. // *Nonlin. Processes Geophys.* 2009. V. 16. P.169-178.
2. Макаренко Н.И., Первалова Е.Г. Плотностная стратификация и амплитудная дисперсия внутренних волн. // *Фунд. и Прикл. Гидрофизика.* 2013. Т.6, №2. С.71-77.
3. Perevalova E.G., Makarenko N.I. Stratification parameters and dispersion of internal solitary waves // *Journal of Physics: Conference Series.* 2016. V. 722. 012031

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ В СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА ПОПЕРЕЧНЫМ РЯДОМ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПРЕПЯТСТВИЙ

Абрамов А.Г.¹, Смирнов Е.М.¹, Смирновский А.А.¹, Смирнов П.Е.²

¹ Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, Санкт-Петербург

² ANSYS Germany GmbH, Otterfing, Germany

e-mail: aero@phmf.spbstu.ru

Задача о развитии свободно-конвективного течения у нагретой вертикальной пластины привлекает внимание ученых и инженеров на протяжении долгого времени. Особый интерес вызывают процессы ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) в слое и данные исследований по влиянию различных факторов на нелинейный рост возмущений, хаотизацию движения и общую картину переходного процесса.

Сегодня в практику исследований переходных явлений все шире вводится применение метода прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation, DNS), предполагающего разрешение всех значимых временных и пространственных масштабов течения. Примерами приложения метода DNS для изучения ЛТП в свободно-конвективном пограничном слое на вертикальной поверхности могут служить работы [1-4].

Экспериментальные данные показывают, что в случае малой интенсивности внешних возмущений участок ламинарно-турбулентного перехода характеризуется весьма большой протяженностью: в два-три раза превышает участок устойчивого ламинарного течения (см., например, [5,6]). Есть основания полагать, что сокращение участка ЛТП может дать существенный положительный эффект в отношении интенсификации теплообмена окружающей среды с нагреваемой поверхностью.

Резкого ускорения развития нелинейных нестационарных процессов и турбулизации пристенного слоя можно добиться посредством установки трехмерных макро-шероховатостей на обтекаемую поверхность. Это – хорошо известная практика в управлении ЛТП для случая вынужденных течений. Исследования влияния макро-шероховатостей на развитие неустойчивости в пристенных свободно-конвективных слоях ограничивались пока только случаем двумерных препятствий.

Визуализация данных, полученных авторами [2,3] по методам Temporal DNS и Spatial DNS для переходного и турбулентного режимов свободной конвекции воздуха, которая развивается у нагретой вертикально ориентированной пластины, позволяет заключить, что наиболее ярко выраженные нелинейные процессы, предшествующие процессу турбулизации, связаны с образованием и ростом крупномасштабных подковообразных структур, почти периодически расположенных по размаху течения. При этом пространственный период в несколько раз превышает характерные толщины сдвигового и температурного слоев.

В настоящей работе представляются первые результаты, полученные методом DNS для случая обтекания исходно двумерным ламинарным свободно-

конвективным пограничным слоем ряда прямоугольных удлиненных препятствий, периодически расположенных по размаху слоя в области потери устойчивости стационарного режима течения в слое. Рассматривается случай препятствий, целиком погруженных в слой.

Математическая модель базируется на системе уравнений Навье-Стокса, дополненных уравнением баланса энергии, при учете эффектов плавучести в приближении Буссинеска. При расчетах физические параметры среды соответствовали воздуху. Следуя работе [5], на поверхности пластины задавалась температура 60°C при температуре внешней среды в 16°C. Расчетная область имела форму параллелепипеда размером 1.92x0.24x0.24 м (первый размер – высота). На поверхностях, ограничивающих область по размаху, накладывались условия периодичности. Размерность расчетной сетки составляла около 30 млн. ячеек. Расчеты выполнялись с использованием конечно-объемного CFD-кода со вторым порядком пространственной и временной дискретизации.

Приводятся результаты качественного и количественного анализа процессов развития трехмерных нестационарных вихревых структур в ближнем следе и спектра турбулентных образований вниз по потоку от препятствий.

Список литературы

1. Abedin M.Z., Tsuji T., Hattori Y. Direct numerical simulation for a time-developing natural-convection boundary layer along a vertical plate // *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 2009. V. 52, No. 19-20, P. 4525-4534.
2. Смирнов Е.М., Абрамов А.Г. Опыт прямого численного моделирования переходной и турбулентной свободной конвекции воздуха у нагретой вертикальной пластины // *Вестник Нижегородского гос. университета им. Н.И. Лобачевского*. 2011. №4(3). С. 1114-1116.
3. Abramov A.G., Smirnov E.M., Goryachev V.D. Temporal direct numerical simulation of transitional natural-convection boundary layer under conditions of considerable external turbulence effects // *Fluid Dynamics Research*, 2014. V. 46, 041408, 15 pp.
4. Zhao Y., Lei Ch., Patterson J.C. Natural transition in natural convection boundary layers // *Int. Comm.Heat Mass Transfer*. 2016. Vol.76, pp.366-375.
5. Tsuji T., Nagano Y. Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1988, V.31, no 8, p.1723-1734.
6. Кузьмицкий В.А., Чумаков Ю.С. Анализ характеристик течения при ламинарно-турбулентном переходе в свободно-конвективном пограничном слое // *ТВТ*. 1999. Т. 37. № 2, С.239-246.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00082).*

КОНСЕРВАТИВНЫЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ АЛГОРИТМЫ ДЛЯ УРАВНЕНИЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ НА СФЕРЕ

Головизнин В.М.¹, Залесный В.Б.², Соловьев А.В.³

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

² Институт вычислительной математики

³ Институт проблем безопасности атомной энергетики РАН, Москва

e-mail: gol@ibrae.ac.ru

Уравнения мелкой воды на плоской поверхности представляют собой законы сохранения массы и импульса. Их обобщение на гравитирующую сферу осуществляется формальным переходом к сферической системе координат при сохранении дивергентного характера уравнений. При стремлении радиуса сферы к бесконечности эти уравнения естественным образом переходят в законы сохранения на плоской поверхности. Такой подход в настоящее время является общепринятым.

Общепринятая форма дивергентных уравнений на сфере повсеместно используется для построения консервативных вычислительных алгоритмов динамики атмосферы и океана на основе метода конечного объема.

Известно, что модель мелкой воды на гладкой гравитирующей сфере представляет собой Гамильтонову динамическую систему, для которой справедлива теорема Э.Нетер [1], устанавливающая связь между законами сохранения и преобразованиями переменных, сохраняющих инвариантность лагранжиана. Если лагранжиан инвариантен относительно трансляции вдоль заданного пространственного направления, то вдоль этого направления выполняется закон сохранения импульса, если он инвариантен относительно вращения вокруг заданной оси – то в направлении этой оси справедлив закон сохранения момента импульса. Из этой теоремы следует, что на сфере закон сохранения импульса не выполняется, но зато выполняется закон сохранения момента импульса вдоль каждой прямой, проходящей через центр сферы.

Таким образом, общепринятый в настоящее время подход к построению консервативных алгоритмов для моделирования глобальной циркуляции атмосферы и океана на основе закона сохранения импульса принципиально не верен. Ложные вычислительные эффекты, возникающие при использовании традиционного подхода, еще предстоит подвергнуть тщательному анализу.

В настоящем докладе представлена система интегральных уравнений мелкой воды на вращающейся сфере с учетом донного рельефа, базирующаяся на законе сохранения массы и момента импульса. На основе представленной системы построено исчерпывающее семейство консервативных дифференциально-разностных (разностных по пространству и дифференциальных по времени) уравнений на геодезиче-

ских расчетных сетках, на основе которого можно строить все возможные классы вычислительных алгоритмов.

При аппроксимации по пространству на геодезической G-сетке (с удвоенным набором переменных – консервативных в ячейке и потоковых на гранях) коэффициенты контурных интегралов могут быть вычислены точно. Получен второй порядок аппроксимации на произвольных сетках. Примененный подход позволяет схеме быть хорошо сбалансированной (well balanced) над неровным дном. Схема построена в трехмерном декартовом пространстве, но для описания векторных параметров течения используется только две компоненты, соответствующие локальным базисам в соответствующей точке сферы. Такой подход исключает проблему вырождения сферической системы координат в полюсах.

Для аппроксимации по времени потоковых и консервативных переменных выбрана схема Кабаре [2], обладающая минимальным пространственно-временным шаблоном, вторым порядком аппроксимации по пространству и времени на нерегулярной сетке и переменном шаге по времени, временной обратимостью и, следовательно, свойством бездиссипативности в областях без пересечения характеристик. При решении задач на всей сфере, в качестве сетки используется сетка «кубосфера», адаптированная для выравнивания длин ребер. При решении локальных задач может использоваться произвольная неструктурированная четырехугольная сетка.

Приведены примеры решения тестовых и модельных задач по схеме КАБАРЕ, демонстрирующие новые стандарты качества численных расчетов.

Список литературы

1. Noether, Emmy (1918b), "Invariante Variationsprobleme", Nachr. D. König. Gesellsch. D. Wiss. (Göttingen: Math-phys. Klasse) . — Т. 1918: 235–257. English translation by M. A. Tavel (1918), arXiv:physics/0503066.
2. Головизнин В.М., Зайцев М.А., Карабасов С.А., Короткин И.А. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов: Монография // М.: Издательство Московского университета, 2013. – 472 с. (Серия «Суперкомпьютерное образование»)

*Работа поддержана РФФ
(грант № 18-11-00163).*

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ КОЛМОГОРОВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВНЕШНЕЙ СИЛЫ

Фортова С.В., Опарина Е.И., Трошкин О.В., Белоцерковская М.С.

Институт автоматизации проектирования РАН, Москва

e-mail: sfortova@mail.ru

Течение Колмогорова – двумерное движение вязкой жидкости, возникающие под действием по одной из координат периодического поля внешней силы [1-3]. Такая задача была поставлена Колмогоровым как модельная для исследования развития неустойчивости и перехода к турбулентности. Изначально, задача о течении жидкости под действием периодической силы рассматривалась лишь как удобный объект для аналитических исследований, однако, позже такое течение было реализовано в лабораторных условиях, за счёт магнитогидродинамического привода, позволившего создать в электролите периодическую силу, действующую на жидкость. Характерной особенностью течения является появление, при определённых условиях, автоколебательного режима («паркета») с системой вихрей, имеющей определённую структуру.

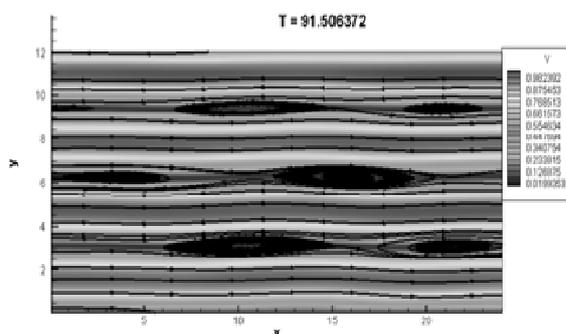


Рис. 1. Формирование «вихревого паркета» при численном моделировании задачи Колмогорова, линии тока и модуль скорости в момент времени $t=91.5$ с.

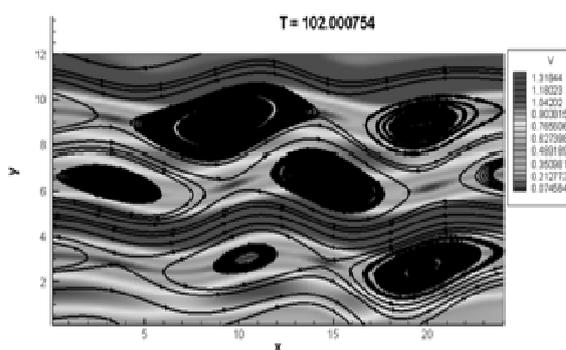


Рис. 2. Линии тока и модуль скорости в момент времени $t=102$ с.

В данной работе выполнено прямое численное моделирование двумерного течения в слое слабо сжимаемой невязкой проводящей среды под действием периодической силы. Расчёты на основе уравнений Эйлера, показали, что при определённых условиях в проводящей жидкости могут возникать периодические структуры вихрей, похожие на режим «паркета» в течении Колмогорова. Исследовалось влияние различных параметров на характер течения.

На Рис. 1-2 отражено формирование «вихревого паркета» при численном моделировании задачи Колмогорова.

Список литературы

1. Е.Б. Гледзер, Ф.В. Должанский, А. М. Обухов. Системы гидродинамического типа и их применение. М.:Наука, 1981.
2. А. М. Обухов. Течение Колмогорова и его лабораторное моделирование. УМН, 38(4):101–111, 1983. Kuznetsov V.V., Kozlov S.P. Modeling of methane steam reforming in a micro-channel with a heat flow distributed in length // J. Eng. Therm. 2008. V. 17, No. 1. P. 53–59. 2.
3. О. М. Белоцерковский, С. В. Фортова. Макропараметры пространственных течений в свободной сдвиговой турбулентности, Журнал Вычислительной Математики и Математической Физики, 50(6), 1126–1139, 2010

*Работа выполнена
в Институте автоматизации
проектирования РАН (ИАП РАН)
в рамках гос. задания ИАП РАН.*

**АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ РЕШЕНИЙ ОБОБЩЕННОГО УРАВНЕНИЯ
ВАН ДЕР ПОЛЯ – ДУФФИНГА, ОПИСЫВАЮЩЕГО ГЕМОДИНАМИКУ
ЦЕРЕБРАЛЬНЫХ СОСУДОВ**

Черевко А.А.^{1,2}, Борд Е.Е.^{1,2}, Шишленин М.А.^{2,3}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

³ Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН, Новосибирск

e-mail: cherevko@mail.ru

Аномалии сосудистой системы головного мозга, такие как аневризмы и артерио-венозные мальформации, ведут к нарушению правильной работы системы кровообращения, и как следствие, к угрозе для здоровья пациента.

Поэтому с медицинской точки зрения важно знать поведение кровотока в окрестности патологии.

В тоже время по этическим соображениям невозможно изучать это поведение экспериментально.

Целью работы является получение информации о характерном поведении интегральных характеристик кровотока в окрестности патологий на основе построенной математической модели.

В качестве математической модели предложено использовать обобщенное уравнение Ван-дер-Поля – Дуффинга. Это уравнение успешно описывает релаксационные колебания в сложной составной системе «пульсирующий поток крови – упругие стенки сосудов – окружающая среда мозга». Уравнение связывает гемодинамические параметры – безразмерные давление и скорость. Уравнение хорошо аппроксимирует клинические данные. Оно позволяет вычислять поведение давления по данным о скорости кровотока на больших промежутках времени (около 10 минут), построив дифференциальное уравнение по малому промежутку времени (несколько секунд).

Уравнение имеет решения различной структуры, которые определяются его коэффициентами и правой частью.

Коэффициенты находятся индивидуально для каждого пациента на основе клинических данных [1].

В работе на основе современных методов решения обратных задач для различных пациентов находятся коэффициенты уравнения и изучается их изменение во времени в течении хирургического вмешательства.

Изучаются свойства решений уравнения для разных пациентов с учетом особенностей строения их сосудистой системы.

Для изучения свойств уравнения для различных пациентов проводится приближенное аналитическое построение амплитудно-фазово-частотных характеристик решений методом Галеркина. На этой основе анализируются возможные режимы и их бифуркации.

Проводится сравнение результатов численных расчетов с результатами аналитических исследований уравнения.

Список литературы

1. Чупахин А.П., Черевко А.А., Хе А.К., Кривошапкин А.Л., Орлов К.Ю., Баранов В.И., Телегина Н.Ю., Панарин В.А. Измерения и анализ локальной церебральной гемодинамики у больных с сосудистыми мальформациями головного мозга // Патология кровообращения и кардиохирургия. 2012. Т. 16, № 44, С. 27 - 31.
2. Н.В. Бутенин, Ю.И. Неймарк, Н.Л. Фуфаев Введение в теорию нелинейных колебаний // М.: Наука, 1987. 385 с.
3. Б.И. Крюков Вынужденные колебания существенно нелинейных систем // М.: Машиностроение, 1984, 216с.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 17-11-01156).*

ДЕЙСТВИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОНКИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ

Шепелев В.В.^{1,2}, Иногамов Н.А.^{2,3}, Данилов П.А.⁴, Кудряшов С.И.⁴, Кучмижак А.А.^{5,6}, Витрик О.Б.^{5,6}

¹ Институт автоматизации проектирования РАН, Москва

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Москва

³ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва

⁴ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва

⁵ Институт автоматики и процессов управления ДО РАН, Владивосток

⁶ Дальневосточный Федеральный Университет, Владивосток

E-mail: vadim.aries@gmail.com

Фундаментальное и практическое применение лазерной обработки поверхностей давно уже стало нормой в таких областях, как микроэлектроника, медицина, наноплазмоника, и многих других. Развитие фемтосекундной лазерной техники в последние десятилетия открывает новые особенности формирования рельефа при облучении, такие, например, как поверхностные структуры LIPSS, обусловленные малой длительностью и, как следствие, крайне высокой плотностью энергии лазерного импульса.

Настоящая работа посвящена комбинированному исследованию, сочетающему экспериментальный анализ, создание теоретической модели и разработку вычислительной модели и алгоритма для исследования процессов, лежащих в основе формирования нанорельефа поверхности металлической пленки при фемтосекундном лазерном облучении. Работа берет свое начало в серии недавних экспериментов [1] по облучению тонкопленочных металлических мишеней, напыленных на толстые стеклянные подложки, см. Рис.1.

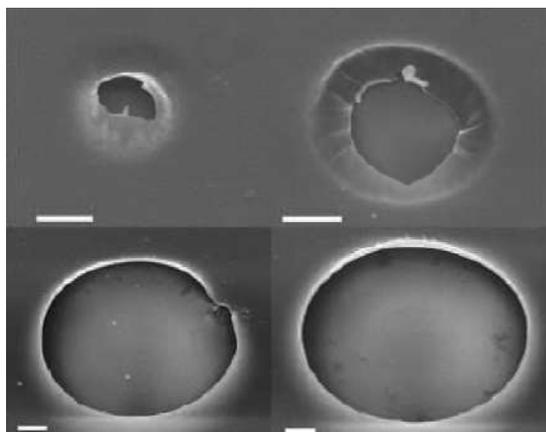


Рис. 1. Поверхностные структуры (отверстия) возникающие при фемтосекундном лазерном облучении металла.

При изменении мощности излучения в экспериментах было обнаружено отклонение (Рис.2, красная прямая) от известной закономерности (Рис 2., синяя прямая), связывающей интенсивность излучения с характерным размером отверстий. Энергия в случае

образования отверстий была достаточной для того, чтобы фрагменты пленки могли оторваться от стеклянной подложки.

В настоящей работе представлена теоретическая модель, описывающая гидродинамический механизм образования поверхностных структур, отличный от чисто теплового механизма. Показывается, что тепловой механизм не мог бы привести к образованию отверстий из-за относительно малой, по сравнению с газодинамическими масштабами, скоростью распространения тепловой волны в металле.

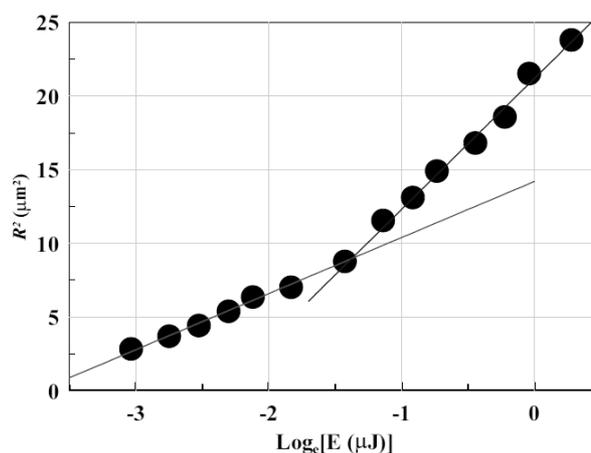


Рис. 2. Зависимость между интенсивностью излучения и характерным размером возникающих поверхностных структур.

Список литературы

1. Wang X W, Kuchmizhak A A, Li X, Juodkazis S, Vitrik O B, Kulchin Yu N, Zhakhovsky V V, Danilov P A, Ionin A A, Kudryashov S I, Rudenko A A and Inogamov N A 2017 Phys. Rev. Appl. 8 044016

Вычислительная часть работы выполнена в ИАП РАН в рамках гос. задания ИАП РАН. Теоретическая часть выполнена Н.А. Иногамовым в ИТФ им. Ландау РАН в рамках гос. Задания ИТФ им. Ландау РАН №0033-2018-0004.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ СКВОЗЬ УПРУГИЙ ПОРИСТЫЙ СКЕЛЕТ В ПРИЛОЖЕНИИ К ЗАДАЧАМ ГЕМОДИНАМИКИ

Янченко А.А.^{1,2}

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: aya.home.nsk@gmail.com

Моделирование течения жидкости сквозь упругий пористый скелет представляет интерес во многих научных областях и в промышленных приложениях. В частности, одним из подходов к моделированию гемодинамики мозга является рассмотрение кровеносного русла в области мелких сосудов как пористого пространства. Также важной задачей как с точки зрения фундаментальной механики сплошных сред, так и с точки зрения медицинских приложений является моделирование течения крови в артериовенозной мальформации (АВМ). Артериовенозная мальформация - патологическая связь между венами и артериями в мозге, в которой отсутствует капиллярная сеть, вследствие чего осуществляется прямое шунтирование крови из артериального бассейна в венозный. Таким образом АВМ нарушает нормальное кровообращение, приводит к хронической недостаточности кровообращения, может быть причиной разрыва патологически измененных сосудов и другим негативным последствиям в зависимости от строения и места расположения.

Модель течения сжимаемой жидкости сквозь упругий пористый скелет выводится с применением метода гиперболических термодинамически согласованных систем законов сохранения, что обеспечивает правильную постановку задачи как с математической, так и с физической точки зрения. Данный подход успешно применялся для построения моделей течения двухфазных жидкостей. В общем виде такая система записывается в терминах порождающего термодинамического потенциала и порождающих переменных. При использовании этого подхода все уравнения системы принимают дивергентный вид, она может быть приведена к симметричной форме и является гиперболической при условии выпуклости порождающего потенциала [1, 2], что позволяет применять уже разработанные методы для исследования

и моделирования описываемого этой системой процесса.

Разработанный численный метод основан на методе конечных объемов. Для дискретизации по пространству применяется WENO-алгоритм, а для дискретизации по времени — метод Рунге-Кутты. Для реализации граничных условий к линеаризованной на предыдущем временном шаге системе уравнений применяется характеристическая декомпозиция [3]. Для моделирования течения крови через АВМ рассматривается двумерная по пространству начальнo-краевая задача для системы уравнений описывающих течение жидкости сквозь упругий пористый скелет.

Верификация данной математической модели основывается на клинических данных, характеризующих течение крови в сосудах головного мозга в норме и при наличии аномалии [4]. Клинические данные позволяют определить физические параметры среды и верифицировать построенные модели.

Список литературы

1. Е.И. Роменский. Термодинамически согласованная система законов сохранения течения сжимаемой жидкости в пористой упругой среде // Сибирский журнал индустриальной математики, 2011, V. 14, No. 4, P. 48.
2. С.К. Годунов, Е.И. Роменский. Элементы механики сплошных сред и законы сохранения // Новосибирск, Научная книга, 1998. 280 с.
3. А.А. Yanchenko, E. Romenski and A.K. Khe, Numerical modeling of compressible fluid flow through elastic porous medium // Journal of Physics: Conference Series, Volume 894.
4. А.П. Чупахин, А.А. Черевко, А.К. Хе, А.Л. Кривошапкин и др. Измерения и анализ локальной церебральной гемодинамики у больных с сосудистыми мальформациями головного мозга // Патология кровообращения и кардиохирургия, 2012, V. 16, No. 4, P. 27-31.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского
научного фонда (проект № 17-11-01156).*

ВЛИЯНИЕ САХАРНОГО ДИАБЕТА 1 ТИПА НА ГЕМОДИНАМИКУ И АРХИТЕКТониКУ КРУПНЫХ СОСУДОВ ГОЛОВНОГО МОЗГА**Янькова Г. С.¹, Черевко А. А.¹, Акулов А. Е.², Тур Д. А.², Паршин Д. В.¹**¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск² Институт цитологии и генетики СО РАН, Новосибирск

E-mail: galinayankova2703@gmail.com

Одной из наиболее важных составляющих кровеносной системы головного мозга является Виллизиев круг, обеспечивающий равномерное кровоснабжение. В данной работе изучается вопрос о наличии влияния сахарного диабета 1 типа на Виллизиев круг и примыкающие к нему сонные и позвоночные артерии. Этот вопрос представляет интерес для более глубокого и более точного исследования этого тяжелого заболевания [1].

В данной работе использовалась генетическая линия высокочувствительных к диабету мышей NOD.CB17-Prkdcscid/J. Животные содержались в Центре генетических ресурсов лабораторных животных, ФИЦ ИЦиГ СО РАН (проект Минобрнауки России RFMEFI62117X0015). В работе использовались самцы и самки с сахарным диабетом продолжительностью 1 месяц, самцы с продолжительностью болезни 2 месяца и соответствующие им здоровые группы животных. На сверхвысокопольном томографе Bruker BioSpec 117/16USR (ИЦиГ СО РАН) были получены исходные данные для построения сосудистых сетей. На их основе для всех групп мышей были построены модели сосудистого русла [2]. Далее, с использованием полученных моделей были проведены CFD-расчеты гемодинамики. Выполнен статистический анализ геометрических и гемодинамических характеристик моделей с помощью t-критерия Стьюдента и метода PLS-DA.

Для группы животных с диабетом продолжительностью 1 месяц с помощью t-критерия Стьюдента были выявлены различия только у самок для значений максимальной скорости в сонных артериях, а самцы оказались устойчивыми к заболеванию такой продолжительности [3]. Для самцов из группы с продолжительностью диабета 2 месяца были выявлены статистически значимые различия в гемодинамике и строении Виллизиева круга.

Для обработки данных самцов из обеих групп был применен метод PLS-DA. Показано, что по оси первой главной компоненты самцы разделились согласно наличию заболевания. В формировании первой главной компоненты наиболее значимый вклад внесли гидродинамические параметры сосудистых сетей исследуемых лабораторных животных. По оси второй главной компоненты животные разделились согласно продолжительности заболевания. В формировании второй главной компоненты наиболее существенный вклад вносят геометрические характеристики Виллизиева круга.

На основе проведенного исследования можно сделать вывод, что с увеличением продолжительности заболевания сахарный диабет I типа начинает влиять на гемодинамику и строение даже крупных сосудов головного мозга.

Список литературы

1. L. Yvonne Melendez-Ramirez, Robert J. Richards, William T. Cefalu Complications of Type 1 Diabetes // Endocrinology and Metabolism Clinics of North America. 2010. Vol. 39. P. 625-640.
2. Paul A. Yushkevich, Joseph Piven, Heather Cody Hazlett, Rachel Gimpel Smith et.al User-guided 3D active contour segmentation of anatomical structures: significantly improved efficiency and reliability // Neuroimage. 2006. Vol. 31. P. 1116-28
3. A. Akulov, A. Cherevko, G. Yankova, D. Parshin, D. Tur The cerebral network's reconstruction by MRI methods and the hemodynamics study of small laboratory animal in type 1 diabetes // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2016. Vol. 886. P. 1-8

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда
(проект № 17-75-10029 - моделирование диабета и
МРТ исследования; проект № 17-11-01156 -
математическое моделирование).*



СЕКЦИЯ 6

Методы и средства теплофизического и гидрогазодинамического эксперимента



ПРИМЕНЕНИЕ PTV АЛГОРИТМА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПОТОКОВ ВЛАЖНОГО ПАРА

Алексеев Р.А., Грибин В.Г., Тищенко А.А., Гаврилов И.Ю., Тищенко В.А., Попов В.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

e-mail: AlexeevRA@mpei.ru

В настоящее время широкое распространение получили методы PIV и PTV для анализа аэродинамической эффективности различного оборудования. При этом обычно данные алгоритмы используются для определения характеристик основного потока, путем засеваания искусственными трассерами.

В элементах проточных частей турбомашин, работающих при применении этих необходимо для создания оптимальной геометрии каналов и методов борьбы с эрозийным износом проточной части. Снижение эрозии рабочих лопаток позволит повысить надежность и экономичность всей турбины.

Особый интерес в этой области является создание профилей с повышенной сепарационной способностью. На которых применение активных методов борьбы будет более эффективно. Для этого необходимо знать структуру движения и образования влаги в межлопаточном канале.

В лаборатории на кафедре паровых и газовых турбин для исследования кинематических характеристик жидкой фазы в элементах проточных частей турбомашин широкое распространение получил метод PIV. Достоинством этого алгоритма является высокая скорость обработки изображений, низкая требовательность к статистике и качеству изображения. Недостатком данного метода, при исследовании полидисперсного потока, является то, что он выдает некую среднюю величину векторного поля. Для качественной оценки эффективности активных методов этого оказывается вполне достаточно [1-3].

При рассмотрении структуры движения влаги в межлопаточном канале метода PIV оказывается недостаточно. Здесь необходимо выделить отдельные потоки капель, которыми могут являться первичные капли (капли на входе в исследуемый объект), капли взаимодействующие со стенками канала в различных его частях. При этом все потоки имеют полидисперсный состав, а следовательно движутся под различными углами и с разными скоростями. Для решения данной задачи хорошо подходит метод PTV. Который на двух изображениях находит пару частиц и по ним определяет вектор скорости, а PIV алгоритм работает с элементарной ячейкой, в которой должно быть несколько капель.

В то же время, исследование полидисперсного влажно-парового потока в элементах проточных частей турбомашин методами лазерной диагностики накладывает ряд особенностей. Получаемые изображения искажаются шумами, в частности: неустойчивая водяная пленка на оптическом стекле, туман из мелких капель, неравномерность фона, вследствие его размывания с течением времени. Частичная расфокусировка лазерного ножа и его отражение от поверхности исследуемого объекта, засветка на крупных кап-

лях. Для решения данных проблем применяется ряд технических решений: нанесение гидрофобного покрытия на поверхности перед оптическим стеклом, заведение лазерного ножа с помощью эндоскопа, уменьшение мощности лазера, создание фона черного цвета. Несмотря на применяемые решения изображения остаются искаженными. Для повышения качества изображений применяются различные фильтры. Но, несмотря на все эти решения, на векторном поле, обработанном PTV методом, присутствует большое количество ошибок, которые вносят погрешность в конечный результат.

Для выделения потоков капель различных размеров в зашумленном поле скоростей, был разработан алгоритм, основанный на кластеризации данных. С помощью которого можно отделить потоки капель различной природы, а так же снизить ошибки связанные с некачественными изображениями. Для кластеризации использовался EM – алгоритм, который хорошо себя зарекомендовал при работе с большим объемом данных. Основой, которого является предположение, что данные в каждом кластере подчиняются определенному закону распределения, а именно, нормальному распределению.

В результате применения этого алгоритма удается выделить различные источники формирования потоков капель и построить траектории их движения. Для более точного построения траекторий и определения количества капель, к кластеризованным данным применяется алгоритм ядерной оценки плотности распределения, по которому определяется максимальное количество капель в рассматриваемой области.

В результате применения данных алгоритмов удалось выделить характерные потоки капель в межлопаточном канале, оценить воздействие активных методов на эрозионно-опасную влагу и определить пути создания профилей с повышенной сепарационной способностью.

Список литературы

1. Gribin V. G., Tishchenko A. A., Gavrilov I. Yu., et. al. Experimental study of intrachannel separation in a flat nozzle turbine blade assembly with wet stream flow // Power Technology and Engineering, 2016, V. 50, No. 2, P. 180-187.
2. Грибин В.Г., Тищенко А.А., Гаврилов И.Ю. и др. Влияние температуры вдуваемого пара на характеристики жидкой фазы за изолированной сопловой решеткой // Вестник МЭИ, 2017, № 3, С. 6-12
3. Гаврилов И.Ю., Попов В.В., Сорокин И.Ю. и др. Методика бесконтактного определения средних размеров эрозионноопасных капель в полидисперсном влажно-паровом // Теплоэнергетика, 2014, № 8, С. 39 - 46

*Работа поддержана РФФ
(грант № 14-19-00054).*

МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕПРЕРЫВНЫХ ПОЛЕЙ ЯРКОСТИ ДЛЯ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ТРАССЕРОВ

Душин Н.С.¹, Михеев Н.И.¹, Шакиров Р.Р.²

¹ ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ

e-mail: ndushin@bk.ru

Одним из направлений развития оптических методов измерений является повышение их пространственного и временного разрешения. Это позволит, например, на новом уровне понять механизмы диссипации и переноса энергии турбулентности. Недавно были предложены подходы PTV and VIC+ [1], Shake-The-Box [2], Smoke Image Velocimetry [3], пространственное разрешение которых существенно улучшено по сравнению с PIV. Логично, что для этих методов необходимо определить пределы применимости и метрологические характеристики.

Определение характеристик оптических методов обычно базируется на анализе результатов расчета по синтетическим изображениям и разработано достаточное количество генераторов PIV-изображений. Однако, по сравнению с аналогами, в методе SIV используется многократно большая концентрация частиц (до 0,7 шт/пикс), и перекрывающиеся изображения частиц создают непрерывные распределения интенсивности пикселей. Этот аспект ограничивает применение существующих генераторов, т.к. в соответствии с работой [4] принятый в генераторах PIV-изображений подход, когда частицы рассматриваются как независимые источники рассеянного света, применим до степени перекрытия частиц 0,3. Следовательно, для моделирования SIV-изображений требуется использовать другие алгоритмы.

Физически, SIV-изображения представляют собой кадры дымовой визуализации течения. Для моделирования картин дымовой визуализации обычно применяют три подхода [5]: метод объемных частиц, метод скалярных полей интенсивности и метод полупрозрачных полос. Но генерация на их основе кондиционных SIV-изображений затруднительна. Метод полупрозрачных полос имеет существенное ограничение, связанное с линейностью источника дыма [5]. В методах объемных частиц и скалярных полей интенсивности, частицы (яркость пикселей) распределены случайным образом [6, 7]. В структуре же дыма четко прослеживается непрерывное поле яркости с определенным интегральным пространственным масштабом неоднородности яркости. То есть, яркость пикселя тесно связана с яркостью окружающих его пикселей. Также, этапы развития методов оценки неопределенности результатов измерений в технике PIV показывают важность учета различных факторов, необходимых для создания максимально реалистичных изображений [4]. Таким образом, генерация SIV-изображений должна основываться на специально разработанном для этого методе.

В работе для моделирования изображений предлагается использовать стохастический подход к полям яркости. Это дает возможность представить каж-

дый пиксель моделируемого изображения как многомерный вектор, на пространство признаков которого наложены условия по среднему значению яркости, среднеквадратическому отклонению яркости и пространственной взаимосвязи яркости рассматриваемого пикселя с яркостью других пикселей.

Подходы к моделированию случайных векторов с компонентами, связанными по нормальному закону распределения, в математике известны давно. Следуя им, для восстановления вероятностных аналогов полей яркости необходимо, в частности, знать корреляционные функции, описывающие взаимосвязь яркостей пикселей на различном расстоянии между ними. Для отработки методики моделирования, эти функции были получены из статистической обработки кадров дымовой визуализации течения в турбулентном пограничном слое. Оказалось, что если за аргумент корреляционной функции принять отношение расстояния между пикселями Δx к интегральному масштабу турбулентности L , то все полученные по толщине пограничного слоя распределения коэффициента корреляции можно описать одной зависимостью: $R = \exp(-0.9|\Delta x / L|) \cos(2\pi\Delta x / 15L)$.

Проверка предложенного алгоритма моделирования выполнялась путем сопоставления статистических характеристик смоделированных изображений с заданными значениями и показала хорошее согласование как корреляционных функций, так и среднеквадратичных отклонений яркости пикселей. Далее, в зависимости от решаемых задач, на смоделированное поле яркости может быть наложен шум и различные законы движения.

Список литературы

1. Schneiders Jan F.G., Scarano F., Elsinga G. Resolving vorticity and dissipation in a turbulent boundary layer by tomographic PTV and VIC // *Exp. Fluids*, 2017, 58:27.
2. Schanz D., Gesemann S., Schröder A. Shake-The-Box: Lagrangian particle tracking at high particle image densities // *Exp. Fluids*, 2016, 57:70.
3. Mikheev N.I. and Dushin N.S. A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Vide // *Instruments and Experimental Techniques*, 2016, Vol. 59, No. 6, pp. 880–887.
4. Lecordier B., Westerweel J. The EUROPIV Synthetic Image Generator (S.I.G.) // *Proceedings of the EUROPIV 2 Workshop on Particle Image Velocimetry*. Zaragoza (Spain), March the 31st – April the 1st 2003.
5. von Funck W., Weinkauff T., Theisel H., Seidel H.P. Smoke surfaces: An interactive flow visualization technique inspired by real-world flow experiments // *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 2008, 14(6):1396–1403.
6. Max N. Optical models for direct volume rendering // *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 1995, 1(2):99 – 108.
7. Williams P.L. and Max N.L. A Volume Density Optical Model // *Workshop on Volume Visualization'92*, 1992, pages 61–68.

**РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ
ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОПАРЫ
В ЗАДАННЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ**

Емельянов А.А., Лебедев В.А., Юдин И.Б.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: alemelyanov@gmail.com

Измерение температуры оптическим методом вольфрамовой спирали, подверженной неопределённой степени карбидизации, затруднительно в связи с изменением оптических свойств. В работе решается задача измерения температуры греющей спирали, используемой в качестве активатора для разложения разреженного газового потока [1]. Теоретической предпосылкой явилось то обстоятельство, что при наличии внешнего экрана, зазорах между витками, а также при большой относительной длине канала ($L/d > 3$) помещённая внутри канала термопара будет иметь температуру, близкую к температуре спирали. Таким образом, необходимо рассчитать температуру королька термопары при заданной температуре спирали в заданных геометрических условиях. В такой системе цилиндрическая спираль светит на соосно расположенную нить. Возможны упрощения задачи в том случае, когда витки спирали расположены близко друг к другу. Тогда при облучаемой поверхности нити, расположенной по оси спирали, спиральный нагреватель можно рассматривать как цилиндр с диаметром, равным внутреннему диаметру спирали. Благодаря этому возможно сделать расчёт методом угловых коэффициентов излучения (УКИ). Более точное приближение – замена каждого витка спирали на тор такого же размера. Взаимная поверхность в таком случае рассчитывается интегрированием по площади витков спирали и цилиндрическому корольку термопары. Это позволяет учесть влияние зазоров между витками. Определённую трудность для расчетов и исследования лучистого теплообмена с помощью УКИ представляет отсутствие этих геометрических факторов для спирали в мировой научнотехнической и справочной литературе. В работе представлены необходимые аналитические формы УКИ для спирали [2-3] и их детализация [4] Это позволило обойти расчетные трудности рассматриваемой задачи и предложить эти результаты для практической инженерной деятельности. Экспериментально измерялись температуры внешнего экрана спирали,

королька термопары на оси спирали и температура закрытого торца активатора. Используя эти данные и справочные значения для излучательных способностей материалов экрана, спирали и термопары, исследованы зависимости температуры королька от задаваемых параметров. Анализировался тепловой режим спирального нагревателя со следующими параметрами: внутренний диаметр спирали 4 мм, диаметр вольфрамовой нити 1 мм, число витков 13, расстояние между витками спирали около 0,6 мм, длина нагревателя 21 мм. Термопара выполнена из вольфрамовых нитей диаметром 100 мкм. Корольок термопары имел форму цилиндра с диаметром 0,2 мм и длиной 0,3 мм. Нагреватель работал в условиях вакуума при температуре спирали 2400 К, температуре экрана 1800 К, температуре закрытого торца 1000 К. Получены зависимости температуры королька термопары от X-координаты на оси симметрии при одинаковых и различных излучательных способностях термопары и спирали. Предложенная модель позволяет определить поправку для нахождения истинной температуры нити спирали по измеренной температуре внешнего экрана при заданных геометрических условиях.

Список литературы

1. Alexei Emelyanov, Aleksey Rebrov and Ivan Yudin Physica Status Solidi (a). V. 211, Issue 10. 2014. Pp. 2279–2283.
2. Lebedev, V.A.: Radiation Configuration Factors for a Flat Cylindrical Spiral, Thermophysics and Aeromechanics, vol.7, No.3, pp.447-450, 2000.
3. Lebedev, V.A.: Geometric Invariants of Radiation of Spiral Heaters, Thermophysics and Aeromechanics, vol.10, No.1, pp.101-108, 2003 Vladimir A.
4. Lebedev, Vladimir P. Solovjov: View Factors of Cylindrical Spiral Surfaces, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 171, (2016), pp. 1-3

*Работа поддержана ФАНО России
гос. задание АААА-А17- 117022850029-9.*

МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ШАРА В ПРОЦЕССЕ ОХЛАЖДЕНИЯ

Забиров А.Р., Ягов В.В., Лексин М.А., Канин П.К.

Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт»

e-mail: LexinMA@mail.ru

В НИУ «МЭИ» на кафедре Инженерной Теплофизики им. Кирилина в последние годы проводились исследования процессов теплообмена при охлаждении высокотемпературных металлических шаров в различных жидкостях, недогретых до температуры насыщения [1]. В процессе экспериментов с использованием жидкости с определённым уровнем недогрева наблюдался режим чрезвычайно интенсивного теплообмена.

Характерная термограмма охлаждения никелевого шара диаметром 45 мм в дистиллированной воде с температурой 50 °С и при атмосферном давлении представлена на рисунке 1.

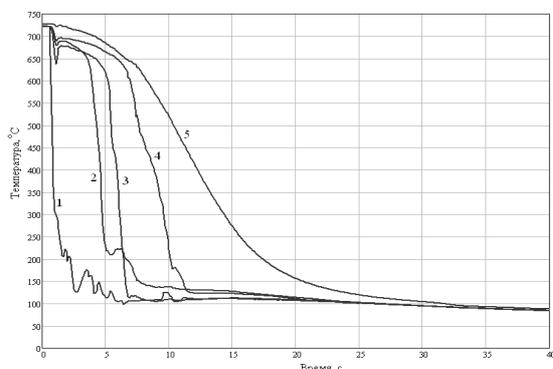


Рис. 1 Характерная термограмма при охлаждении шара $\Phi 45$ мм в дистиллированной воде с температурой 50 °С 1-4 – температура шара на полярных углах 180°, 120°, 90° и 60° соответственно; 5 – температура центра шара.

Как видно из рисунка 1, температура распределяется в шаре в процессе охлаждения весьма неравномерно. Таким образом применять метод сосредоточенной теплоёмкости в подобных условиях можно только для оценки порядков тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи, которые имеют место в экспериментах.

Полноценный анализ процессов теплообмена в данном случае подразумевает решение ОЗТ для восстановления граничных условий на поверхности охлаждаемых шаров по показаниям датчиков температуры, установленных в шаре. Различные подходы к восстановлению значений коэффициента теплоотдачи в результате решения ОЗТ представлены в работах [2, 3].

Для обработки результатов, получаемых на лабораторном стенде, используется программа «Rteta», основанная на численном решении нестационарной задачи теплопроводности методом контрольного объема. При расчёте обратной задачи теплопроводности в двумерной постановке необходимо иметь температуру на всей внешней поверхности тела, тогда как из эксперимента известны только значения температур в определённых точках поверхности. Для

аппроксимации экспериментальных значений температуры на всю поверхность охлаждаемого шара была использована функция типа гиперболического тангенса, которая обеспечивает адекватные начальные и конечные пределы с учётом наличия зоны с температурой насыщения в районе верхнего полюса шара. Критерием корректности получаемых результатов является хорошее совпадение экспериментальной термограммы центра шара и расчётных значений температуры.

Полученное распределение плотности теплового потока по поверхности от времени, представленное на рисунке 2.

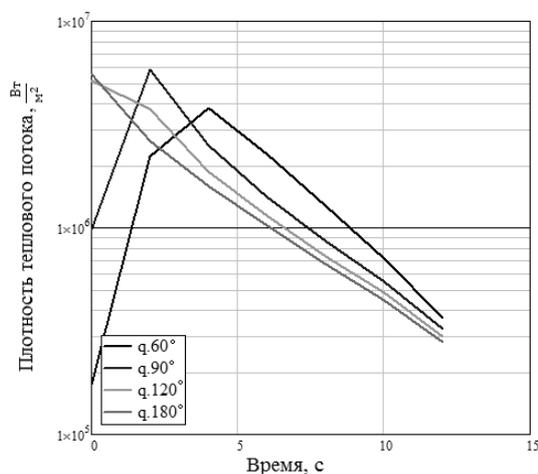


Рис. 2 Сравнение плотности тепловых потоков в местах заделки термопар от времени в процессе охлаждения никелевого шара диаметром 45 мм в дистиллированной воде с температурой 50 °С при атмосферном давлении.

Как видно из изложенного, подбор функции для описания распределения температуры по поверхности охлаждаемого шар в зависимости от времени и полярного угла – это очень нетривиальная задача. Однако уже достигнутые результаты позволяют достаточно надёжно оценивать коэффициент теплоотдачи и тепловой поток на поверхности сферы.

1. Ягов В.В., Забиров А.Р., Лексин М.А. Нестационарный теплообмен при пленочном кипении недогретой жидкости // Теплоэнергетика. 2015. №11, С. 70-80.
2. Su J., Hewitt G.F. Inverse heat conduction problem of estimating time-varying heat transfer coefficient // Numerical Heat Transfer. 2004. Part A, 45. pp. 777-789
3. Jin T., Hong J., Zheng H., Tang K., Gan Z. Measurement of boiling heat transfer coefficient in liquid nitrogen bath by inverse heat conduction method // Journal of Zhejiang University. 2009. Sci. A. 10 (5). pp. 691-696.

*Работа выполнена при поддержке Российского
научного фонда (соглашение № 17-79-20402).*

Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А., Художитков В.Э., Чиненов С.Т.

Новосибирский государственный университет

e-mail: zarvin@phys.nsu.ru

Основные методы получения газовых кластеров в настоящее время основаны на использовании сверхзвуковых струй, расширяющихся в разреженное пространство [1-2]. В газовой фазе строение и состав кластеров может заметно отличаться от свойств кластеров в конденсированном состоянии. При формировании сверхзвуковых струй, истекающих из форкамеры с высоким давлением (давление торможения P_0) через звуковое или сверхзвуковое сопло, в зависимости от использованного газа и газодинамических параметров системы, доля конденсата может достигать 20 – 30% от общего объема истекающего газа, а размер кластеров - от димеров до тысячемеров.

При регистрации кластированных (как и некластированных) потоков традиционно используются методы электронно-пучковой [3], абсорбционной инфракрасной [4] или лазерной [5] спектроскопии, по Релеевскому рассеянию и интерферометрии Маха-Цандера [6], а также молекулярно-пучковой масс-спектрометрии [7]. При этом возникают особенности, которые необходимо учитывать для получения достоверной информации об исследуемых объектах.

1. Размер кластированной сверхзвуковой струи. Для формирования кластеров в сверхзвуковом потоке необходимо обеспечить высокую плотность истекающего газа, по крайней мере, на начальном этапе истечения струи. Поэтому в большинстве экспериментальных установок вследствие ограниченности откачной способности вакуумных систем и, соответственно, не очень глубокого вакуума формируется типичная веретенообразная структура, в которой зона свободного расширения холодной газовой струи ограничена боковыми скачками уплотнения и зоной смещения с фоновым теплым газом. При этом, как показали наши измерения, в случае развитой конденсации продольный и поперечный размеры струи увеличиваются по сравнению с аналогичными условиями (отношение давлений P_0/P_h , где P_h - давление фонового газа) в неконденсирующихся струях. При определенных условиях истечения кроме традиционной структуры первичной струи может возникнуть также веретенообразная, но большего размера область, сформированная кластерными частицами [8].

2. Кластеры в молекулярном пучке. Формирование молекулярного пучка является необходимым условием масс-спектрометрии кластированного потока. Однако при формировании молекулярного пучка из кластированной струи, помимо традиционных проблем скиммерного взаимодействия и послескиммерного рассеяния, необходимо учитывать другие факторы. Так, даже при минимизации эффекта проскальзывания кластеров относительно мономеров струи, с учетом разницы в массах, скоростное отношение S кластеров значительно, на порядки, может превышать S мономеров. Поэтому на оси молекуляр-

ного пучка по мере пролета через коллимирующую диафрагму к детектору, накапливаются преимущественно тяжелые кластерные частицы. Поэтому определяемый размер кластеров будет существенно зависеть от входной апертуры детектора.

3. Деструкция кластеров при ионизации. Большинство методов масс-спектрометрии основано на ионизации нейтральных частиц электронами. Используемые для этого энергии электронов варьируются, как правило, в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен эВ. При использовании электронного пучка для диагностики сверхзвуковой струи энергия электронов может достигать нескольких десятков кэВ. Поскольку обычные газовые кластеры связаны Ван-дер-Ваальсовыми силами с энергией связи, составляющей доли эВ, ионизация кластеров сопровождается их деструкцией. Известно, что малые кластеры распадаются преимущественно на мономеры и димеры, большие – на крупные осколки, причем процесс в этом случае носит вероятностный характер, зависящий также от размера, структуры и состава кластера, энергии электронов. В работе рассмотрен вариант использования высоковольтного электронного пучка в струе для масс-спектрометрии.

Вышеперечисленные, а также некоторые иные особенности измерений кластированных сверхзвуковых струй рассмотрены в настоящей работе.

1. Смирнов Б.М. Генерация кластерных пучков // УФН. 2003. Т. 173. № 6. С. 609-648.
2. Wyslouzil B.E., Wölk J. Overview: Homogeneous nucleation from the vapor phase—The experimental science // J. Chem. Phys. 2016. V. 145. Paper 211702.
3. Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 2. С. 42-52.
4. Zischang J., Suhm M.A. Infrared absorption imaging of 2D supersonic jet expansions: Free expansion, cluster formation, and shock wave patterns // J. Chem. Phys. 2013. V. 139. Paper 024201.
5. Chen G., Boldarev A.S., Geng X., Xingjia Li, Cao Y., Wang L., Kim D.E. The radial dimension of a supersonic jet expansion from conical nozzle // AIP Advances. 2016. V. 6. Paper 115015.
6. Gupta K.C., Jha N., Deb P., Mishra D.R., Fuloria J.K. Determining the mean size and density of clusters, formed in super sonic jets, by Rayleigh scattering and Mach-Zehnder interferometer // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. Paper 114308.
7. Зарвин А.Е., Каляда В.В., Художитков В.Э. Особенности регистрации кластеров в сверхзвуковых недорасширенных струях методом молекулярно-пучковой масс-спектрометрии // ТИА. 2017. Т. 24. № 5. С. 691-702.
8. Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездин Б.С. О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // ПЖТФ. 2015. Т. 41. № 22. С. 74-81.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ РИМАНА (РАСПАД РАЗРЫВА).

Знаменская И.А.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

e-mail: znamen@phys.msu.ru

Задача о распаде произвольного разрыва («Riemann problem» в англоязычной литературе) формулируется следующим образом: Пусть в момент времени $t = 0$ при $x < 0$ находится однородный газ с параметрами u_0, p_0, ρ_0 , а при $x > 0$ – газ с параметрами u_1, p_1, ρ_1 . Газы могут быть различны по своим термодинамическим свойствам и обладать различными значениями характеризующих их параметров. Необходимо определить движение газа, возникающее при $t > 0$. В результате, при $t > 0$, начальный разрыв распадается на несколько сильных и слабых разрывов. Распад разрыва реализуется: при столкновении 2 ударных волн или ударной волны с контактной поверхностью. Для одномерного случая задача о распаде разрыва имеет автомодельное аналитическое решение (Н.Е. Кочин, 1924 [1]). Аналитическое решение данной задачи используется во многих схемах численного моделирования, в частности – в схеме Годунова.

Экспериментальная реализация распада разрыва между двумя покоящимися газами затруднена из-за конечного времени исчезновения перегородки между двумя объемами газа. Часто в качестве экспериментальной реализации задачи о распаде разрыва рассматривают течение, возникающее в ударной трубе после разрыва диафрагмы. В действительности, такой процесс далек от идеальной постановки задачи о распаде разрыва в связи с конечностью времени разрушения материальной перегородки и неоднородностью ее разрушения.

Разряды наносекундной длительности являются уникальным средством для мгновенной, с газодинамической точки зрения, реализации условий распада разрыва. Энерговклад в области пробы, а следовательно, и нагрев газа, происходит за несколько десятков наносекунд, за такое время газодинамические неустойчивости не успевают развиться и газ можно считать неподвижным. На границе импульсного плазменного образования в результате реализации условий распада разрыва возникают: ударная волна, волна разрежения и контактная поверхность. Рассмотрен распад разрыва при инициировании поверхностного разряда (плазменного листа) и при цилиндрическом разряде - наносекундной длительности.

Экспериментально показано [2], что плоские контролируемые конфигурации распада разрыва реализуются на мгновенно возникающей поверхности газ-плазма, совпадающей с плоской поверхностью ударной волны, движущейся в прямоугольном канале ударной трубы. При инициировании импульсного объемного разряда с предионизацией УФ излучением

от плазменных листов газ перед фронтом движущейся ударной волны ионизируется за 200 нс. Исходная ударная волна S_0 распадается на три поверхности разрыва – 2 ударных волны и контактную поверхность C .

Во всех рассматриваемых конфигурациях контактная поверхность C отделяет область газа за ударной волной от области неравновесной релаксирующей плазмы – разделяя две области одинакового давления и скорости.

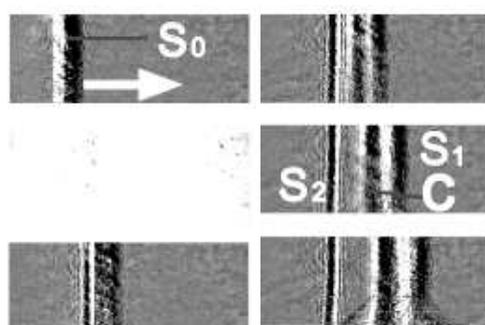


Рис. 1. Высокоскоростная теневая съемка распада разрыва после импульсной ионизации фронта ударной волны.

Высокоскоростная теневая съемка динамики разрывов после распада плоского разрыва проводилась на временном интервале от 1.5 до 40 мкс. Использовалась высокоскоростная камера Photron FastCam SA5. Частота кадров составляла от 150 до 525 тыс. кадров/с. Экспозиция каждого кадра – 1 мкс. Получены серии анимаций возникающих разрывов (Рис.1).

Регистрация динамических параметров возникших после распада разрыва поверхностей разрыва позволяет путем сравнения с численным моделированием определить долю электрической энергии, перешедшей во внутреннюю энергию газа на стадии протекания тока разряда.

Список литературы

1. Кочин Н.Е. К теории разрывов в жидкости. Собрание сочинений. б.м.: Т. 2. М.-Л. АН СССР, 1949. С. 5-42.
2. Doroshchenko I, Znamenskaya I, Koroteev D, and Kuli-zade T. When shock is shocked: Riemann problem dynamics at pulse ionization of a shock wave // Physics of Fluids. — 2017. — Vol. 29, no. 10. DOI: 10.1063/1.4991072

Работа поддержана РНФ (грант № 18-19-00672).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО СОСТОЯНИЯ
ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКОВ ТУРБИН ГТД ПРИ ИСПЫТАНИЯХ**

Лепешкин А.Р.

ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», Москва

E-mail: Lepeshkin.ar@gmail.com

Диски и лопатки компрессоров и турбин авиационных газотурбинных двигателей (ГТД) и энергетических установок являются наиболее ответственными деталями и подвергаются воздействию весьма значительных механических и тепловых нагрузок в условиях эксплуатации. В каждом эксплуатационном цикле работы при запуске ГТД одновременно увеличивается частота вращения дисков и возрастает их температура, при выходе на заданный режим они достигают максимальных значений, затем, на других режимах, – несколько уменьшаются, а при выключении ГТД – одновременно уменьшаются частота вращения дисков и их температура при охлаждении. Тепловые потоки в зоне лопаток характеризуются основными параметрами газового потока: температурой газа и коэффициентами теплоотдачи от газа к поверхности лопаток. Температуры в ободной части дисков на рабочих режимах достигают $550 \div 750$ °С, в лопатках – $800 \div 1100$ °С и более. Средние скорости нагрева дисков турбин авиадвигателей в условиях эксплуатации составляют $0,2 \div 1$ К/с, а на отдельных участках нагрева в начале полетного цикла максимальные скорости нагрева дисков достигают $2 \div 5$ К/с. Поэтому моделирование теплофизических процессов нагрева и термонапряженного состояния вращающихся дисков и лопаток имеет важное значение в связи с увеличением времени работы деталей ГТД на нестационарных режимах.

На разгонных стендах с использованием индукционного нагрева проводятся изотермические и термоциклические испытания дисков турбин авиационных ГТД с воспроизведением эксплуатационных тепловых и механических нагрузок. Испытания вращающихся дисков и рабочих колес ГТД проводятся в испытательных вакуумируемых камерах разгонных стендов, в которых давление воздушной среды может составлять $p = 0,0005-0,01$ МПа. Обычная система индукционного нагрева для нагрева дисков турбин ГТД состоит из нескольких плоских кольцевых индукторов, расположенных на разных радиусах диска. Указанная система нагрева требует использования нескольких источников питания и соответственно повышенного электропотребления. Недостатки данной системы заключаются также в том, что индукторы расположены дискретно по поверхности диска и поэтому появляются местные отклонения (градиенты) температур $\pm 30 \div 40$ °С в радиальном направлении и отсутствует возможность получения дополнительной тепловой энергии за счет вращения (т.к. индукторы осесимметричны).

В данной работе рассматриваются особенности применения индукционного нагрева для моделирования теплового состояния вращающихся дисков турбин с учетом тепловых процессов теплоотдачи и тре-

ния дисков об остаточный воздух. При этом в дисках создаются заданные градиенты температур. Приводятся технологии и методики индукционного нагрева вращающихся дисков турбин ГТД при указанных испытаниях, которые позволяют проводить экспериментальные исследования конструкций дисков и роторов из разных материалов и экспериментально определять ресурс дисков турбин в авиадвигателестроении, энергетике и других отраслях машиностроения. На данных стендах реализованы мероприятия по энергосбережению при испытаниях деталей авиационных ГТД.

Для реализации моделирования эксплуатационных скоростных режимов нагрева и циклического термонапряжения дисков турбин авиадвигателей с учетом проведенного анализа испытательного оборудования разработана методика ускоренных термоциклических испытаний с экономией электроэнергии и усовершенствован разгонный стенд с использованием индукционного нагрева и с новой системой компьютерного управления электроприводом постоянного тока.

Для проведения теоретических исследований и расчетного моделирования теплового состояния вращающихся дисков турбин ГТД с использованием режимов индукционного нагрева разработаны две независимые электромагнитная и тепловая конечно-элементные модели системы индукционного нагрева в программном комплексе ANSYS с учетом граничных условий: коэффициентов теплоотдачи, температуры воздуха и распределения внутренних источников тепла по глубине детали. Алгоритм решения связанной трехмерной задачи осуществляется с помощью ANSYS Multifield Solver. Для моделирования температурного поля диска использовался элемент Solid90. С помощью математического моделирования режимов индукционного нагрева получены расчетные данные температурных полей дисков, оптимальные параметры конструкций индукторов сложной формы, параметры испытательного цикла в условиях изотермического или неизотермического нагружения. Анализ сравнения расчетных и температурных полей дисков показывает удовлетворительное совпадение. Новые разработанные конструкции индукторов и система индукционного нагрева, работающая на повышенной частоте тока, позволяют повысить точность моделирования теплового и термонапряженного состояния вращающихся дисков турбин ГТД.

Результаты расчетных и экспериментальных исследований были использованы и внедрены при ресурсных циклических испытаниях дисков турбин авиационных ГТД на разгонных стендах с применением индукционного нагрева.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В БЛИЖНЕМ СЛЕДЕ ЦИЛИНДРА НА ОСНОВЕ SIV-ИЗМЕРЕНИЙ

Михеев А.Н.

Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ «КазНЦ РАН»

e-mail: AndreiRonnieMiheev@yandex.ru

Докритические режимы обтекания цилиндра чаще встречаются в промышленных приложениях и более доступны с точки зрения численного моделирования. Для $Re = 3900$ в литературе последних десятилетий представлено, по-видимому, наибольшее количество экспериментальных и расчетных данных, поэтому в настоящем исследовании ограничимся именно этим режимом. Наибольший интерес представляет ближний след цилиндра: он определяет абсолютную неустойчивость течения, которая приводит к образованию вихревой дорожки Кармана [1], а также вторичную неустойчивость, инициирующую переход к турбулентному состоянию следа [2]. В ближнем следе поперечного кругового цилиндра имеются значительные области возвратного течения, он характеризуется высоким уровнем турбулентных пульсаций, наличием турбулентных структур различных масштабов. По этой причине структура течения в ближнем следе менее изучена и в меньшей степени поддается численному моделированию.

В данной работе получены сведения о характеристиках турбулентности в ближнем следе поперечного кругового цилиндра с использованием метода SIV (Smoke Image Velocimetry) [3]. Метод позволяет получать динамику векторных полей скорости с высоким пространственно-временным разрешением.

Получены профили статистических характеристик турбулентности в ближнем следе цилиндра для характерных сечений ближнего следа. Выполнено сравнение результатов SIV измерений с экспериментальными и расчетными результатами других авторов. Пример такого сравнения показан на рис.1 для профиля продольной компоненты скорости потока на расстоянии $1,06 d$ от оси цилиндра. Из рисунка видно, что результаты измерения при помощи метода

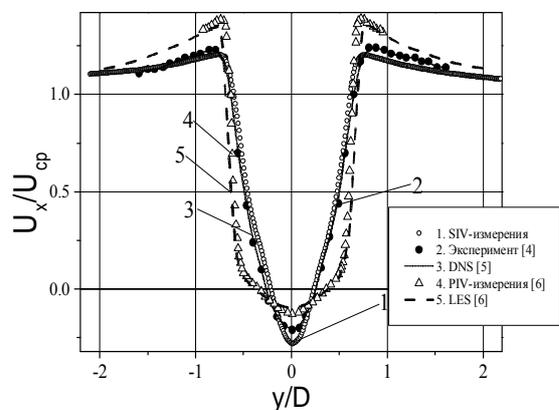


Рис. 1. Профили продольной компоненты скорости для сечения $1.06 d$ при $Re=3900$. 1- SIV-измерения; 2- эксперименты [4]; 3- DNS-расчет [5]; PIV-измерения [6]; LES-расчет [6]

SIV практически полностью совпадают с данными DNS и экспериментами Lourenco и Shih и подтверждают V-образность профиля скорости в этом сечении. Показана возможность получения спектра турбулентных пульсаций скорости потока вплоть до колмогоровского масштаба благодаря соответствующему пространственному разрешению метода SIV и изучать процессы с частотой выше 10 кГц. На полученных спектрах хорошо выделяется частота срыва вихрей Кармана (рис.2).

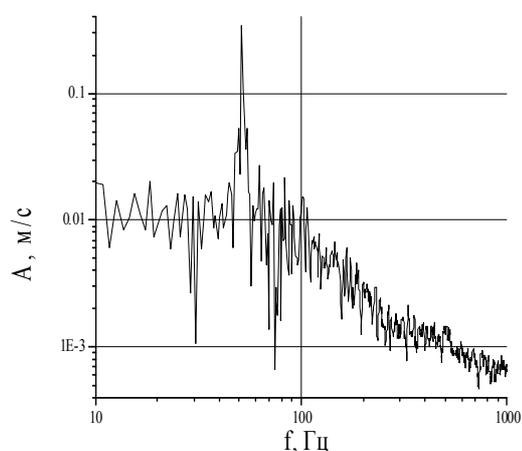


Рис.2. Спектр нормальной компоненты скорости потока при поперечном обтекании цилиндра при $Re=3900$

Полученные в данной работе экспериментальные данные могут быть использованы при построении моделей замыкания в осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье-Стокса, а также при верификации различных методов моделирования турбулентных отрывных течений.

Список литературы

1. Unal M. F., Rockwell D. On vortex formation from a cylinder. Part 2. Control by splitter-plate interference //Journal of Fluid Mechanics. – 1988. – Т. 190. – С. 513-529.
2. Robichaux J., Balachandar S., Vanka S. P. Three-dimensional Floquet instability of the wake of square cylinder //Physics of Fluids. – 1999. – Т. 11. – №. 3. – С. 560-578.
3. N. S. Dushin. and N. I. Mikheev A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Videos // Instruments and Experimental Techniques. 2016, Vol. 59, Issue 6, pp. 882–889.
4. L. M. Lourenco, C. Shih Characteristics of the plane turbulent near wake of a circular cylinder. A particle image velocimetry study // private communication.
5. X. Ma, G.-S. Karamanos, and G. E. Karniadakis Dynamics and lowdimensionality of a turbulent near wake // J. Fluid Mech. 410, 29 (2000).
6. Ph. Parnaudeau, J. Carlier, D. Heitz, E. Lamballais Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900 // Physics of Fluids 20, 085101 (2008)

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ В КРИМИНАЛИСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ СЛЕДОВ ВЫСТРЕЛА

Пальчикова И.Г.^{1,2}, Смирнов Е.С.¹, Конев А.Г.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Конструкторско-технологический институт научного приборостроения Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия,

² Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет», Новосибирск, Россия

e-mail: Palchikova@gmail.com

Существующие методы криминалистических исследований следов выстрела, реализованные в различных технических средствах, не позволяют провести одновременно качественный и количественный (концентрационный) анализ морфологии и топографии отложения основного и дополнительных следов выстрела [1]. В настоящей работе изучаются возможности неразрушающего колориметрического метода компьютерного зрения, совмещающего в себе визуализацию и количественное (концентрационное) морфологическое описание следов выстрела.

Экспериментально выявлено [2], что цветовое пространство признаков цифрового изображения адекватно отображает характеристики дополнительных следов выстрела, а величина доминирующей длины волны и насыщенности изменяются монотонно в зависимости от удаленности от центра входного отверстия (Рис.1). Они могут служить специфическими маркерами расстояния для нахождения размера общей зоны отложения копоти выстрела; размеров центральной и периферийной зон отложения копоти выстрела, и соотношения их площадей. Предложенные алгоритмы и разработанная программа позволяют находить, выделять, визуализировать, проводить обсчет области поражения, выполняя объективный количественный анализ базовых характеристик следов выстрела.



Рис. 1а. Фотография мишени со следами близкого выстрела на темной ткани (пистолет Макарова, дистанция 5 см)

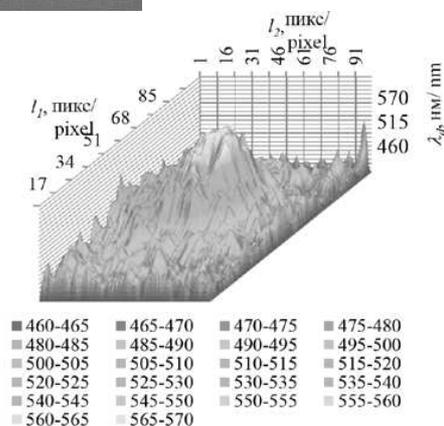


Рис. 1 б – Трёхмерное представление распределения доминирующей длины волны λ_d по выделенной области изображения.

В работе обосновывается необходимость разработки специализированных осветительных систем, проведения калибровки цифровых измерительных колориметрических устройств. Методом математического моделирования цветоразличения [3] выполнено изучение неоднородностей цветового пространства устройств компьютерного зрения, функционирование которых основывается на трехкомпонентной цветовой модели и в которых применяется аналого-цифровое преобразование сигналов с разрешением 8 бит на канал. Найдена спектральная зависимость интервалов параметров цвета, рассчитанных из цифровых изображений (Рис.2).

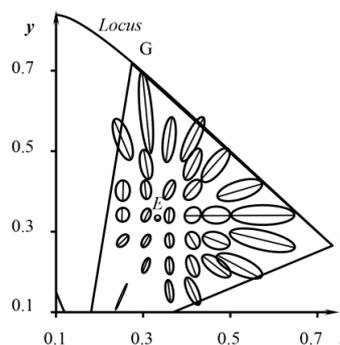


Рис. 2. Эллипсы для порогов цветоразличения цифрового компьютерного зрения на диаграмме цветности CIE1931 xy: (масштаб изображений М10:1).

Тестовые испытания устройства компьютерного зрения по выявлению следов выстрела на темных и разноцветных материалах показали сопоставимые по качеству с результатами результаты, получаемыми при использовании известных в криминалистике методов исследования в ИК-зоне спектра и диффузно-контактным методом.

Список литературы

1. Типовые экспертные методики исследования вещественных доказательств. Ч. II / Под ред. канд. техн. наук Ю.М. Дильдина. Общая редакция канд. техн. наук В.В. Мартынова. – М.: ЭКЦ МВД России, 2010.
2. Цветовой анализ цифровых изображений при производстве экспертных исследований следов выстрела / И.Г. Пальчикова, И.В. Латышов, В.А. Васильев, А.В. Кондаков, Е.С. Смирнов // Доклады Академии наук ВШ РФ. – 2015. – № 2(27). – С. 88-101.
3. Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С. Интервальная оценка параметров цвета из цифровых изображений/ Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 1– С. 95- 102. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-1-95-102

Работа поддержана РФФИ и правительством Новосибирской области. Проект № 17 47 540269

ОЦЕНКА ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ПЕРЕНОСА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ МЕТОДОМ SIV

Саушин И.И., Гольцман А.Е.

ФИЦ КазНЦ РАН, Казань

e-mail: ilyasaushin@mail.ru

Для получения замкнутой системы осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS) в независимости от порядка замыкания необходима аппроксимация неизвестных членов уравнений сохранения. Большинство моделей аппроксимации выведены из уравнений Навье-Стокса и содержат в своей записи эмпирические параметры. Можно сказать, что эти модели носят эвристический характер, являются не универсальными, не подчиняются строгим требованиям галилеевской и тензорной инвариантности [1, 2]. Причиной эвристичности моделей является нехватка информации о структуре и кинематике мелкомасштабных турбулентных структур и балансе энергии турбулентных пульсаций.

При выводе известных моделей турбулентности были использованы косвенные методы для их калибровки. Это было связано со сложностью экспериментального измерения давления и скорости с необходимым пространственным разрешением. Для проверки корректности модели и подбора значения эмпирического параметра предлагаемая модель использовалась в уравнениях переноса турбулентных флуктуаций вместе с аналогичными моделями для других членов уравнения. Адекватность постановки модели оценивалась путем сравнения осредненных базовых характеристик течения - рассчитанных профилей средней скорости, напряжений Рейнольдса, коэффициента давления с имеющимися экспериментальными данными [3-5]. Очевидно, что при таком подходе вероятность выбора оптимальной формулировки модели для данного члена уравнения достаточно существенно зависела от корректности моделирования остальных членов.

В данной работе, являющейся логическим продолжением [6], предпринята попытка оценки членов турбулентного диффузионного переноса уравнений сохранения напряжений Рейнольдса в пограничном слое методом SIV [6, 7]. Впервые по результатам экспериментальных измерений получены профили статистических характеристик турбулентности, которые до этого были получены лишь по результатам обработки DNS.

Ввиду измерения динамики мгновенных полей скорости лишь в плоскости x_1x_2 для оценки членов турбулентного диффузионного переноса T_{ij} отсутствовала возможность оценки градиента тройных корреляций в трансверсальном направлении x_3 . Поэтому члены турбулентного диффузионного переноса были выражены с допущением о малости градиентов тройных корреляций по направлениям x_1 и x_3 по сравнению с x_2 . При оценке членов турбулентного диффузионного переноса мы пренебрегли слагаемыми, описывающими диффузию, создаваемую пульсациями давления. Помимо того, что эти слагаемые достаточ-

но сложно оценить экспериментально, для случая стационарного турбулентного пограничного слоя они почти не вносят вклад в общий баланс энергии. Оценки членов турбулентного диффузионного переноса (см. рис. 1) были получены с использованием 3-точечной аппроксимационной схемы при степени перекрытия фрагментов 50%, которая для всех случаев дала минимальное отклонение профилей от результатов DNS. Значительно лучше согласуются с DNS оценки, полученные на основе дифференцирования профилей тройных корреляций, аппроксимированных полиномом пятой степени. Аппроксимация этих профилей полиномом не слишком высокой степени устраняет осцилляции, вызванные погрешностями измерений.

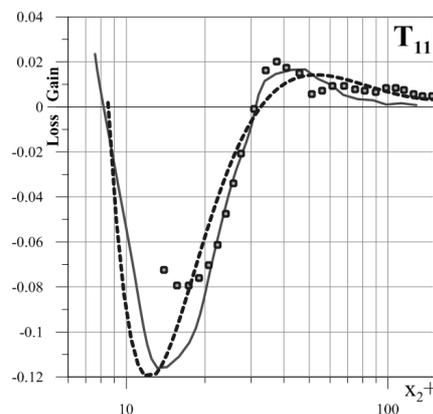


Рис. 1. Профиль турбулентного диффузионного переноса $\langle u'u'v' \rangle$. Линия DNS ($Re_\tau = 180$; Mansour 1987); маркеры SIV ($Re_\tau = 214$); пунктирная линия SIV (по результатам аппроксимации профиля $\langle u'u'v' \rangle$ (log x) полиномом пятой степени, $Re_\tau = 214$)

Список литературы

1. Daly B. J., Harlow F. H. Transport equations in turbulence// Phys. Fluids. 1970. 13(11). P. 2634-2649.
2. Bradshaw P. The best turbulence models for engineers// ICASE LaRC interdisciplinary series in science and engineering. 1999. 7. P. 9-28.
3. Moin P., Spalart P. R. Contributions of numerical simulation data bases to the physics, modeling and measurement of turbulence// 1987.
4. Mansour N. N., Kim J., Moin P. Reynolds-stress and dissipation rate budgets in a turbulent channel flow// NASA STI/Recon Technical Report. 1987. N.88.
5. Hefner J. N. Current and Future Needs in Turbulence Modeling// In Modeling Complex Turbulent Flows. 1999. 1-3 Springer, Dordrecht.
6. Mikheev N. I., Goltsman A. E., Saushin I. I., Dushina O. A. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry// Experiments in Fluids. 2017. 58(8). P. 97.
7. Mikheev N. I., Dushin N. S. A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos// Instruments and Experimental Techniques. 2016. 59(6). P. 882-889.

ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА НАГРЕТОЙ ПРОВОЛОЧКИ ДЛЯ ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

Беркович А.Е., Смирнов Е.М., Юхнев А.Д., Гатаулин Я.А., Синицына Д.Э., Тархов Д.А.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

e-mail: sinicina.daria@yandex.ru

Одним из перспективных неинвазивных методов теплового воздействия на внутренние ткани человека является метод фокусированного ультразвука (УЗ) [1,2]. Для его применения необходимо обладать полной информацией о пространственном и временном распределении температуры внутри биологической ткани. В сравнении с применяемым сегодня в клиниках магниторезонансным методом, бесконтактная ультразвуковая термометрия (УЗТ) обладает значительными преимуществами по стоимости и размерам аппаратуры. Метод УЗТ основан на изменении скорости звука с ростом температуры материала. Это явление вызывает временной сдвиг отраженного от нагретой среды УЗ сигнала относительно опорного, отраженного от не нагретого материала. Разработки данного метода ведутся в ряде научных центров в течение последних двух десятилетий (см., например, [3,4]).

В настоящей работе излагается как опыт разработки тест-объекта с нагреваемой провололочкой и алгоритмов обработки УЗ сигналов, так и начальный опыт применения разработанных средств для оценки точности УЗТ-измерений температуры в объеме тканеимитирующего материала в процессе его нестационарного прогрева.

Тест-объект включает: контейнер размерами 170x110x60 мм; натянутую нихромовую провололочку длиной 130 мм и диаметром 0,2 мм; систему термисторных датчиков, расположенных на разных расстояниях от проволоочки (1 - 6 мм). В процессе изготовления, контейнер с установленными в нем провололочкой и датчиками заполняется тканеимитирующим материалом (агар-агар с графитовым наполнителем).

«Эталонное» осесимметричное температурное поле создается электрическим нагревом и последующим остыванием нихромовой проволоочки и измеряется термисторными датчиками (точность 0,5 °С).

Регистрация отраженного ультразвукового сигнала вблизи нагреваемой проволоочки в плоскости сканирования линейного 80-ти элементного УЗ датчика, расположенного перпендикулярно проволоочке, осуществляется синхронно с регистрацией сигналов температурных датчиков.

Приращение температуры ΔT текущей точке вычисляется посредством оценки производной величины сдвига УЗ сигнала (деформации) Δd по глубине $\varepsilon = \frac{d}{dz}(\Delta d)$ и последующего применения следующей формулы: $\Delta T = K\varepsilon$, где K – коэффициент тепловой деформации УЗ сигнала является свойством материала [4].

Для оценки сдвига УЗ сигнала применялся оригинальный метод, оперирующий с разностями средневзвешенных значений приведенных координат для каждой пары соответствующих полупериодов колебаний отраженных сигналов от нагретого и не нагретого материала.

По данным, полученным в ходе калибровки для «эталонного» поля температуры с использованием температурных датчиков, и по полю деформации УЗ сигнала определен коэффициент K тканеимитирующего материала.

Исследован нестационарный процесс осесимметричного прогрева тканеимитирующего материала (на глубине 20 мм), в котором температура на расстоянии 1 мм от проволоочки увеличивалась на 15°С за 20 секунд. Сопоставление зависимостей, определяющих рост температуры от времени и уменьшение ее по радиусу, полученных методом УЗ термометрии, с результатами измерений температурными датчиками показало хорошее совпадение.

Преимущество метода нагретой проволоочки – возможность получения температурного поля с известным аналитическим решением; недостаток – возмущение УЗ сигнала вблизи проволоочки, поэтому данные для области $|y| < 1$ мм на рис.1 не показаны.

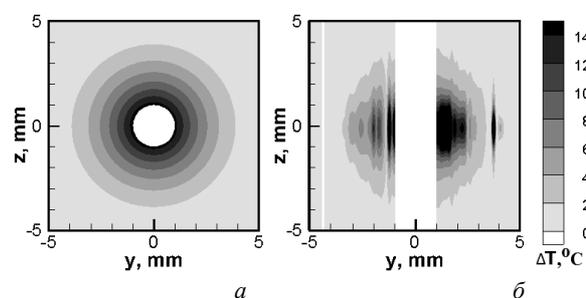


Рис.1. Поле приращения температуры:
а - по измерениям температурных датчиков,
б - полученное методом УЗ термометрии

Список литературы

1. Петрищев Н. Н., Семенов Д. Ю. и др. Влияние выключения кровотока на характер повреждения вен при воздействии HIFU // Пат. физиология и экспериментальная терапия 2017, №61(2) С.47-50.
2. Khokhlova V.A., Crum L.A., et al. 2017 High intensity focused ultrasound therapy (Berlin: Springer)
3. Dabbagh A., Abdullah B.J.J., et al. Tissue-Mimicking gel phantoms for thermal therapy studies // Ultrasonic imaging 2014. V. 36(4). P. 291–316.
4. Foiret J., Ferrara K.W. Spatial and temporal control of hyperthermia using real time ultrasonic thermal strain imaging with motion compensation, phantom study // PLoS ONE 2015. V.10, No.8. P.1-22.



СЕКЦИЯ 7

Теплофизические свойства веществ и новые материалы



ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВЧАТЫХ КОМПОЗИТОВ ПЕНТАЭРИТРИТА ТЕТРАНИТРАТА И ТРОТИЛА С ОДНОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Дашапилов Г.Р.^{1,2}, Кашкаров А.О.^{1,2}, Рубцов И.А.¹, Шупик А.А.²

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: g.dashapilov@g.nsu.ru

При добавлении в изначально непроводящее взрывчатое вещество одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) в массовой доле 0.5% у полученного композита возрастает проводимость приблизительно на 10 порядков [1]. Величина проводимости таких композитов сравнима с проводимостью различных полимерных композитов, содержащих аналогичное количество ОУНТ ([2]).

На рис. 1 приведено изображение композита пентаэритрита тетранитрата (тэн) с ОУНТ, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Видно, что ОУНТ (белые нити на изображении) покрывают частицы взрывчатого вещества и встраиваются в их внутреннюю структуру.

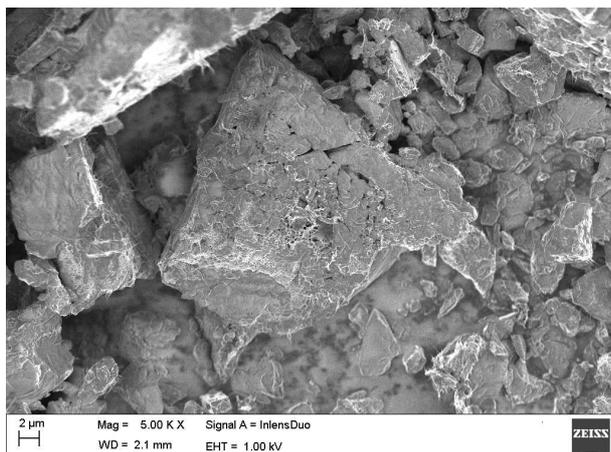


Рис. 1. Композит тэн-ОУНТ

В настоящей работе было установлено, что проводимость таких композитов зависит от величины приложенного напряжения. Для двух взрывчатых композитов на основе тэна и тротила содержащих 0.5% ОУНТ проведены измерения вольт-амперной характеристики.



Рис. 2. Фото образца тэна в зажиме

Для этого были изготовлены прессованные образцы цилиндрической формы. Их подключение к измерительному стенду производилось с помощью специального зажима с медными листами в качестве подводящих элементов (рис. 2).

Измерения проводились в диапазоне напряжений до 30 вольт. При характерных значениях сопротивлений исследуемых образцов в единицы Ом, длительное воздействие электрического тока может приводить к их существенному разогреву, что недопустимо для композитов на основе взрывчатых веществ. Поэтому характерное время измерений было около 1-2 миллисекунд.

Было получено, что в диапазоне до 20 В проводимость композита на основе тэна изменялась в пределах 3-15 См/м, для тротила диапазон составил от 2 до 30 См/м. На рис. 3 приведена характерная осциллограмма, полученная на измерительном стенде для образца на основе тротила. Для него также указано полученное сопротивление в зависимости от приложенного напряжения. При измерениях на постоянном токе для области низких напряжений величина сопротивления меняется аналогичным образом.

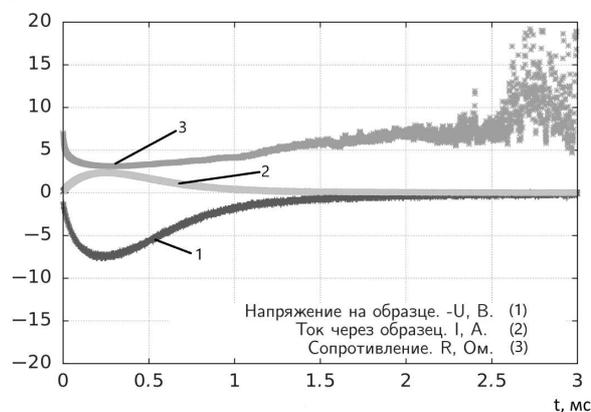


Рис.3 Осциллограмма для образца на основе тротила.

Для напряжении свыше 20 В нелинейность вольт-амперной становилась более выраженной. При этом происходили необратимые изменения проводимости образцов.

Список литературы

1. Rubtsov I.A., Pruel E.R., Ten K.A., Kashkarov A.O., Kremenko S.I. Electric conductivity of high explosives with carbon nanotubes. Journal of Physics: Conference Series. 2017, V. 899, N. 9, 092012.
2. Елецкий А. В., Книжник А. А., Потапкин Б. В., Кенни Х. М. Электрические характеристики полимерных композитов, содержащих углеродные нанотрубки. Успехи физических наук. 2015 г. Том 185, №3. стр. 225-270.

Работа поддержана РФФИ (грант № 18-03-00441).

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ (Si, SiC) ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫМ ГИПЕРБАРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Ездин Б.С., Каляда В.В., Ищенко А.В., Зарвин А.Е.

Новосибирский государственный университет

e-mail:bse@nsu.ru

Использование химического реактора гипербарического сжатия (ГРС) для инициации и протекания химических реакций при высоких импульсных давлениях, например, для связывания азота воздуха, получения синтез-газа, парциального окисления углеводородов и многих других промышленных технологий представляется перспективным направлением развития химической промышленности. Отдельно необходимо отметить использование таких устройств для получения углеродных и кремниевых наночастиц. ГРС представляет собой тепловую машину циклического действия, в которой осуществляется адиабатическое сжатие реакционной смеси парой поршень – цилиндр до температуры и давления, необходимых для быстрого протекания химической реакции. Затем, в стадии расширения, продукты реакции охлаждаются и происходит их закалка. Таким образом, ГРС совмещает нагреватель, собственно реактор и закалочное устройство, препятствующее протеканию обратных реакций [1].

Новые конструкционные решения и использование керамического покрытия, полученного с помощью технологии микродугового оксидирования поверхностей компрессионного узла ГРС, позволили отказаться от компрессионных колец и смазки, достичь высокой степени сжатия в реакционной зоне при отсутствии внесения загрязняющих получаемый продукт примесей. Эти свойства ГРС позволили использовать его для разработки метода и получения кремниевых и кремнийорганических нанопорошков.

Метод обеспечивает однородность условий протекания реакции во всем реакторном объеме, что приводит к высокой степени монодисперсности нанопорошка. Возможность изменения длительности циклов, дозирования в широких пределах компонентов сырья, извлечение в каждом цикле продуктов обеспечивает возможность подбора и поддержания оптимальных условий для наработки искомого продукта с максимально высоким коэффициентом полезного действия, поскольку определяется только степенью очистки исходных реагентов и не требует дальнейшей технологической обработки.

В работе приведен подробный анализ существующих технологий получения порошков кремния [2-4], карбида кремния [5-8] и обоснованы преимущества разработанного метода ГРС. Приведены результаты использования ГРС для получения нанокристаллического кремния из сырья, состоящего из смеси моносилана и аргона, а также кремнийорганических нанопорошков с кристаллической структурой из исходных смесей моносилана, одного из легких углеводородов и аргона.

Исследованы полученные образцы проведены методами ПЭМВР на электронном микроскопе JEM-2010 и методом дифрактометрии на порошковом

рентгеновском дифрактометре D8 Advance. На рис. 1 приведены типичные электронно-микроскопические изображения морфологии и структуры полученных образцов. Размеры частиц карбида кремния варьируются в диапазоне 10-40 нм. Наблюдаемые межплоскостные расстояния соответствуют карбиду кремния из базы данных РФА. Фотография Core-структуры (на рис. 1 справа) показывает, что ядро образуют кристаллиты SiC размером 3-7 нм., покрытые несколькими слоями графена.

Рентгеноструктурный анализ подтвердил выводы, полученные из анализа электронно-микроскопической структуры.

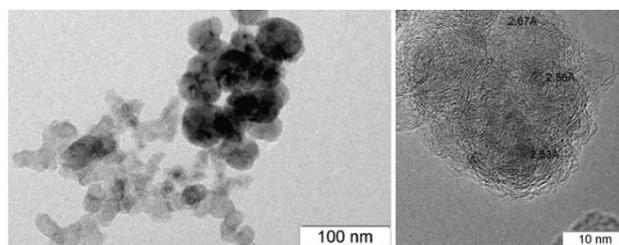


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения частиц образца нанопорошка кремния.

Список литературы

1. Ездин Б.С., Зарвин А.Е., Яскин А.С., и др. Установка быстрого циклического сжатия для предела лёгких углеводородов // ХНГМ. 2016. № 1. С. 17-19.
2. Ищенко А.А., Фетисов Г.В., Асланов Л.А. Нанокремний: свойства, получение, применение, методы исследования и контроля. М.: Физматлит, 2011. 648 с.
3. Wiggers H., Starke R., Roth P Silicon particle formation by pyrolysis of silane in a hot wall gasphase reactor// Chem. Eng. Technol. 2001. V. 24. No. 3. P. 261-264.
4. Vladimirov A., Korovin S., Surkov A., et al. Synthesis of luminescent Si nanoparticles using the laser induced pyrolysis // Las. Phys. 2011. V. 21. No. 4. P. 830-835.
5. Seog In-Sig., Kim C.H. Preparation of monodispersed spherical silicon carbide by the sol-gel method // J. Mater. Sci. 1993. V. 28. No. 12. С. 3277-3282.
6. Поздняков Г.А., Яковлев В.Н., Сапрыкин А.И. Получение наноразмерных порошков карбида кремния методом адиабатического сжатия // ДАН. ФХ. 2014. Т. 456. № 1. С. 61-63.
7. Аньшаков А.С., Урбах Э.К., Урбах А.Э., и др. Синтез нанопорошков карбида кремния в двухструйном плазмохимическом реакторе // ТиА. 2017. Т. 24. № 3. С.
8. Поздняков Г.А., Яковлев В.Н., Сапрыкин А.И. Получение наноразмерных порошков карбида кремния методом адиабатического сжатия // ДАН. ФХ. 2017. Т. 476. № 3. С. 301-304.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Прикладная физика» физического факультета НГУ при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (гранты 3.5918.2017/ИТР, 3.5920.2017/ИТР)

КОРРЕЛИРОВАННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ В ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЗАРЯДА НА ЛОВУШКАХ

Исламов Д.Р.^{1,2}, Пильник А.А.^{1,2,3}, Чернов А.А.^{1,2,3}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: damir@isp.nsc.ru

Оксид гафния HfO_2 сочетает в себе широкую запрещённую зону ($E_g = 5,6-5,8$ эВ) [1-3], высокую диэлектрическую проницаемость ($\epsilon = 16-70$) [3, 4] и высокую температурную стойкость ($T_{пл.} \approx 2780$ °С). HfO_2 широко используется в оптических и защитных покрытиях в производстве специальных марок стекла для оптоволоконных изделий, а также для получения особо высококачественных оптических приборов. В настоящее время на смену классическим диэлектрикам в кремниевых приборах, оксиду и нитриду кремния приходят, диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью (так называемые, high- κ диэлектрики), такие как HfO_2 , Al_2O_3 , Ta_2O_5 и TiO_2 . В последние годы HfO_2 интенсивно изучается преимущественно за своё перспективное применение в качестве high- κ подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах [5-7]. Среди high- κ диэлектриков HfO_2 вызывает наибольший интерес вследствие его большей диэлектрической проницаемости (например, по сравнению с Al_2O_3), высокой термодинамической стабильности на контакте с кремнием и большим энергетическим барьером для электронов и дырок по отношению к кремнию (2,0 эВ для электронов и 2,5 эВ для дырок) [1, 8].

Электронные свойства HfO_2 (например, токи утечки, оптические характеристики) определяются дефектами и ловушками. Собственным термодинамическим дефектом в HfO_2 является вакансия кислорода (VO) [9, 10]. Генерация новых дефектов приводит к увеличению токов утечки [11] и локализации заряда на ловушках [10], что приводит к деградации транзисторов и приборов памяти на основе оксида гафния [12, 13]. С другой стороны, активные слои в устройствах RRAM используют ловушки для переключения из высокоомного состояния в низкоомное и обратно [14]. Целью настоящей работы является выявление наиболее вероятного положения образования нового дефекта вблизи существующего в сильных электрических полях с использованием аналитических, численных и *ab initio* методов. Несмотря на успехи в вычислительной производительности, *ab initio* моделирование по-прежнему требуют большого времени и вычислительных мощностей. Аналитические и полуаналитические решения поставленной задачи могут значительно ускорить расчёты для прогнозирования условий образования дефектов.

Скорость генерации нового дефекта в оксиде гафния только с одной VO рассчитывалась с использованием гиперболического уравнения теплопроводности с экспоненциальной положительной обратной связью. Найденные аналитические и полуаналитические решения были сопоставлены с численными. Определены наиболее вероятные положения для обра-

зования нового дефекта при приложении электрического поля. Полученные результаты были сопоставлены с первопринципными (DFT) расчётами структуры поливакансии кислорода в моноклинной фазе HfO_2 . Было обнаружено, что наиболее вероятная пространственная конфигурация кислородной поливакансии представляет собой цепочку, где следующая вакансия образуется вблизи уже существующей, при этом с одним атомом Hf связано не более 2 удалённых атомов O. Расстояния между соседними VO составляют 4,05-4,21 Å.

Список литературы

1. Robertson J., Wallace R.M. High-K materials and metal gates for CMOS applications // Mater. Sci. Eng. R. 2015. V. 88. P. 1-41.
2. Afanas'ev V.V., Stesmans A., Chen F. et al. Internal photoemission of electrons and holes from (100) Si into HfO_2 // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 1053-1055.
3. Adelman C., Sriramkumar V., Van Elshocht S. et al. Dielectric properties of dysprosium- and scandium-doped hafnium dioxide thin films // J. Appl. Phys. 2007. V. 91. P. 162902.
4. Jones M.N., Kwon Y.W., Norton D.P. Dielectric constant and current transport for HfO_2 thin films on ITO // Appl. Phys. A. 2005. V. 81, No. 2. P. 285-288.
5. Wilk G.D., Wallace R.M., Anthony J.M. Hafnium and zirconium silicates for advanced gate dielectrics // J. Appl. Phys. 2000. V. 87, No. 1. P. 484-492.
6. Lee S.J., Jeon T.S., Kwong D.L., Clark R. Hafnium oxide gate stack prepared by in situ rapid thermal chemical vapor deposition process for advanced gate dielectrics // J. Appl. Phys. 2002. V. 92, No. 5. P. 2807-2809.
7. Xu Z., Houssa M., De Gendt S., Heyns M. Polarity effect on the temperature dependence of leakage current through $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ gate dielectric stacks // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, No. 11. P. 1975-1977.
8. Robertson J. High dielectric constant oxides. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2004. V. 28, No. 3. P. 265-291.
9. Gritsenko V.A., Perevalov T.V., Islamov D.R. Electronic properties of hafnium oxide: A contribution from defects and traps // Phys. Rep. 2016. V. 613. P. 1-20.
10. Gritsenko V.A., Islamov D.R., Perevalov T.V. Oxygen Vacancy in Hafnia as a Blue Luminescence Center and a Trap of Charge Carriers // J. Phys. Chem. C. 2016. V. 120. P. 19980-19986.
11. Islamov D.R., Gritsenko V.A., Lebedev M.S. Determination of trap density in hafnia films produced by two atomic layer deposition techniques // Microelectron. Eng. 2017. V. 178. P. 104-107.
12. Pešić M., Fengler F.P.G., Larcher L. et al. Physical Mechanisms behind the Field-Cycling Behavior of HfO_2 -Based Ferroelectric Capacitors / Adv. Func. Mater. 2016. V. 26, No. 25. P. 4601-4612.
13. Islamov D.R., Orlov O.M., Gritsenko V.A., Krasnikov G.Ja. The Charge Trap Density Evolution in Wake-Up and Fatigue Modes of FRAM // ECS Trans. 2017. V. 80, No. 1. P. 279-281.
14. Yu S., Guan X., Wong H.-S.P. Conduction mechanism of TiN/ HfO_x /Pt resistive switching memory: A trap-assisted-tunneling model // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99, No. 6. P. 063507.

Работа поддержана РФФ
(грант № 16-19-00002).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО И ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТАВА, ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНТРОЛЬНЫХ ПРОБ УГЛЯ ТАЛОВСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ СИБИРИ

Заворин А.С.³, Саломатов Вл.В.^{1,2}, Табакаев Р.Б.³, Карелин В.А.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет

e-mail: vad2hen@mail.ru

Таловское бурогольное месторождение Сибири оценивается как крупное с прогнозным ресурсом около 3,6 млрд т, что способно обеспечить добычу угля 10-15 млн т. в год [1,2].

В настоящее время месторождение находится на стадии неполной геологической разработки и оценка угля как энергетического топлива позволит судить о возможных масштабах его применения для тепловых электрических станций, отопительных котельных и др. Как показывают ранее проведенные исследования [3], таловский уголь в первоначальном виде ограниченно пригоден для этих целей. Поэтому нужен поиск таких режимов предварительной термообработки, которые способствуют повышению его качественных характеристик. Весьма перспективными и эффективными процессами предварительной обработки угля могут явиться следующие: СВЧ-нагрев, СВЧ-активация, СВЧ-сушка, СВЧ-обогащение и др. Проведение инженерных расчетов и выбор параметров технологий требуют знаний ряда характеристик этого топлива и их зависимость от СВЧ-воздействия, влажности, температуры и др.

Объектом исследований были керновые пробы угля Таловского месторождения, добытые из скважины № 40 на глубине 25,1-26,6 метра. Элементный состав исследуемой пробы определен на анализаторе Vario Micro Cube (Elementar, Германия). Схема эксперимента следующая: анализируемая проба загружается в автоподатчик образцов, который, вращаясь, через определенное время перемещает пробу в шаровой кран. Из крана проба попадает в трубку, в которой происходит её сжигание. Образовавшиеся при сжигании продукты поступают в сосуд для удаления паров воды, присутствовавшей в пробе, затем в осушительную камеру. Далее восстановленный газ направляется в адсорбционную колонку, где разделяется на отдельные компоненты, которые поступают в детектор по теплопроводности (ДТП). Сигнал с детектора передается в компьютер и обрабатывается при помощи калибровочных кривых.

Содержание микроэлементов (в частности, ртути и хлора) в угле изучено при помощи энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного спектрометра EDX 720p (Shimadzu, Япония). Данный прибор позволяет анализировать твердые, жидкие и порошкообразные вещества.

Температуропроводность определялась с помощью анализатора Discovery Flash DLF-1200. Метод вспышки, используемый в анализаторе, заключается в равномерном облучении одной плоскости небольшого дискообразного образца очень коротким импульсом энергии. Температурно-временная зависи-

мость на нижней поверхности регистрируется твердотельным оптическим датчиком со сверхбыстрым откликом. Температуропроводность определяется на основе полученной термограммы. С использованием ранее измеренного значения плотности образца рассчитывается теплоемкость и теплопроводность.

В результате исследований получены значения влажности, зольности, элементного состава, а также зависимости теплофизических характеристик от влажности и температуры для малоизученного угля Таловского месторождения Сибири.

На рис.1 приведены экспериментальные данные по теплоемкости данного угля в зависимости от температуры

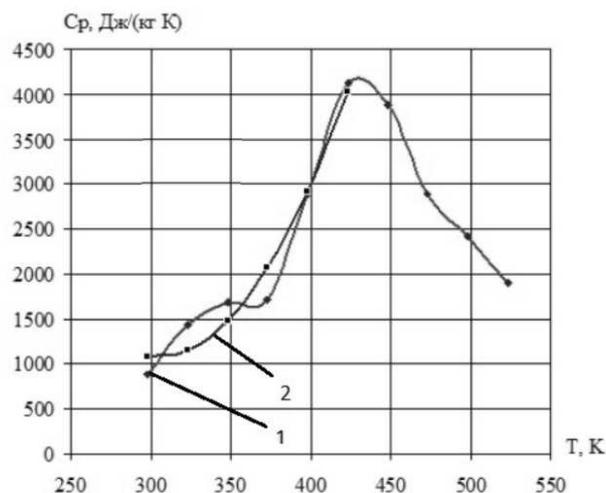


Рис. 1. Зависимость теплоемкости Таловского угля от температуры: 1 – Измерения полученные методом динамического с-калориметра при помощи измерителя теплоемкости ИТ-С-400; 2 – с помощью анализатора Discovery Flash DLF-1200.

Список литературы

1. Разработка Таловского угольного месторождения и строительство энергоблоков (Томская область) // Инвестиционный портал Сибирского Федерального Округа [2012-2017]. URL: <http://invsib.ru/#/tomsk/projects/20130213-085756/> (дата обращения: 14.12.2017 г.).
2. Емешев В.Г., Паровинчак М.С. Без привозной энергетики // Нефтегазовая отрасль. – 2005. – № 17. – С. 63-65.
3. Табакаев Р.Б., Хаустов С.А., Черкашина Г.А., Казаков А.В. Низкосортное топливо Томской области: перспективы энергетического использования // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2015. – Т. 326. – № 9. – С. 106-113.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-08-00752 а).*

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОТСУТСТВИИ ДОПУЩЕНИЯ ОБ ИЗОТРОПИИ ОБЪЕМНОЙ СЖИМАЕМОСТИ

Кривошеина М.Н.^{1,2}, Туч Е.В.¹

¹ Томский Государственный Университет, Томск

² ИФПМ СО РАН, Томск

E-mail: marina_nkr@mail.ru

При моделировании упругих и пластических деформаций в твердых телах равномерная объемная деформация порождает гидростатическое напряжение только в случае изотропии упругих свойств. В этом случае компоненты тензора полных напряжений в области упругих деформаций и пластических разделяют на шаровую (давление) и девиаторные части, равно, как и компоненты тензора полных деформаций. Для твердых тел, выполненных из материалов, характеризующихся высокой степенью анизотропии упругих свойств при некоторых видах симметрии вводится анизотропное давление, отражающее степень анизотропии сжимаемости материала. Это актуально для материалов, упругие свойства которых описываются пятью, шестью, семью и девятью независимыми упругими постоянными. К таким материалам относятся: ГПУ – монокристаллы, пластически деформируемые композиционные материалы, биоматериалы и некоторые другие. Анизотропное давление отражает факт изменения формы сферического тела из такого материала при действии на него внешнего гидростатического напряжения. В области упругих деформаций введение анизотропного давления определяется разложением упругой энергии деформации на энергию изменения объема и энергию изменения формы [1]. В области малых пластических деформаций необходимо сохранить степень анизотропии давления для корректности математической модели, т.е. введения двух или трех уравнений состояния. В об-

ласти развитых пластических деформаций возможен постепенный переход к одному уравнению состояния в том случае, если анизотропия упругих свойств меняется с ростом давления. В рамках механики сплошной среды представлены результаты численного моделирования в трехмерной постановке ударного нагружения преграды из монокристалла цинка в направлении $\langle 0001 \rangle$ и $\langle 1010 \rangle$ с применением анизотропного давления в области упругих и пластических деформаций. Показано хорошее соответствие профилей запреградных скоростей, полученных численно и в натуральных экспериментах [2].

Список литературы

1. R. Vignjevic, N. Djordjevic, V. Panov. Modelling of Dynamic Behaviour of Orthotropic Metals Including Damage and Failure // International Journal of Plasticity, Volume 38, November 2012, Pages 47–85.
2. 18. А.А. Богач, Г.И. Канел', С.В. Разоренов, А.В. Уткин. Resistance of zinc crystals to shock deformation and fracture at elevated temperatures // Phys. Solid State 1998 V. 40, N. 10 P. 1676–1680

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-31-00278 мол_а)
Работа выполнена в рамках ПФНИ ГАН
на 2013-2020 годы, направление III.23.*

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ПОЛЗУЧЕСТИ РЕАКТОРНОЙ СТАЛИ

Леган М.А.^{1,2}, Любашевская И.В.¹

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный технический университет

e-mail: legan@ngs.ru

Аварии на атомных электростанциях, связанные с перегревом реактора, вызвали необходимость исследования свойств ползучести применяемых материалов при температурах, превышающих эксплуатационную. Для моделирования работы реактора при высоких температурах необходимо знать характеристики ползучести реакторной стали. Учитывая широкий диапазон изменения температуры при аварийном режиме работы реактора, в первую очередь необходимо знать температурную зависимость скорости деформации ползучести реакторной стали.

Получены экспериментальные кривые ползучести реакторной стали в условиях одноосного растяжения при температурах 500, 600, 650, 700, 750, 800, 850, 900, 950, 1000, 1050 и 1100 °С. Эксперименты проводились при различных, но постоянных по времени уровнях растягивающего напряжения, то есть с корректировкой нагрузки на образец при изменении площади его поперечного сечения вследствие деформации ползучести. Для описания зависимости скорости ползучести от напряжения на установившейся стадии процесса, когда скорость минимальна, использовался степенной закон Нортона, согласно которому скорость ползучести $\dot{\xi} = B\sigma^n$, где σ – напряжение, n – показатель ползучести, B – коэффициент, имеющий размерность $\text{Па}^{1/n} \text{с}^{-1}$. Определены характеристики ползучести, входящие в этот закон. Их значения зависят от температуры. Интересно отметить, что показатель ползучести n , характеризующий нелинейность процесса, уменьшается от 12,6 при температуре 500 °С до 4,8 при 900 °С.

Для определения температурной зависимости скорости деформации ползучести использован подход, описанный в [1], согласно которому скорость ползучести $\dot{\xi} \approx \exp\left(\frac{-U_0}{RT}\right) f(\sigma)$, где T – абсолютная температура, R – универсальная газовая постоянная, U_0 – энергия активации. Применяя феноменологический подход, можно записать $\dot{\xi} = \exp(-\gamma/T) f(\sigma)$, где коэффициент γ в показателе экспоненты подлежит определению по экспериментальным данным, полученным при различных температурах. Однако применение этой формулы для описания кривых ползучести реакторной стали не приводит к удовлетворительному соответствию с экспериментальными данными. Поэтому была предложена новая формула, включающая температуру T_0 , при которой ползучесть не наблюдается: $\dot{\xi} = \exp\left(\frac{-U}{T-T_0}\right) B\sigma^n$, где

$B = 1 \text{ Па}^{1/n} \text{с}^{-1}$, $T > T_0$. Коэффициент U в этой формуле, имеющий размерность температуры, подлежит

определению по экспериментальным данным на установившейся стадии ползучести. Температура T_0 находится из условия минимума относительной разницы значений U в исследуемом диапазоне температур и напряжений. В идеальном случае значения U должны совпадать.

Рассмотрим методику определения параметров T_0 и U по экспериментальным данным, полученным при 600 °С (873 К) и 650 °С (923 К). Для каждой температуры показатель ползучести n находится по двум кривым ползучести, полученным при разных напряжениях σ_1 и σ_2 : $n = \frac{\ln \dot{\xi}_2 - \ln \dot{\xi}_1}{\ln \sigma_2 - \ln \sigma_1}$, где $\dot{\xi}_1$ и $\dot{\xi}_2$ – минимальные значения скоростей ползучести. При $T_1 = 873 \text{ К}$ кривые ползучести получены при напряжениях $\sigma_{1,1} = 195 \text{ МПа}$ и $\sigma_{1,2} = 260 \text{ МПа}$. Соответствующие скорости равны $\dot{\xi}_{1,1} = 3,686 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ и $\dot{\xi}_{1,2} = 1,084 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. По формуле находим $n_1 = 11,753$. Для $T_2 = 923 \text{ К}$ по кривым ползучести, полученным при $\sigma_{2,1} = 140 \text{ МПа}$ и $\sigma_{2,2} = 200 \text{ МПа}$ находим $n_2 = 10,43$. С помощью логарифмирования предложенной температурной зависимости получим выражение $U = (n \ln \sigma - \ln \dot{\xi})(T - T_0)$. Для двух значений температур T_1 и T_2 при напряжениях $\sigma_{1,2}$ и $\sigma_{2,2}$ можно записать $U_1 = (n_1 \ln \sigma_{1,2} - \ln \dot{\xi}_{1,2})(T_1 - T_0)$ и $U_2 = (n_2 \ln \sigma_{2,2} - \ln \dot{\xi}_{2,2})(T_2 - T_0)$, где скорость ползучести $\dot{\xi}_{2,2} = 4,529 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответствует напряжению $\sigma_{2,2}$. Приравняв значения U_1 и U_2 , получим выражение для температуры T_0 , при которой процесс ползучести на установившейся стадии отсутствует:

$$T_0 = \frac{T_1 (n_1 \ln \sigma_{1,2} - \ln \dot{\xi}_{1,2}) - T_2 (n_2 \ln \sigma_{2,2} - \ln \dot{\xi}_{2,2})}{n_1 \ln \sigma_{1,2} - \ln \dot{\xi}_{1,2} - n_2 \ln \sigma_{2,2} + \ln \dot{\xi}_{2,2}}$$

Для реакторной стали температура T_0 оказалась равной 590 К или 317 °С. Зная T_0 , находим $U = 21750 \text{ К}$.

Таким образом, предложенная зависимость скорости ползучести от температуры апробирована на экспериментальных данных для реакторной стали. Полученную зависимость можно применять для моделирования работы реактора в аварийном режиме в исследованном диапазоне температур, превышающих эксплуатационную температуру.

1. Работнов Ю.Н. Ползучесть элементов конструкций // 2-е изд. М.: Наука. 2014. 752 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАСТВОРОВ БОРНОЙ КИСЛОТЫ ПРИ ПАРАМЕТРАХ ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ АВАРИЙНОГО РЕЖИМА ВВЭР

Морозов А.В., Питык А.В., Сахипгареев А.Р., Шлепкин А.С.

АО «ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского», Обнинск

e-mail: sas@ippe.ru

Использование соединений бора в ядерной энергетике обусловлено изотопным составом бора и его ядерно-физическими характеристиками. В АЭС с реакторами ВВЭР и PWR одно из основных применений растворов борной кислоты связано с системами борного регулирования, предназначенных для плавной корректировки мощности реактора в течение кампании. Кроме того, растворы борной кислоты используются в пассивных системах безопасности для охлаждения активной зоны реактора при авариях, сопровождающихся потерей теплоносителя.

В проекте «АЭС-2006» с реакторной установкой ВВЭР при возникновении аварийной ситуации с разрывом главного циркуляционного трубопровода работа пассивных систем безопасности обеспечивает длительное (не менее 24 часов) охлаждение активной зоны реактора за счет подачи в нее раствора борной кислоты с концентрацией 16 г/кг из гидроёмкостей первой (ГЕ-1) и второй (ГЕ-2) ступеней [1], а также поступления конденсата из парогенераторов, работающих в конденсационном режиме [2]. Согласно концепции обеспечения безопасности проекта «ВВЭР-ТОИ», охлаждение активной зоны реактора за счет подачи в нее борного раствора должно осуществляться в течение 72 часов. Для выполнения этой задачи планируется использование гидроёмкостей третьей ступени (ГЕ-3). Учитывая длительность процесса, кипение теплоносителя и малое содержание борной кислоты в паровой фазе, не исключена вероятность кристаллизации борной кислоты в реакторе. Предельная концентрация раствора борной кислоты, соответствующая началу кристаллизации, зависит от температуры. При параметрах, соответствующих аварийному процессу с разрывом главного циркуляционного трубопровода, предельная концентрация H_3BO_3 составляет ~ 450 г/кг H_2O .

Для расчетов процессов накопления и кристаллизации борной кислоты важным является знание ее теплофизических свойств. В настоящее время данные о плотности и вязкости растворов борной кислоты носят весьма общий характер и не охватывают весь диапазон параметров (температура, давление, концентрация кислоты), характерный для аварийной ситуации на АЭС с ВВЭР [3]. Это потребовало проведения дополнительных опытов.

Экспериментальные исследования плотности водных растворов борной кислоты проводились в два этапа: проведение измерений данного параметра при атмосферном давлении и при давлении, соответствующем аварийному режиму АЭС с ВВЭР.

Измерение плотности растворов борной кислоты с концентрацией 2,5 – 200 г/кг H_2O при температуре 298 – 363 К проводили пикнометрическим методом.

На втором этапе проводилось измерение плотности борной кислоты при параметрах среды, соответствующих аварийному режиму АЭС с ВВЭР. В качестве основы для проведения экспериментов также использовался пикнометрический метод. Исследования проводились на специально созданной экспериментальной установке, в состав которой входят: бак подготовки раствора и металлические измерительные ячейки. Задача исследования состояла в проведении экспериментов по исследованию плотности борной кислоты. Опыты проводились в шесть серий с различными температурами (343 – 403 К), в диапазоне давления 0,1–0,4 МПа, характерном для реакторной установки ВВЭР в аварийной ситуации с разрывом трубопровода первого контура, при концентрациях борной кислоты 50 – 450 г/кг H_2O .

Для измерения кинематической вязкости водных растворов борной кислоты использовался метод капиллярной вискозиметрии. Данный метод опирается на закон Пуазейля о вязкой жидкости, описывающий закономерности движения жидкости в капилляре. Для измерения вязкости прозрачных жидкостей, к которым относятся и водные растворы борной кислоты, использовался вискозиметр ВПЖ-1.

В результате проведенных экспериментальных исследований были впервые получены опытные данные по теплофизическим свойствам (плотность, кинематическая вязкость) высококонцентрированных растворов борной кислоты при параметрах, характерных для аварийных режимов АЭС с ВВЭР. Полученные результаты позволяют существенно расширить диапазон известных теплофизических параметров растворов борной кислоты. Экспериментальные данные по плотности и кинематической вязкости водных растворов борной кислоты имеют важное прикладное значение для АЭС с реакторами ВВЭР нового поколения, оснащенными системами пассивной безопасности, поскольку могут быть использованы для уточнения результатов расчетов аварийных процессов в реакторной установке, проводящихся как с использованием одномерных расчетных программ, так и трёхмерных CFD-кодов.

1. Морозов А.В., Ремизов О.В. Экспериментальное обоснование проектных функций дополнительной системы пассивного залива активной зоны реактора ВВЭР // Теплоэнергетика. 2012. №5. С. 22–27.
2. Лукьянов А.А., Зайцев А.А., Морозов А.В., Попова Т.В., Ремизов О.В., Цыганок А.А., Калякин Д.С. Расчетно-экспериментальное исследование влияния неконденсирующихся газов на работу модели парогенератора ВВЭР в конденсационном режиме при запроектовой аварии // Известия вузов. Ядерная энергетика. 2010. № 4. С. 172–182.
3. Азизов Н.Д., Ахундов Т.С. Термические свойства водных растворов борной кислоты при 298 – 573 К // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34. Вып. 5. С. 798–802.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10649).

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КОМПОЗИТНЫХ ПЛАСТИН

Немировский Ю.В.¹, Станиславович А.В.²¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск² Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск

e-mail: nemiryury@mail.ru, alexey.st@bk.ru

При конструировании систем охлаждения и управления теплопроводящими свойствами для целого ряда технических устройств и особенно летательных аппаратов широко применяются композиционные конструкции, которые позволяют создавать требуемые условия теплообменников при минимальном расходе (стоимости) материала теплообменника или его весе. Такие исследования исключительно важны при создании летательных аппаратов, стационарных установок сжиженного топлива, химических технологических установок и стационарных ядерных установок.

В настоящее время разработаны многие сравнительно дешевые и надежные процессы (сварка взрывом, диффузионная сварки, склеивание, плазменное и холодное газовое напыление), позволяющие создавать широкую номенклатуру разнообразных слоисто-волоконистых комбинированных конструкций из различных по теплофизическим свойствам материалов, которые требуют активного изучения особенностей их теплопроводящих свойств.

Представлена математическая модель теплопроводности многослойных композитных пластин с различными вариантами армирования. Слои могут быть как изотропными, так и ортотропными: армированными волокнами или частицами композитными материалами, сотовыми структурами с различными параметрами армирования [1; 2; 3; 4]. Отметим, что осреднение теплового потока выполняется в соответствии с законом Рихмана о теплообмене, происходящем между телами, находящимися в соприкосновении.

Получены аналитические решения задачи теплопроводности для прямоугольных, круглых и кольце-

вых многослойных пластин такой структуры при различных краевых условиях. Для кольцевых пластин возможно как радиальное, так и кольцевое расположение армирующих волокон. Рассмотрен случай слоев переменной толщины. Получена функциональная зависимость между структурными параметрами армирования (направление и интенсивность армирования каждого слоя многослойной композиции) и значениями эффективных коэффициентов теплопроводности вдоль соответствующих координатных осей, а значит и температурным полем многослойной композитной пластины.

Наличие такой функциональной связи позволяет говорить об управлении температурным полем внутри рассматриваемой пластинки, а также о задаче оптимального проектирования.

Список литературы

1. Немировский Ю. В., Станиславович А. В. Теплопроводность пакета полиармированных слоев // Вестник КемГУ. 2015. Т. 3. №4 (64). – С. 177–183.
2. Немировский Ю. В., Станиславович А. В. Влияние формы и расположения армирующих элементов на тепловые свойства композитов // Вестник Чувашского государственного педагогического университета им. И. Я. Яковлева. Серия: механика предельного состояния. 2015. №4 (26). С. 3–24.
3. Немировский Ю. В., Станиславович А. В. Моделирование теплопроводности гибридных бетонных композитных материалов // Международная конференция «Математика и информационные технологии в нефтегазовом комплексе», посвященная дню рождения великого русского математика академика П. Л. Чебышёва: Тезисы. 2016. С. 247–248.
4. Андреев А.Н.. Упругость и термоупругость слоистых композитных оболочек. Математическая модель и некоторые аспекты численного анализа. Saarbrücken, Deutschland: Palmarium Academic Publishing, 2013. 93 с.

САМООРГАНИЗАЦИЯ ВАКАНСИЙ КИСЛОРОДА В ОКСИДНЫХ HIGH-K ДИЭЛЕКТРИКАХ: ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Перевалов Т.В.^{1,2}, Исламов Д.Р.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: timson@isp.nsc.ru

Перспективность энергонезависимой памяти на основе обратимого переключения диэлектрика из высокоомного состояния в низкоомное при протекании импульса тока (резистивная память, Resistive random-access memory, ReRAM) стимулирует изучение природы резистивного эффекта на атомном уровне. Наиболее перспективным диэлектриками для ReRAM являются Ta_2O_5 , HfO_2 и TiO_2 . Для описания резистивного эффекта наибольшую популярность имеет филаментарная модель, заключающаяся в структурной перестройке под воздействием импульса тока локальной области оксида за счёт разрыва/восстановления связей металл-кислород и формировании высокой концентрации вакансий кислорода, которые формируют проводящий канал нанометровой толщины (филамент). Простейшей моделью филамента является цепочка близкорасположенных вакансий кислорода (поливакансия кислорода). Чтобы выяснить способность поливакансия кислорода формировать комплексы в виде цепочек и участвовать в проводимости заряда необходимо знать их атомную и электронную структуру.

Надёжным методом изучения атомной и электронной структуры дефектов в твёрдых телах является квантово-химическое моделирование в рамках теории функционала плотности (ТФП). Существующие исследования ограничиваются моделированием моновакансий кислорода.

Целью работы является исследование с позиции *ab initio* моделирования атомной и электронной структуры поливакансий кислорода в Ta_2O_5 , HfO_2 и TiO_2 . В задачи исследования входит выяснение энергетически выгодных пространственных конфигураций комплексов вакансий кислорода, установление особенностей энергетического спектра ими обуславливаемых, и их способности участвовать в роли проводящего филамента.

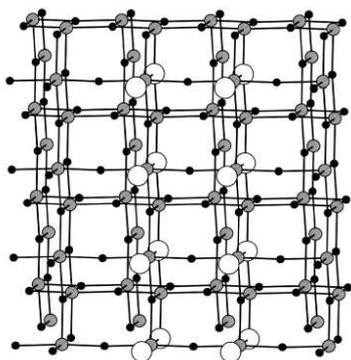


Рис. 1. Суперячейка α - TiO_2 с выделенными белым атомами O, удаление которых наименее энергозатратно. Черным обозначен O, серым — Ti.

Моделирование проводится с использованием программного пакета Quantum ESPRESSO, основанного на ТФП с гибридными обменно-корреляционными функционалами, корректно воспроизводящими значение ширины запрещённой зоны диэлектриков. Объектом моделирования являются кристаллические фазы Ta_2O_5 , HfO_2 и TiO_2 , поскольку локально кристаллические области действительно появляются вблизи филамента. Энергетически выгодная пространственная конфигурация (взаимное расположение) вакансий в комплексе определяется по принципу минимума энергии формирования каждого последующего дефекта с перебором всех возможных вариантов расположения каждой последующей вакансии при фиксированном положении существующих дефектов. Способность дефекта локализовать электрон определяется посредством расчёта выигрыша в энергии при захвате заряда на дефектное состояние.

Установлено, что для кристаллических фаз Ta_2O_5 , HfO_2 и TiO_2 для каждой последующей вакансии кислорода энергетически выгодно формирование вблизи уже существующих вакансий. Причем не более двух удаленных атомов кислорода связаны с любым атомом металла (рис.1). Каждая последующая вакансия кислорода добавляет один заполненный уровень в запрещённой зоне. Рост размера поливакансия формирует в энергетическом спектре оксида широкую дефектную зону, заполненную электронами. Положительные значения энергии локализации заряда говорят о том, что полученные комплексы вакансий кислорода могут выступать в качестве электронных и дырочных ловушек и участвовать в транспорте заряда. Таким образом эти цепочки вакансий кислорода могут выступать в роли проводящего шунта.

Полученные данные согласуются с филаментарной моделью резистивного эффекта. Установленные цепочки вакансий имеют направленность в отсутствии внешнего поля, что объясняется наличием выделенных высокосимметричных направлений в кристалле. Можно предположить, что для аморфных оксидов, также характерна энергетическая выгодность формирования каждой последующей вакансии именно вблизи уже существующих, а внешнее электрическое поле задаёт направленность роста поливакансия в виде некой цепочки (филамента). Таким образом, для наиболее перспективных для элементов ReRAM диэлектриков Ta_2O_5 , HfO_2 и TiO_2 характерна самоорганизация вакансий кислорода в виде цепочек под направленными по внешнему электрическому полю и способных участвовать в проводимости заряда.

Работа поддержана РФФ (грант № 17-72-10103).

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ИЗОЛЯЦИИ ДЛЯ ТРУБОПРОВОДОВ ТЕПЛОВОЙ СЕТИ

Поливода Ф.А.

АО ЭНИН им. Г.М. Кржижановского

e-mail: polivoda@eninnet.ru

Тепловые сети от ТЭЦ являются наиболее убыточным сегментом теплоэнергетики России. Ежегодно в окружающую среду рассеивается громадное количество теплоты, эквивалентное, по разным оценкам от 100 до 200 млн. тонн условного топлива [1]. Во многих регионах России до сих пор применяется изоляция из стекловаты (либо минеральной ваты), обладающая высокой гигроскопичностью и плохими теплоизоляционными свойствами. Существующие способы изготовления полимерной изоляции трубопроводов более прогрессивны, но и они не отвечают требованиям минимизации тепловых потерь и увеличения надежности, т.к. полимерная изоляция изготавливается по «заливочной технологии» однородным полимером, имеющим гидрофильную структуру (аналогичную поролону). Вследствие водопроницаемости на поверхности трубы развиваются процессы коррозии. Актуальной задачей является разработка новой технологии изготовления так называемых «анизотропных [2] полимерных изолирующих покрытий» для трубопроводов, основанная на изменении плотности ρ теплоизоляции, в соответствии с заданным законом, по пространственной координате x сечения, $\rho = \rho(x)$, рис. 1.

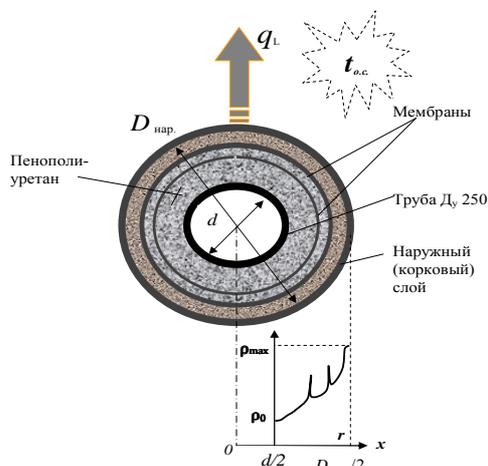


Рис. 1. Сечение трубопровода с анизотропной изоляцией.

Как известно, теплопроводность λ любого пористого материала тесно связана с его плотностью в конечном твердом состоянии, $\lambda = f(\rho)$. С увеличением пористости ϵ , как правило, теплопроводность и плотность изолирующего материала снижаются. В изоляции плотность можно изменять в общем виде

$$\rho(\bar{x}) = \rho_0 P^m(\bar{x}) \quad (1)$$

где $P^m(\bar{x})$ - полином m -ой степени ($m \geq 2$); $\bar{x} = x/D$ - нормированная к единице координата; x - текущая координата сечения, $\bar{x} \in [0;1]$ и $x \in [0; D]$. Если

внутри изоляции образуется уплотнение (мембрана), то закон изменения $\rho(\bar{x})$ можно описать с помощью δ - функции

$$\rho(\bar{x}) = \rho_j \int_0^1 \delta(\bar{x} - x_j) d\bar{x} \quad (2)$$

где ρ_j - скачок плотности в области мембраны.

Функциональная зависимость вида (1-2), в наибольшей степени должна удовлетворять потребительским качествам изоляции:

- достижение максимального значения плотности ρ_m на границе D трубопровода;
- создание монолитной анизотропной структуры, обеспечивающей механическую прочность изоляции;
- минимальный вес m_l изоляции 1 погонного метра;
- минимальные потери тепла в окружающую среду;
- обеспечение водопрочности ($\mu > 2000$), путем создания наружного «коркового слоя» изоляции с малой пористостью и за счёт внутренних мембран.

Не проводя подробных выкладок, запишем искомую зависимость плотности теплоизоляции от расстояния в виде квадратичного полинома, $m=2$:

$$\rho = \frac{2r^2}{R^2 + r_o^2} (\bar{\rho} - \rho_m) + \rho_m$$

при котором удельное тепловое сопротивление максимально, $R_l \rightarrow \max$. Где средняя плотность в теплоизоляции

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{m_l}{R^2 - r_o^2}$$

Величина теплового сопротивления анизотропной теплоизоляции [3], нанесённой на трубопровод

$$R_l = \frac{1}{2\pi\lambda_m} \left[\ln \frac{R}{r_o} - \left(1 - \frac{\lambda_m}{\bar{\lambda}}\right) \frac{R^2 - r_o^2}{R^2 + r_o^2} \right]$$

Данная методика позволяет вычислять: оптимальное распределение плотности пористого полимерного материала при наилучших теплотехнических и весовых характеристиках изделия (трубы, бака, ёмкости); погонное тепловое сопротивление магистрального участка тепловой сети; массу исходного наносимого полимерного материала (для $m=2$).

1. Соколов Е.Я. Теплофикация и тепловые сети. М.: МЭИ, 2001. - 435 с.
2. Новиков И.И., Воскресенский К.Д. Прикладная термодинамика и теплопередача. М.: Атомиздат, 1977. - 356 с.
3. Поливода Ф.А., Соколовский Р.И., Владимиров М.А., Щербаков В.П., Шатров Л.А. Методика оценки эффективности участка тепловой сети //Теплоэнергетика, 2017. №7. С. 56-63.

Работа поддержана РФФИ, проект № 16-08-00438.

**ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК С ВЫСОКОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ
НА PCT-ИЗОТЕРМЫ СПЛАВОВ НАКОПИТЕЛЕЙ ВОДОРОДА****Романов И.А., Борзенко В.И., Казаков А.Н.**

Институт Высоких Температур РАН, Москва

e-mail: romanoff_i_a@mail.ru

Создание металлгидридных систем хранения, очистки и компримирования водорода является актуальной задачей на сегодняшний день. Однако физико-химические свойства интерметаллических соединений и особенности их взаимодействия с водородом создают препятствия на пути решения этой задачи. В ходе реакции с водородом интерметаллиды диспергируются в порошки с размером частиц порядка 1-10 мкм, которые обладают низкой теплопроводностью (около 1 Вт/м·К), что при сравнительно высокой энтальпии реакции абсорбции водорода (25 – 70 кДж/моль H₂) приводит к возникновению кризиса тепломассопереноса и резкому снижению скорости поглощения водорода [1]. В данной работе было исследовано взаимодействие с водородом композиционного материала, полученного из порошков активированного ИМС АВ5-типа и меди. Активация ИМС представляет собой несколько последовательных циклов абсорбции и десорбции водорода, которые проводят при избыточном давлении водорода и повышенной температуре. При этом происходит диспергирование сплава и восстановление оксидной пленки на поверхности частиц ИМС, что позволяет достичь максимальной емкости и скорости реакции с водородом.

Использование различных добавок и пористых матриц из высокотеплопроводного металла является одним из способов повысить теплопроводность металлгидридной засыпки. Медь была выбрана по следующим причинам: высокая теплопроводность; инертность по отношению к водороду в условиях эксперимента; плотность меди близка к плотности ИМС, что позволяет избежать расслоения смеси в ходе циклирования; пластичность меди позволит скомпенсировать внутренние напряжения, которые возникают из-за увеличения объема частиц ИМС в ходе реакции с водородом.

На первом этапе проводилась активация образца методом последовательного циклирования при повышенном давлении водорода и температуре. Полнота активации была установлена сравнением PCT-изотерм сорбции и десорбции водорода с изотермами, полученными в предыдущих экспериментах.

Далее рабочий автоклав с образцом тщательно вакуумировался, заполнялся инертным газом и отсоединялся от установки, после чего помещался в сухой бокс. Порошки ИМС после циклирования с водородом очень активно взаимодействуют с кислородом воздуха, кроме того в образцах остается некоторое количество водорода, поэтому они могут быть

пирофорны и работать с ними необходимо в инертной атмосфере. Затем в сухом боксе из 50 г порошка ИМС и 450 г путем механического перемешивания приготавливался композит, который помещался в рабочий автоклав и надежно закрывался внутри сухого бокса.

На последнем этапе автоклав с образцом подключался к установке, и проводились измерения PCT-изотерм сорбции и десорбции водорода при температурах 353, 333 и 313К, определялись величины энтальпии и энтропии, а также оценивались времена релаксации температуры и установления равновесия в системе композит-водород.

Полученные PCT-изотермы сравнивались с измеренными ранее изотермами для образца ИМС La_{0.9}Ce_{0.1}Ni₅ массой 50 г. Массовый процент абсорбированного и десорбированного композитом водорода рассчитывался без учета массы меди для удобства сравнения.

Сравнение изотерм показывает, что добавление меди незначительно снижает максимальное удельное содержание водорода в гидриде. Это вероятнее всего связано с тем, что некоторые частицы ИМС оказались «запечатаны» в меди и не взаимодействовали с водородом. Абсорбция и десорбция водорода композитом происходит при более низком давлении по сравнению с чистым ИМС, при этом увеличивается угол наклона плато.

Добавление меди в несколько раз уменьшает времена релаксации температуры при взаимодействии композита с водородом: с более чем 100 мин на точку до 30 мин. При этом лимитирующей стадией процесса достижения равновесия становится релаксация давления водорода, время которой для композита составляет порядка 60 минут на точку.

Сравнение величин энтальпии и энтропии с результатами предыдущих экспериментов показало, что энтальпия и энтропия десорбции водорода практически не изменяется, в то время как энтальпия и энтропия абсорбции водорода заметно снижается.

Список литературы

1. Борзенко В.И., Дуников Д.О., Малышенко С.П. Кризисные явления в металлгидридных устройствах хранения водорода // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 256–264.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 17-19-01738).*

**МЕТОДЫ РАСЧЕТА РАВНОВЕСНЫХ СВОЙСТВ ЧИСТЫХ ВЕЩЕСТВ,
УЧИТЫВАЮЩИЕ ОСОБЕННОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ**

Рыков С.В., Кудрявцева И.В., Рыков В.А., Зайцев А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург

e-mail: rykov-vladimir@rambler.ru

Рассмотрены современные методы описания термодинамической поверхности индивидуальных веществ, которые позволяют с малой погрешностью рассчитать их равновесные свойства в широкой области параметров состояния, включая метастабильную область и окрестность критической точки. Из проведенного анализа следует, что в настоящее время наиболее предпочтительны методы [1–3], позволяющие рассчитать равновесные свойства непосредственно в переменных плотность-температура, (ρ, T) , и получившие теоретическое обоснование в рамках феноменологической теории критической точки. Показано, что эти методы можно разбить на две группы. К первой группе относятся методы, в рамках которых разработаны уравнения состояния [4], основанные на феноменологической теории критической точки Мигдала А.А. [5] в рамках которой масштабная гипотеза имеет вид:

$$\Delta\mu \cdot K_T^\gamma = \varphi_1 m + \varphi_2 m^3 + \varphi_3 m^5 + \dots, \quad m = \Delta\rho \cdot K_T^\beta, \quad (1)$$

где $\Delta\mu = (\rho/p_c)[\mu(\rho, T) - \mu_0(\rho, T)]/\phi_0(T)$; $\mu_0(\rho, T)$ и $\phi_0(T)$ – регулярные функции; γ – критический индекс коэффициента изотермической сжимаемости K_T ; β – критический индекс; φ_{2n+1} – постоянные; p_c – критическое давление.

Во вторую группу входят фундаментальные уравнения состояния [1, 2] (ФУС), структура которых может быть обоснована в рамках нового представления масштабной гипотезы [6]:

$$\Delta S \cdot C_{V, \text{sing}}^{\alpha} = \varphi_0 + \varphi_2 m^2 + \varphi_4 m^4 \dots, \quad m = \Delta\rho \cdot C_{V, \text{sing}}^{\beta}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta S = (\rho T_c/p_c)[S(\rho, T) - S_0(\rho, T)]/\phi_1(\rho)$, а сингулярная составляющая $C_{V, \text{sing}}$ изохорной теплоемкости C_V имеет вид [6, 7]:

$$C_{V, \text{sing}} = A |\Delta\rho|^{-\alpha/\beta} |x + x_{ps}|^{-\alpha}, \quad (3)$$

где $x = \tau/|\Delta\rho|^{1/\beta}$; $\tau = T/T_c - 1$; $\Delta\rho = \rho/\rho_c - 1$; α – критический индекс C_V ; x_{ps} – параметр линии псевдокритических точек $x = -x_{ps}$, положение которых на термодинамической поверхности задается равенствами: $(\partial\rho/\partial p) = 0$ и $(\partial T/\partial S) = 0$ [9].

На основе (2) и (3) разработаны фундаментальные уравнения состояния ряда веществ в виде:

$$\frac{F}{RT_c} = \frac{F^o}{RT_c} + t \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^M C_{ij} (\Delta\rho)^i \tau_1^j + \frac{\phi_1(\rho)}{t} |\Delta\rho|^{\delta+1} a(x). \quad (4)$$

Здесь F^o – идеально-газовая составляющая свободной энергии Гельмгольца F ; $\tau_1 = 1 - t^{-1}$;

$t = T/T_c$; R – газовая постоянная; δ – критический индекс; $a(x)$ – масштабная функция свободной энергии:

$$a(x) = A(\hat{x}_1^{2-\alpha} - \varepsilon \hat{x}_2^{2-\alpha}) + B \hat{x}_3^\gamma + C, \quad (5)$$

где $\hat{x}_i = x + x_i$; $\varepsilon = x_1/x_2$; x_1, x_2, x_3 – постоянные.

Все параметры функции (5) являются универсальными с точностью до универсальности критических индексов и значения x на линии насыщения.

Показано, что при описании регулярной части термодинамической поверхности рабочая область предложенных уравнений состояния (например, SF₆) не уступает рабочей области ФУС, разработанных в NIST (например, [10]). Установлено, что в области критических состояний вещества, где отклонения значений изохорной и изобарной теплоемкости, скорости звука, рассчитанных по ФУС [10], составляют 50% и выше, ФУС типа (4) передают эти данные в пределах экспериментальной погрешности. Отметим, что ФУС (4), в отличие от ФУС [3, 10], удовлетворяет степенным законам масштабной теории критических явлений, и не содержит интегралов от дифференциальных биномов и экспоненциальных функций.

1. Kozlov A.D., Lysenkov V.F., Popov P.V., Rykov V.A. Unique nonanalytic equation of state of the refrigerant R218 // J. Eng. Phys. Thermophys. 1992. V. 62, No. 6. P. 611–617.
2. Rykov V.A., Kudryavtseva I.V., Rykov S.V., Ustyuzhanin E.E. A new variant of a scaling hypothesis and a fundamental equation of state based on it // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 946. 012118.
3. Безверхий П.П., Мартынец В.Г., Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. Расчет термодинамических свойств SF₆, включая критическую область. Тепловые функции и скорость звука // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 716–724.
4. Kudryavtseva I.V., Rykov S.V. A nonparametric scaling equation of state, developed on the basis of the Migdal's phenomenological theory and Benedek's hypothesis // Russ. J. Phys. Chem. A. 2016. V. 90, No 7. P. 1493–1495.
5. Мигдал А.А. Уравнение состояния вблизи критической точки // ЖЭТФ. 1072. Т. 62. № 4. С. 1559–1573.
6. Рыков С.В., Кудрявцева И.В., Рыков В.А. Физическое обоснование метода псевдокритических точек // Научно-технический вестник Поволжья. 2014. № 2. С. 44–47.
7. Бенедек Дж. Спектроскопия оптического смещения и ее применения к задачам физики, химии, биологии и техники // УФН. 1972. Т. 106. С. 481–504.
8. Schofield P., Litster I.D., Ho I.T. Correlation between critical coefficients and critical exponents // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23, No 19. P. 1098–1102.
9. Рыков В.А. Определение «псевдоспинодальной» кривой на основе термодинамических равенств $(\partial T/\partial S)_v = 0$ и $(\partial V/\partial p)_T = 0$ // ЖФХ. 1985. Т. 59. № 11. С. 2905–2906.
10. Guder C., Wagner W. A reference equation of state for the thermodynamic properties of sulfur hexafluoride (SF₆) for temperatures from the melting line to 625 K and pressures up to 150 MPa // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2009. V. 38. P. 33–94.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01).

МЕТОД РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕГКОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОМ СОСТОЯНИИ

Савченко И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: savchenko@itp.nsc.ru

Металлические расплавы являются потенциально перспективными материалами для применения в технике будущего. В настоящее время, широко обсуждается дальнейшее применение жидких металлов в энергетике будущего, в частности их использование в качестве теплоносителей для ядерных энергетических установок. Одним из факторов, сдерживающих использование таких теплоносителей уже сегодня, является недостаточная изученность их свойств [1]. Первостепенную важность для энергетических расчетов имеют теплофизические свойства материалов. Коэффициенты переноса тепла являются базовыми характеристиками теплоносителя, достоверная информация о этих свойствах необходима для проведения любых теплотехнических расчетов.

В текущий момент, экспериментальная информация о теплопроводности и температуропроводности даже чистых металлов может быть неполна и противоречива [2]. Ситуация усугубляется тем, что в реальных теплоносителях всегда присутствуют примеси (растворенные газы, присадки для уменьшения коррозии, и другие) их влияние на кинетические свойства расплавов может быть весьма существенным. Для большинства сплавов и соединений экспериментальная информация о свойствах в жидком состоянии отсутствует полностью. Конечно, наиболее правильным решением описанных проблем было бы масштабное экспериментальное исследование вопроса о свойствах предполагаемого теплоносителя. Однако, такая работа требует слишком большого количества ресурсов, в том числе времени. Существующие теоретические представления о свойствах металлических расплавов не позволяют предсказывать их транспортные свойства из “первых” принципов, с требуемой для практики точностью. Имеется еще возможность использования эмпирических закономерностей, связывающих тепло- и температуропроводность с другими свойствами расплава. Примером такой закономерности является закон Видемана-Франца-Лоренца связывающий тепло- и электропроводность простой зависимостью. Загвоздка состоит в том, что экспериментальное определение электропроводности сопряжено с теми же трудностями, которые возникают при измерении теплопроводности. Далее представлен подход, позволяющий прогнозировать транспортные свойства металлических расплавов без привлечения данных о электропроводности.

Очевидно, что основное влияние на величину коэффициентов теплопроводности, температуропроводности и электропроводности жидких металлов должна оказывать электронная плотность. В первом приближении она определяется количеством коллективизированных электронов и массовой плотностью

расплава. Исходя из этого предположения, экспериментальные данные по температуропроводности группы легкоплавких металлов и сплавов были обработаны с использованием переменной

$$\Phi = \frac{T}{M\nu} \quad (1)$$

где T – температура в К, M – атомная масса в г/моль, а ν – число валентных электронов (номер группы в Периодической таблице Д.И. Менделеева). На рисунке видно, что все представленные на графике результаты хорошо описываются единой зависимостью:

$$a(\Phi) = 0,7 + 15\Phi - 1,47\Phi^2 \quad (2)$$

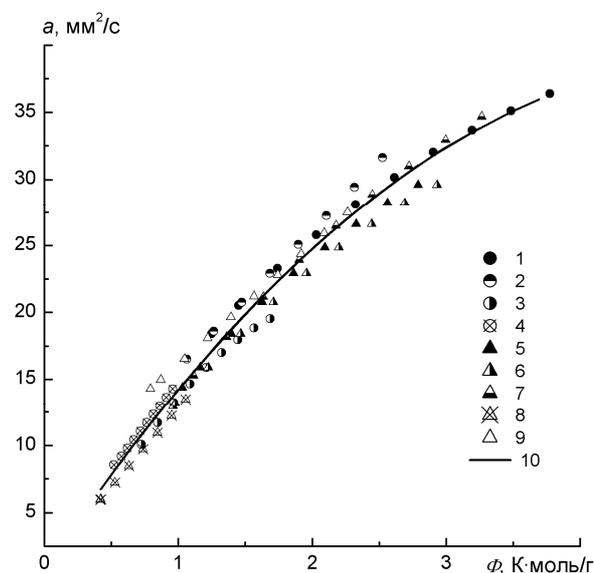


Рис. 1. Зависимость температуропроводности жидких металлов и сплавов от переменной Φ . 1 – индий, 2 – олово, 3 – свинец, 4 – висмут, 5 – In33Sn67, 6 – In51Sn49, 7 – In80Sn20, 8 – Pb45Bi55, 9 – Pb38Sn62, 10 – уравнение (2).

Несомненным достоинством зависимости (2) является возможность достаточно точно оценить температуропроводность жидких сплавов произвольного состава без привлечения дополнительной экспериментальной информации о других свойствах расплавов.

Список литературы

1. Рачков В.И., Арнольдов М.Н., Ефанов А.Д., Калякин С.Г., Козлов Ф.А., Логинов Н.И., Орлов Ю.И., Сорокин А.П. Использование жидких металлов в ядерной, термоядерной энергетике и других инновационных технологиях // Теплоэнергетика. 2014. Т. 2014, № 5. Р. 20–30.
2. Савченко И.В., Станкус С.В., Агажанов А.Ш. Измерение тепло- и температуропроводности жидкого свинца в интервале 601—1000 К // Атомная Энергия. 2013. Т. 115, № 2. Р. 74–77.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА САМАРИЯ В КОНДЕНСИРОВАННОМ СОСТОЯНИИ

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

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: d.a.samoshkin@gmail.com

Активное изучение свойств лантаноидов началось с конца 50-х годов прошлого столетия, когда были разработаны методики их очистки и получены металлы со сравнительно малым содержанием примесей. Тем не менее, до настоящего времени многие свойства редкоземельных металлов (РЗМ) не измерялись, либо исследованы недостаточно подробно. Теплопроводность и температуропроводность лантаноидов наиболее тщательно изучена в низкотемпературной области и области умеренных температур (вблизи 293 К). В области высоких температур данные по теплофизическим характеристикам РЗМ являются фрагментарными, а в ряде случаев противоречивыми. Для некоторых РЗМ, например самария, переносные свойства в жидком состоянии вообще не измерялись. Исходя из этого, целью данной работы являлось экспериментальное исследование коэффициентов переноса тепла самария в широком интервале температур твердого и жидкого состояний.

Теплопроводность и температуропроводность измерены методом лазерной вспышки [1] на экспериментальной установке LFA-427 фирмы NETZSCH. Опыты проводились на образцах самария марки СММ-1, чистотой 99,91 мас. % в интервале температур 293–1773 К. Результаты химического анализа методами атомно-эмиссионной спектроскопии и масс-спектропии показали наличие в исходном самарии следующих примесей: Са – 0.02%, Се – 0.004%, Сг – 0.0003%, Сu – 0.0013%, Eu – 0.031%, Fe – 0.0028%, La – 0.001%, Mo – 0.0008%, Nb – 0.0005%, Nd – 0.024, Ni – 0.0008%, Pd – 0.0009%, Pr – 0.00037%, Ta – 0.002%. Анализ на неметаллические примеси не проводился.

При температурах ниже 1175 К опыты выполнялись по стандартной методике, уже отработанной нами для твердых РЗМ [2]. Использовался образец, имеющий форму диска диаметром 12,6 мм и толщиной около 2,6 мм, который перед началом измерений механически очищался от окислов. Эксперименты проводились в статической атмосфере аргона чистотой 99,998 об. %, а также в вакууме $\sim 2 \times 10^{-5}$ мбар.

Высокая пластичность самария в высокотемпературной фазе не позволяла проводить измерения на "свободных" образцах. По этой причине эксперименты выше 1175 К были выполнены на образцах, заплавленных в танталовую ячейку. Герметизация ячейки осуществлялась аргоно-дуговой сваркой в защитной атмосфере перчаточного бокса. Атмосферой бокса являлся аргон с чистотой 99,998 об. %, который в процессе подготовки образца дополнительно доочищался, непрерывно прогоняясь через губчатый титан, нагретый до 900–1000 К. Для получения значений теплопроводности и температуропроводности

использовалась расчетная модель, подробно описанная в [3]. Оцененная по методике [3] погрешность измерения температуропроводности и теплопроводности "свободных" образцов составила 2–3%, а заплавленных – 4–6%.

Первичные результаты измерения коэффициента температуропроводности самария представлены на рис. 1.

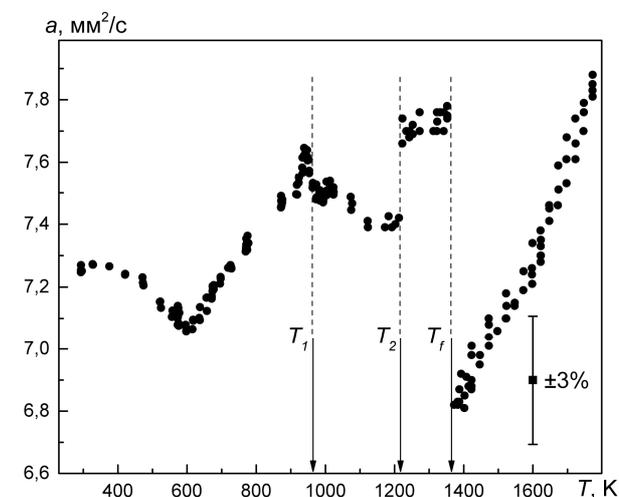


Рис. 1. Коэффициент температуропроводности самария. T_1 – температура РЭ–ГПУ-перехода, T_2 – температура ГПУ–ОЦК-перехода, T_f – температура плавления.

Подробно исследовано поведение температурной зависимости измеренных переносных свойств самария в широком интервале температур твердого и жидкого состояний, включая области фазовых переходов. Данные по теплопроводности и температуропроводности самария в жидком состоянии получены впервые. Проведено сопоставление результатов с имеющимися литературными данными. Разработаны аппроксимационные уравнения и справочные таблицы для научного и практического использования.

Список литературы

1. Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity, and thermal conductivity // *J. Appl. Phys.* 1961. Vol. 32, No. 9. P. 1679–1684.
2. Samoshkin D.A., Agazhanov A.Sh., Savchenko I.V., Stankus S.V. Thermal diffusivity of gadolinium in the temperature range of 287–1277 K // *High Temp.* 2017. Vol. 55, No. 2. P. 221–225.
3. Stankus S.V., Savchenko I.V. Laser flash method for measurement of liquid metals heat transfer coefficients // *Thermophysics and Aeromechanics.* 2009. Vol. 16, No. 4. P. 585–592.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского
научного фонда (проект № 17-79-10237).*

ОСОБЕННОСТИ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ СИСТЕМ Nd-Fe-B И Sm-Co

Самошкин Д.А., Савченко И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: d.a.samoshkin@gmail.com

Сложно представить современную технику без использования мощных постоянных магнитов. Непрерывно ведется работа по созданию новых магнитомягких материалов с уникальными свойствами. Одним из самых интересных и перспективных классов магнитных материалов являются сплавы на основе редкоземельных металлов (РЗМ), в том числе сплавы РЗМ с 3d-переходными металлами. На сегодняшний день наиболее высокие характеристики (коэрцитивная сила, остаточная индукция и максимальное энергетическое произведение) имеют постоянные магниты на основе соединений Nd-Fe-B и Sm-Co. Исследователи проявляют высокий интерес к обнаруженным в прошлом столетии магнитоупругим, магнитокристаллическим и магнитоупругим эффектам в магнетиках [1]. Однако было замечено, что в литературе практически отсутствуют достоверные данные по теплофизическим свойствам магнитных материалов, в частности по теплоемкости. В этой связи целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование удельной теплоемкости магнитотвердых материалов систем Nd-Fe-B и Sm-Co в широком интервале температур твердого состояния, включая область магнитного фазового перехода.

Удельная теплоемкость C_p исследовалась методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) на экспериментальной установке DSC 404 F1 фирмы Netzsch (Германия). Измерения осуществлялись в низкотемпературном (190–375 К) и высокотемпературном (318–800...1271 К) интервалах со скоростями нагрева 2 К/мин и 5 К/мин, соответственно, в проточной атмосфере аргона (20 мл/мин) чистотой 99,998 об. %. Перед проведением всех экспериментов рабочий объем установки откачивался до вакуума 1 Па и несколько раз промывался аргоном. В качестве калибровочных образцов использовались сапфир и нержавеющая сталь марки 12X18H10T для низкотемпературного и высокотемпературного интервала, соответственно. Оцениваемая погрешность полученных данных, подтвержденная измерениями эталонных материалов, составила 2–3%.

Опыты проводились на образцах магнитотвердых материалов марок N35M, N35H, N35SH, а также YX18, YX24 и YXG22, YXG30, содержащих в качестве основного компонента кристаллические фазы типа $Nd_2Fe_{14}B$, $SmCo_5$ и Sm_2Co_{17} , соответственно. С точки зрения известных физических свойств, исследованные марки магнитных соединений отличаются диапазоном рабочих температур, величиной коэрцитивной силы, остаточной магнитной индукции и максимальной магнитной энергии. Образцы имели форму цилиндров $\varnothing 5 \times (1,5-2)$ мм с плоскопараллельными основаниями для лучшего теплового контакта с дном тигля.

Измерения показали, что на температурной зависимости теплоемкости в высокотемпературной области очень отчетливо проявляется магнитный фазовый переход в виде острого максимума. Экспериментальные результаты по удельной теплоемкости неодимового магнита марки N35H в намагниченном и размагниченном состоянии представлены на рис. 1. Можно заметить, что кривые второго и третьего нагревов, начиная с температуры 420 К, лежат на 2% выше кривой первого нагрева. По-видимому, это вызвано процессами размагничивания, которые происходили во время первого нагрева, при этом образец полностью размагничивался при нагреве выше температуры Кюри. Два последующих нагрева осуществлялись на уже размагниченном образце. Тем не менее, данные по теплоемкости, полученные во всех термических циклах, воспроизводятся между собой в пределах оцениваемых погрешностей измерений. Похожая ситуация наблюдалась на температурной зависимости теплоемкости всех исследованных марок магнитов систем Nd-Fe-B и Sm-Co.

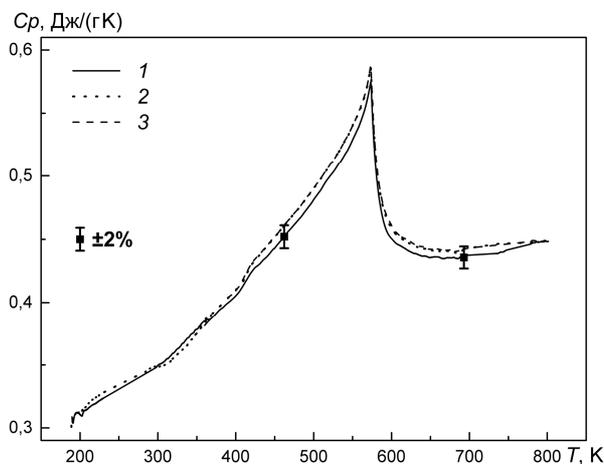


Рис. 1. Теплоемкость неодимового магнита марки N35H: 1 – первый нагрев, 2 – второй нагрев, 3 – третий нагрев.

Для магнитомягких материалов марок N35M, N35H, N35SH, YX18, YX24, YXG22 и YXG30 разработаны таблицы рекомендуемых значений удельной теплоемкости. Подробно исследовано поведение температурной зависимости удельной теплоемкости в области магнитного фазового перехода. Определены критические индексы и критические амплитуды для всех исследованных соединений.

Список литературы

1. Белов К.П. Магнитно-тепловые явления в редкоземельных магнетиках // М.: Наука, 1990. 96 с.

КАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКОГО СОЕДИНЕНИЯ RbBi₂ В ТВЕРДОМ И ЖИДКОМ СОСТОЯНИЯХ

Станкус С.В., Савченко И.В., Самошкин Д.А., Яцук О.С.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: d.a.samoshkin@gmail.com

Жидкие сплавы систем щелочные металлы-висмут проявляют аномальные свойства, которые проявляются в виде острых пиков электросопротивления и коэффициентов термического расширения на концентрационных зависимостях или значительных (до 40%) отклонений мольного объема от свойств идеального раствора [1-2]. Предполагается, что такое поведение расплавов связано с образованием комплексов A_nBi_m (A – щелочной металл) с частично ионным характером межатомного взаимодействия [3]. Развитие теоретических представлений о структуре расплавов висмутидов щелочных металлов сдерживается, в частности, из-за недостатка экспериментальной информации об их термодинамических свойствах. Нам не удалось обнаружить экспериментальных данных по энтальпии и теплоемкости сплавов системы рубидий-висмут в конденсированном состоянии.

Калорические свойства интерметаллического соединения RbBi₂ измерены методом смешения на массивном изопериболическом калориметре, конструкция которого, а также методики проведения экспериментов и обработки первичных данных подробно описаны в [4]. Образец сплава RbBi₂ приготавливался из компонентов чистотой 99,9 мас. % (Rb) и 99,98 мас. % (Bi). Все операции по заполнению и герметизации измерительной ячейки проводились в перчаточном боксе с аргоновой атмосферой чистотой 99,992 об. %. Концентрация компонентов находилась в весовом методе и составила $X_{Rb} = 33,355 \pm 0,005$ ат. %. Рассчитанная молекулярная масса сплава $M_{Alloy} = 167,783$ кг/кмоль.

Проведенный термический анализ показал, что температура кристаллизации жидкого RbBi₂ составляет: $T_L = 884,9 \pm 1,5$ К. Началу затвердевания предшествовало переохлаждение расплава на 18-20 К. Первичные данные (рис. 1) обрабатывались методом наименьших квадратов степенными полиномами раздельно для твердой и жидкой фаз:

$$H_{c298}(t) = 26,02t + 0,00391t^2, \quad (1)$$

$$H_{m298}(t_1) = 32557 + 35,51t_1, \quad (2)$$

где H_{c298} , H_{m298} – приведенная к 298,15 К мольная энтальпия (Дж/моль) твердого и жидкого RbBi₂, соответственно; $t = T - 298,15$ К, $t_1 = T - 884,9$ К, T – температура в К. Среднее абсолютное отклонение точек от (1) составило 12,8 Дж/моль или 0,26%, а от (2) – 22 Дж/моль или 0,06%. Рассчитанное по (1), (2) изменение энтальпии при плавлении:

$$\Delta H_{SL} = 15942 \pm 65 \text{ Дж/моль.}$$

Как видно из аппроксимационных уравнений теплоемкость интерметаллического соединения RbBi₂ в

твердой фазе линейно увеличивается с температурой, а в жидкой – остается постоянной.

Сопоставление экспериментальных значений энтальпии и теплоемкости расплава RbBi₂ с расчетом калорических свойств по правилу аддитивности показало значительное превышение измеренных калорических свойств от законов для идеальных растворов. Это косвенно подтверждает предположение о существовании в расплаве комплексов с частично ионным характером межатомного взаимодействия [5].

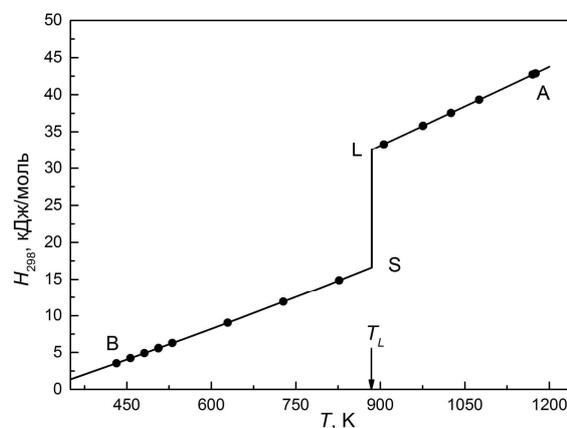


Рис. 1. Температурная зависимость энтальпии RbBi₂ в твердом (BS) и жидком (LA) состояниях. Точки – измеренные значения, линии – аппроксимационные уравнения.

Список литературы

1. Хайрулин Р.А., Абдуллаев Р.Н., Станкус С.В. «Химическое сжатие» в расплавах рубидий-висмут // ЖФХ. 2017. Т. 91, № 10. С. 1723-1727.
2. Meijer J.A., van der Lugt W. Resistivity of Liquid K–Bi and Cs–Bi Alloys // J. Phys.: Condens. Matter. 1989. V. 1. P. 9779-9784.
3. Xu R., Kinderman R., van der Lugt W. Electrical Resistivities of Liquid Na–Bi and Rb–Bi Alloys // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V. 3. P. 127-133.
4. Станкус С.В., Савченко И.В., Яцук О.С. Высокотемпературный калориметр смешения для исследования веществ и материалов в твердом и жидком состояниях // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 4. С. 150-156.
5. Хайрулин Р.А., Станкус С.В., Абдуллаев Р.Н. Взаимная диффузия в расплавах системы литий–свинец // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 5. С. 795-800.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского
научного фонда (проект № 16-19-10023).*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ НА РЕСУРСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ

Большухин М.А., Будников А.В., Свешников Д.Н., Патрушев Д.Н.

АО «ОКБМ Африкантов», Н. Новгород
e-mail: budnikov@okbm.nov.ru

В АО «ОКБМ Африкантов» выполняются экспериментальные исследования влияния случайных температурных пульсаций на усталостную долговечность конструкционных материалов оборудования РУ. С использованием экспериментальных данных верифицируется сквозная технология расчета (гидродинамика – НДС – ресурс), применяемая в АО «ОКБМ Африкантов» для обоснования и оптимизации ресурсных характеристик оборудования РУ, функционирующего в условиях интенсивных термоциклических нагрузок.

Экспериментальные исследования проводятся на специально сконструированном стенде, обеспечивающем одновременное термоциклическое нагружение до четырех моделей при параметрах потока близких к штатным параметрам теплоносителя 1 контура РУ.

Конструктивное исполнение экспериментальной модели представляет собой тройниковое соединение, по основной трубе которого протекает горячая вода, а по периферийной впрыскивается холодная. Процесс смешения имеет принципиально нестационарный и турбулентный характер, сопровождающийся пульсациями температур в потоке и, соответственно, на внутренней поверхности стенки модели.

Экспериментальные исследования включают следующие этапы:

- На первом этапе обосновывается конструкция модели и режимных параметров, обеспечивающих возникновение максимальных температурных пульсаций случайного характера на стенке модели при минимальной мощности стенда.
- На втором этапе выполняются эксперименты для выбранного варианта конструкции модели с целью подготовки экспериментальных данных и обоснования возможности использования CFD программы для расчетов ее температурного состояния.

Эксперименты первого и второго этапов проводятся при атмосферном давлении. Для измерения пространственного поля температур на поверхности модели используется тепловизор. Корректность тепловизионных измерений обеспечивается изготовлением модели с минимально возможной толщиной стенки из нержавеющей стали.

- На третьем этапе проводятся эксперименты при натурных параметрах потока с использованием модели, предназначенной для ресурсных испытаний и оснащенной термопарами. Эксперименты этапа проводятся с целью подбора режимных параметров для ресурсных экспериментов и валидации CFD на предмет расчета модели при натурных параметрах потока.

- На четвертом этапе проводятся ресурсные испытания модели и подготавливаются данные об истории температурного нагружения образца с использованием CFD программы.

В результате проведенного комплекса экспериментальных и расчетных исследований разработана оптимальная конструкция модели, обеспечивающая возникновение максимальных температурных пульсаций случайного характера на стенке модели (до 70% от располагаемого перепада температур). Выполнена верификация CFD программы на предмет описания температурного состояния модели при атмосферных и натурных параметрах теплоносителя. Получено удовлетворительное соответствие результатов расчета и эксперимента по осредненной во времени характеристике нагрузки – профилю температуры и по мгновенной – спектру температурных пульсаций.

Верификационные расчеты выполнялись в сотрудничестве с кафедрой гидроаэродинамики СПбГПУ. Специфической особенностью расчета является необходимость корректного разрешения процессов смешения потоков в модели и связанного теплообмена теплоносителя с металлом образца. Это возможно только с использованием вихреразрешающих моделей турбулентности CFD программы, использование которых накладывает существенные требования к вычислительным ресурсам.

На заключительном этапе работы проведены ресурсные испытания. По результатам ресурсных испытаний модели при металлографических исследованиях образцов, вырезанных в зоне термоциклического воздействия, выявлены трещины длиной до 2,6 мм и глубиной до 1,6 мм. В образцах, вырезанных на удалении от зоны термоциклического воздействия, трещин не обнаружено, что подтверждает их возникновение и развитие в процессе ресурсных испытаний. Поскольку при испытаниях стадия зарождения трещин не была достоверно зарегистрирована, на основании полученной с использованием ИВК «Астрон» кинетики накопления усталостных повреждений, сделано предположение, что зарождение трещин произошло при наработке ~ 500 часов. Предположение хорошо коррелирует с результатами расчетов времени до достижения в материале модели предельной величины усталостного повреждения, соответствующего образованию макродефекта.

В докладе приведены результаты расчетных и экспериментальных исследований в обоснование конструкции модели, результаты верификационных расчетов в подтверждение возможности описания CFD программой температурного состояния модели и результаты ресурсных испытаний.

ВТОРИЧНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МЕДИ В УСЛОВИЯХ CVD СИНТЕЗА ГРАФЕНА

Смовж Д.В., Костоград И.А., Бойко Е.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: smovzh@itp.nsc.ru

Наиболее перспективным, относительно недорогим и доступным методом для получения графена достаточно высокого качества является химическое газофазное осаждение (CVD) на поверхности таких переходных металлов как Ni, Pd, Ru, Ir, Cu и др. На настоящий момент основное внимание исследователей направлено на контроль количества слоев и увеличение размера в графитовой плоскости. Основные параметры синтеза это давление газовой среды (различают синтез при низком LP-CVD и атмосферном AP-CVD давлении); материал подложки, его чистота, размер кристаллитов и их ориентация; состав газовой смеси (углеродный прекурсор, буферный газ, водород); температура синтеза. С точки зрения масштабируемости методы химического осаждения являются наиболее перспективными, благодаря относительной простоте процесса синтеза и возможности прецизионного контроля процессов тепло-массопереноса. К прототипам промышленных установок для синтеза графена можно отнести лабораторные стенды, реализованные в работах [1] Оксфордский университет, [2] компания “Sony” и [3] Мичиганский университет. Данные установки основаны на технологии рулонного типа непрерывного производства графена на медной фольге и позволяют синтезировать однослойные и многослойные графеновые структуры.

На сегодняшний день методом CVD получают поликристаллические пленки графена метровых масштабов. Кинетика роста графеновых покрытий на меди описывается этапами зародышеобразования на поверхности, ростом графитового слоя и последующей сшивкой графеновых кристаллов в сплошное покрытие. Наличие в графеновых слоях дефектов, связанных со сшивкой разориентированных кристаллов существенно влияет на транспортные свойства графена. Важной задачей является синтез монокристаллического слоя или близкого к нему по свойствам. Для решения данной задачи возможно использование монокристаллической меди, однако это существенно увеличивает стоимость процесса. Недавно в [4], авторы показали, что при термической обработке медной фольги в условиях соответствующих синтезу графена может происходить перекристаллизация зерен. Эксперименты по синтезу графена на зернах имеющих единую ориентацию (поворот

менее 1 градуса), показали, что формирующиеся графеновые фрагменты на поверхности так же имеют единую ориентацию и при объединении формируют единый слой с малым количеством дефектов.

В работе проведено исследование влияния температурной обработки медной фольги в различных атмосферах на размер и взаимную ориентацию зерен на поверхности. Медная фольга (Alfa Aesar) толщиной 25 мкм отжигалась в атмосфере водорода и аргона, при температурах 900-1080 °С. Было реализовано два режима нагрева, одновременный прогрев всей площади фольги и постепенный прогрев с одного края. Анализ ориентации зерен проводился методом дифракции обратно рассеянных электронов и оптическими методами.

В результате проведенных экспериментальных исследований показано, что с повышением температуры обработки происходит рост зерен меди, связанный с объединением зерен с близкой кристаллической ориентацией и уменьшение шероховатости поверхности меди. Максимальный достигнутый размер зерен составил 150 мкм. При этом объединения зерен с различными кристаллическими ориентациями и ориентации зерен в одном направлении в исследованном диапазоне температур не происходит.

Список литературы

1. Thorsten Hesjedal. Continuous roll-to-roll growth of graphene films by chemical vapor Deposition. Applied Physics Letters 2011, Vol. 98, P. 133106
2. Toshiyuki Kobayashi. Production of a 100-m-long high-quality graphene transparent conductive film by roll-to-roll chemical vapor deposition and transfer process. Applied Physics Letters 2013, Vol. 102, P. 023112.
3. Polsen, E. S. et al. High-speed roll-to-roll manufacturing of graphene using a concentric tube CVD reactor. Sci. Rep. 5, 10257; doi: 10.1038/srep10257 (2015).
4. Xiaozhi Xu et. al. Ultrafast epitaxial growth of metre-sized single-crystal graphene on industrial Cu foil. Science Bulletin, 2017, V. 62, Is. 15, P. 1074-1080.

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Министерства образования и науки Российской
Федерации (Уникальный идентификатор
прикладных научных исследований (проекта)
RFMEFI60417X0157).*

ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ УГЛЕРОДНЫХ

Смовж Д.В., Сахапов С.З.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: smovzh@itp.nsc.ru

Электрическая дуга между графитовыми электродами, наиболее старый и апробированный метод, позволяющий синтезировать все существующие на настоящий момент углеродные наноструктуры и широкий спектр других наноматериалов. Из анализа современной научной литературы можно выделить следующий ряд приложений дугового разряда с графитовыми, или графитосодержащими электродами: синтез углеродной сажи; синтез фуллеренов; синтез углеродных нанотрубок; синтез графена; легирование углеродных наноструктур бором и азотом; синтез алмазоподобных пленок; синтез наночастиц металлов; синтез наночастиц оксидов металлов; синтез наночастиц сплавов металлов; конверсия метана (природного газа); производство синтезгаза; синтез водорода; утилизация отходов. Основной путь к контролю параметров структур углеродных наноматериалов лежит в управлении внешними условиями при сборке углеродных кластеров из атомарного состояния. Данные условия могут быть существенно различны, и в современной литературе наиболее пристальное внимание уделяется технологиям термического каталитического разложения и электродугового синтеза. С использованием графитовой дуги можно получать металл-углеродные композиты даже с тугоплавкими металлами, такими как вольфрам и с металлами с низким давлением насыщенных паров (цирконий). Настоящая работа посвящена синтезу и исследованию свойств композитов Mg-C и Mg-O электродуговым методом.

Плазмо-дуговой синтез проводился атмосфере гелия в при давлении 25 тор, напряжении 20 В и токе 100 А. Распыляемый электрод, состоял из графитового стержня диаметром 7мм, с отверстием вдоль оси, в которое запрессовывалась смесь магниевого и углеродного порошка, диапазон концентраций металла 0,8-15% масс. Синтезированный материал собирался с охлаждаемых стенок реактора. Для получения наночастиц оксида магния материал отжигался на воздухе при температуре 950 °С в течение 2 часов. Анализ материалов проводился методами РФА, ТЕМ, КР, ТГА.

Измерение функции распределения металлических частиц по размерам проводилось путем статистической обработки изображений просвечивающего электронного микроскопа.

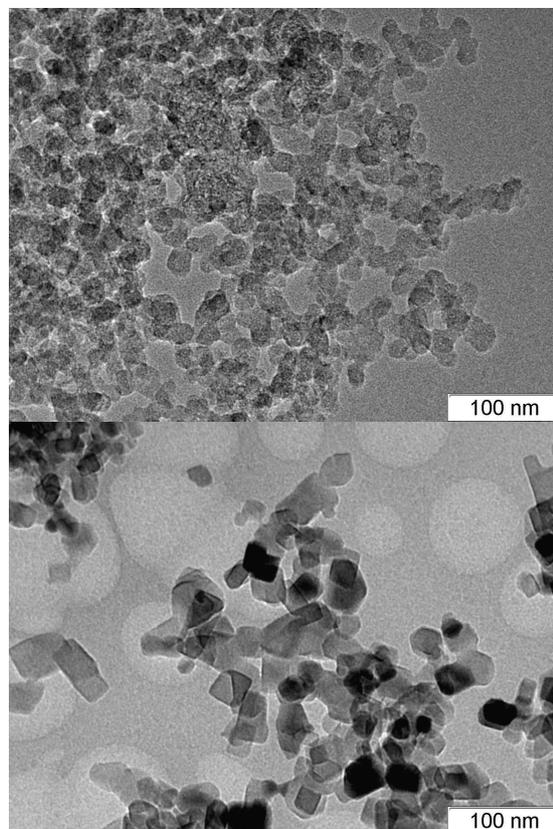


Рис.1. (а) Композит Mg-C, (б) наночастицы MgO, изображение просвечивающего электронного микроскопа.

В результате выполненных работ были получены экспериментальные данные по синтезу магний-углеродных композитов. Исследована функция распределения по размеру наночастиц в углеродной матрице. Показано что при удалении углеродной матрицы происходит увеличение окисление и спекание наночастиц магния. При этом форма наночастиц оксида магния становится цилиндрической. Исследовано фазовое состояние частиц, и теплоты фазовых превращений при отжиге и окислении наночастиц Mg-C.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00213).

**ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ
В ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛАХ
ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЖЕНИЯХ НА ПРИМЕРЕ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА Д16**

Стребкова Е.А.¹, Кривошеина М.Н.^{1,2}

¹ Томский Государственный Университет, Томск

² ИФПМ СО РАН, Томск

e-mail: kateks93@mail.ru

Все поликристаллические материалы в зависимости от технологии обработки в разной степени характеризуются анизотропией упругих и прочностных свойств. В особенности это относится к высокопрочным сплавам. При динамическом нагружении высокопрочных сплавов анизотропия их механических свойств влияет на локализацию концентраций напряжений из-за изменения волновой картины деформирования. Поликристаллические материалы после прокатки имеют трансверсально изотропную симметрию механических свойств. На точность определения напряжений в таких материалах влияет не только учет анизотропии свойств, но и вид применяемой коротационной производной. Традиционно в качестве коротационной производной используют производную Яуманна-Зарембы, которую применяют либо к полным напряжениям, либо к девиаторам напряжений. В случае моделирования упругопластических процессов деформации анизотропных сред (для моно- или поликристаллических материалов) разложение тензора напряжений на шаровую и девиаторную части иное. Оно определяется разложением энергии упругой деформации на энергию изменения формы и энергию изменения объема. Поэтому коро-

тационная производная, в случае моделирования деформаций в анизотропных средах, примененная к девиаторам напряжений, уже имеет дополнительные члены, отражающие роль давления. Известно, что коротационная производная Яуманна-Зарембы является наиболее удобной в численной реализации в рамках уравнений механики сплошной среды. Но при возвращении материала в ненапряженное состояние, после одного цикла напряжений, величина остаточных напряжений больше таковых от применения других коротационных производных. Применение коротационной производной Грина-Нахди также приводит к остаточным напряжениям после одного цикла нагружений. В работе рассмотрены вопросы выбора той или иной коротационной производной при моделировании процессов деформации в преградах, выполненных из алюминиевого сплава Д16 с учетом и без учета анизотропии его механических свойств.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-31-00278 мол_а)
Работа выполнена в рамках ПФНИ ГАН
на 2013-2020 годы, направление III.23.*

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ТЕПЛООБМЕННЫХ ТРУБОК СЕТЕВЫХ ПОДОГРЕВАТЕЛЕЙ

Чугунков Д.В., Кузма-Кичта Ю.А., Сейфельмлюкова Г.А., Лавриков А.В., Скурихина А.Д.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: chugunkovdv@mpei.ru

В процессе эксплуатации трубки теплообменников подвергаются негативному воздействию рабочих сред, что приводит к появлению коррозии, абразивному истиранию и разрушению трубок.

Применение технологии «отглушения» поврежденных трубок приводит к снижению площади поверхности теплообмена подогревателей, увеличению температурных напоров и снижению эффективности работы турбоустановок на теплоэлектростанциях.

В настоящее время для сокращения расходов ремонтного фонда и повышения эффективности работы подогревателей на энергетических объектах актуальной проблемой является применение технологии восстановления теплообменных трубок без полной замены трубного пучка путём нанесения специальных защитных материалов на внутреннюю поверхность.

Для восстановления теплообменных трубок сетевых подогревателей были сформированы защитные материалы на основе эпоксидной смолы (покрытие №1) и на основе фенолоформдегидной смолы (покрытие №2). Одной из основных характеристик, учитываемых при формировании материалов, является их теплопроводность.

В настоящее время существуют различные методы определения коэффициента теплопроводности: «метод неограниченного плоского слоя», «метод неограниченного цилиндрического слоя», «метод шарового слоя» [1] и др. С учётом особенностей экспериментальных образцов, а также сформированных защитных покрытий использование указанных методов является затруднительным. В связи с этим, в работе использован балансировый метод определения термического сопротивления и коэффициента теплопроводности на экспериментальной установке (см. рис. 1).

В качестве объекта исследования были использованы 4 образца: очищенная трубка, трубка с отложениями, трубка с покрытием №1, трубка с покрытием №2. Наружный диаметр всех трубок составляет 25 мм. Определение толщины стенки (δ_{cm}) самой трубки, с отложениями и защитными покрытиями осуществлялось с помощью микроскопа на шлифах исследуемых образцов в различных сечениях.

Термическое сопротивление стенки образцов находилось из выражения:

$$\frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}} = \frac{1}{K} - \frac{1}{\alpha} \quad (1)$$

где K – измеренный коэффициент теплопередачи при числах Рейнольдса 550, 680, 800 (см. рис. 2), Вт/м²К; α – измеренный коэффициент теплоотдачи, Вт/м²К (находился по результатам опытов).

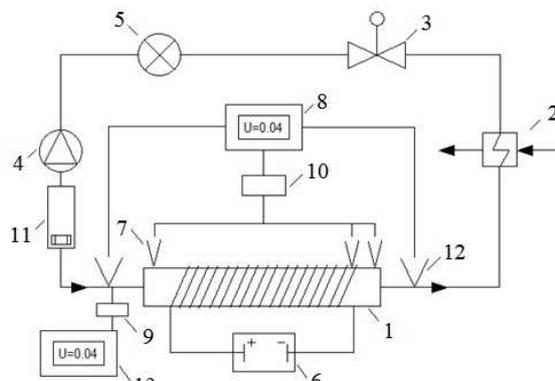


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 – рабочий участок; 2 – конденсатор; 3 – регулирующий вентиль; 4 – циркуляционный насос; 5 – расходомер; 6 – источник постоянного тока; 7 – термопары; 8, 13 – цифровой мультиметр Fluke 8045A; 9, 10 – платиновый термометр сопротивления ПТ-100; 11 – теплообменник; 12 – мультиспайная хромель-алюмелевая дифференциальная термопара.

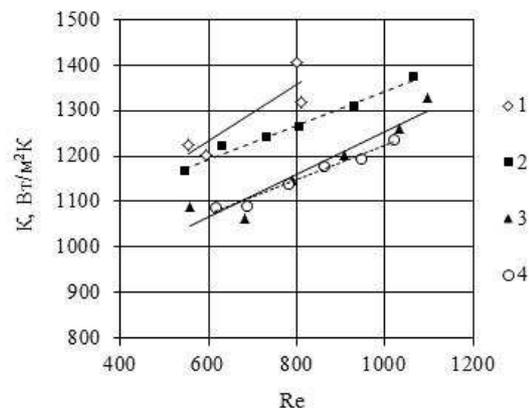


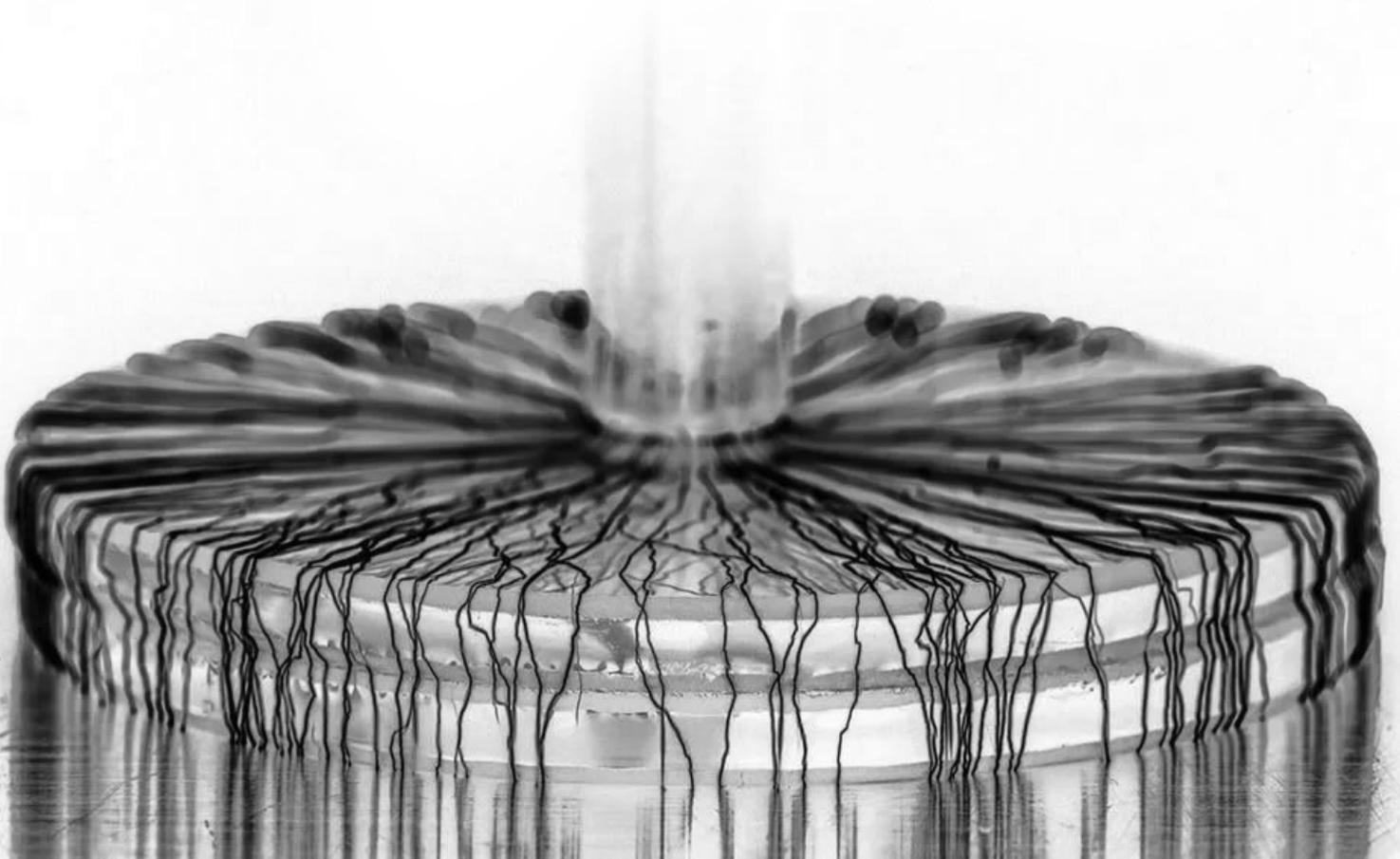
Рис. 2. Коэффициент теплопередачи и линии аппроксимации: 1 – трубка без отложений ($\delta_{cm} = 1,20$ мм); 2 – трубка с отложениями ($\delta_{cm} = 1,28$ мм); 3 – трубка с покрытием №1 ($\delta_{cm} = 1,49$ мм); 4 – трубка с покрытием №2 ($\delta_{cm} = 1,28$ мм)

По результатам исследований коэффициент теплопроводности покрытия №1 составил 0,91 Вт/мК, покрытия №2 – 0,93 Вт/мК. Таким образом, защитные материалы при сформированной толщине не будут создавать существенного термического сопротивления и могут применяться для эффективного восстановления теплообменных трубок сетевых подогревателей.

- Осипова В.А. Экспериментальные исследования процессов теплообмена // В.А. Осипова М.: Энергия, 1969. 392 с.
- Дзюбенко Б.В., Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И. и др. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах // Под. ред. Кузмы-Кичты Ю.А. М.: ФГУП ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2008. 532 с.
- Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи // М.: Энергия, 1973. 320 с.



СЕКЦИЯ 8
Электрофизические явления
в газовых и жидких средах



О ВЛИЯНИИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ТОКОВ В ЭЛЕКТРОВИХРЕВОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ивочкин Ю.П., Тепляков И.О., Виноградов Д.А.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

e-mail: st.zzz@mail.ru

При пропускании электрического тока через объем жидкого металла возникает объемная вихревая сила $\mathbf{F}=\mathbf{J}\times\mathbf{V}_{\text{ЭВТ}}$ (здесь, \mathbf{J} и $\mathbf{V}_{\text{ЭВТ}}$ – плотность электрического тока и магнитная индукция созданного им поля), приводящая в случае пространственно неоднородного распределения \mathbf{J} к образованию т.н. электро-вихревого течения. Интенсивные ЭВТ имеют место в различных сильноточных технологических процессах (например, при электродуговом и электрошлаковом переплаве металла) и, в значительной степени, влияют на качество выходного продукта.

Применение внешних магнитных полей (МП) является перспективным методом управления тепло-массообменными и гидродинамическими процессами происходящими в электропечах.

Обычно, задачи связанные с расчетом электро-вихревых течениях проводится с использованием т.н. электродинамического приближения, когда электромагнитная сила вычисляется по рассчитанному ранее распределению электрического тока и собственному магнитному полю, индуцированному этим током. В работе [1] показано, что допустимо применять электродинамическое приближение при электрических токах $I < 30\text{кА}$, при больших токах создающих большие скорости следует использовать т.н. безындукционное приближение, при котором учитываются токи, индуцированные движением электропроводящей жидкости, но не учитывается магнитное поле этих токов.

В отсутствии внешних МП, ЭВТ представляет собой тороидальный вихрь. Наложение внешнего аксиального магнитного поля $\mathbf{V}_{\text{вн}}$, приводит к азимутальной закрутке жидкого металла, причем скорость этой закрутки (т.е. азимутальной компоненты скорости) оказывается значительной по сравнению с другими компонентами скорости, таким образом, интересно рассмотреть вопрос о возможном влиянии движения жидкости на токи в среде и о перераспределении электромагнитной силы, которая в свою очередь определяют поле скорости.

Для проведения экспериментов использовалась установка, состоящая из медной полусферической ванны заполненной сплавом In-Ga-Sn с электрической проводимостью $\sigma = 3.43 \times 10^6$ См. В центр полусферы подавался медный электрод радиусом 2.5мм и через систему пропускаться электрический ток $I = 10\text{А}$. Внешнее МП создавалось с помощью соленоида и изменялось в пределах от 10^{-3} Тл до 2×10^{-2} Тл. На поверхность жидкого металла наносилась соляная кислота, что приводило к появлению пузырьков водорода, меток по которым азимутальная скорость фиксировалась с помощью видеокамеры.

В ходе численного моделирования решалась двумерная нестационарная ($\partial \dots / \partial \varphi = 0$, $U_{\varphi} \neq 0$) система

уравнений движения и неразрывности в цилиндрических координатах. Двумерная расчетная область, состоящая из ~ 5000 ячеек, представляла собой четверть кольца с внутренним радиусом $R_1=2.5$ мм, внешним $R_2=94$ мм, ось симметрии совпадала с осью z , открытая поверхность с направлением оси r .

Расчет проводился в электродинамическом и безындукционном приближениях, для случая электродинамического приближения (ЭД) уравнение движения решалось с электромагнитной силой \mathbf{F} следующего вида (1), а для безындукционного приближения (БИ) сила видоизменялась до выражения (2).

$$\mathbf{F}_{\text{ЭД}} = \mathbf{J} \times (\mathbf{V}_{\text{ЭВТ}} + \mathbf{V}_{\text{вн}}) \quad (1)$$

$$\mathbf{F}_{\text{БИ}} = (\mathbf{J} + \sigma \mathbf{U} \times (\mathbf{V}_{\text{ЭВТ}} + \mathbf{V}_{\text{вн}})) \times (\mathbf{V}_{\text{ЭВТ}} + \mathbf{V}_{\text{вн}}) \quad (2)$$

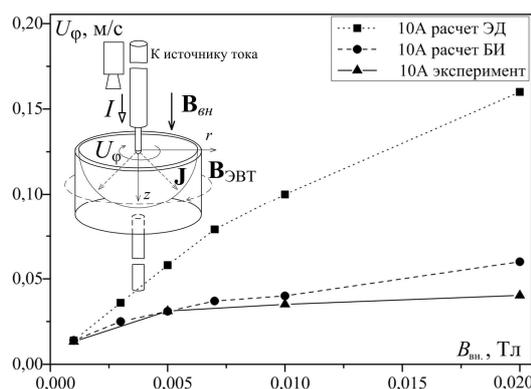


Рис. 1. Схема установки и график зависимости азимутальной скорости от величины внешнего магнитного поля.

На рис. 1. Представлен график зависимости азимутальной скорости U_{φ} (при радиусе $r=10$ мм) от величины внешнего МП $B_{\text{вн}}$. По графику видно, что при внешнем МП $B_{\text{вн}}=2 \times 10^{-3}$ Тл разница между азимутальными скоростями в ЭД и БИ приближениях составляет 10%, при дальнейшем увеличении внешнего МП разница в рассчитанных скоростях увеличивается. При этом экспериментальные результаты удовлетворительно совпадают с расчетами, сделанными в БИ приближении.

Экспериментальное и численное исследования показывают, что при расчете промышленных и экспериментальных установок, в которых имеют место внешние МП большие, чем 2×10^{-3} Тл следует учитывать токи индуцированные движением электропроводящей среды.

Список литературы

- Щербинин Э.В. О безындукционном приближении в теории электровихревых течений. // Магнитная гидродинамика, 1991, № 3, с. 82-86.

Работа поддержана РНФ (грант № 17-19-01745).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ

Демин Н.А., Федосеев А.В., Пинаев В.А., Исупов М.В., Сухинин Г.И.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: demin@itp.nsc.ru

Активное применение низкотемпературной плазмы во многих технологических процессах, в частности, для ионно-плазменного травления в микроэлектронике, стимулирует поисковые работы по разработке новых газоразрядных устройств, расширяющих возможности существующих ионно-плазменных технологий и позволяющих преодолеть свойственные им ограничения. В настоящее время наибольшее распространение получили устройства ионно-плазменного травления на основе высокочастотного (ВЧ) индукционного разряда, позволяющего получать чистую плазму галогенсодержащих газов, с высокой концентрацией ионов и химически активных частиц, при низком давлении плазмообразующего газа. Однако, ВЧ индукционным разрядам присущ ряд недостатков, которые ограничивают эффективность их применения в современных технологических процессах. Одним из эффективных путей преодоления физических ограничений ВЧ индукционных разрядов является переход к использованию в полупроводниковой промышленности низкочастотных индукционных разрядов с ферромагнитным усилением магнитной связи между индуктором и плазмой (НЧ индукционные разряды) [1, 2].

Задача разработки и оптимизации новых устройств ионно-плазменного травления на основе НЧ индукционного разряда напрямую связана с решением проблемы получения равномерного распределения потока ионов и химически активных частиц (ХАЧ) по поверхности подложки, взаимодействующей с плазмой, для обеспечения равномерной скорости обработки. Для этого в настоящий момент разрабатывается экспериментальная установка на основе газоразрядной камеры большого объема (~0.4 м³), в которой будет реализован распределенный принцип генерации НЧ индукционного разряда и размещена обрабатываемая подложка диаметром 450 мм. Распределенный принцип генерации НЧ индукционного разряда подразумевает одновременную генерацию НЧ индукционного разряда в нескольких отдельных П-образных участках газоразрядной камеры, диаметром 50 мм, с последующей диффузией электронов, ионов и радикалов в основную газоразрядную камеру.

На начальном этапе была разработана упрощенная одномерная радиальная модель НЧ индукционного разряда в аргоне, для описания параметров плазмы в П-образном участке газоразрядной камеры. Модель основана на одновременном решении нелокального уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), уравнений баланса для ионов и метастабильных атомов аргона, уравнения Пуассона для самосогласованного электрическо-

го поля и уравнения теплопроводности для плазмообразующего газа. В модели учитываются как различные неупругие электрон-атомные столкновения, так и электрон-электронные Кулоновские столкновения. Последний эффект может быть важен, учитывая большую концентрацию электронов $n_e \sim 10^{11}-10^{12}$ см⁻³ при токах разряда $I_d = 1-5$ А.

Проведено численное моделирование параметров НЧ индукционного разряда низкого давления в аргоне, при давлении плазмообразующего газа $p_{Ar} = 1-10$ Па, радиусе газоразрядной камеры $R = 2.5$ см и токе разряда $I_d = 1-5$ А. Были получены радиальные распределения плотностей заряженных частиц (электронов и ионов), нейтральных и возбужденных метастабильных атомов аргона. Имея рассчитанные радиальные зависимости ФРЭЭ, были получены пространственные распределения плотности и температуры электронов, аксиальных и радиальных потоков электронов, частот ионизации атомов электронным ударом и ионизации из метастабильного состояния аргона, частоты возбуждения метастабильных атомов аргона, и частота Пеннинговской ионизации при столкновении двух метастабильных атомов аргона.

Модель позволяет рассчитывать радиальную (E_r) и аксиальную (E_z) компоненту самосогласованного электрического поля, а также соответствующих потоков электронов и ионов в этих полях.

Полученные результаты показывают, что основным механизмом рождения заряженных частиц в НЧ индукционном разряде низкого давления является процесс ступенчатой ионизации и Пеннинговской ионизации, основным механизмом гибели - дрейф и диффузия на стенку газоразрядной камеры в самосогласованном радиальном поле $E_r(r)$.

С помощью расчета уравнения теплопроводности плазмообразующего газа было показано, происходит неоднородный нагрев газа в газоразрядной камере, приводящий к перераспределению концентрации частиц плазмообразующего газа, что в свою очередь влияет на кинетику электронов и уравнения баланса для ионов и метастабильных атомов.

Список литературы

1. Godyak V. Ferromagnetic enhanced inductive plasma sources // J. Phys. D: Appl. Phys. 2013. 283001. P. 1–23.
2. Исупов М.В., Федосеев А.В., Сухинин Г.И., Уланов И.М. Исследование электрофизических и теплофизических характеристик низкочастотного индукционного разряда трансформаторного типа // ТВТ. 2015. Т. 53. №2. С. 183–192.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00205).*

КРИТЕРИИ УБЕГАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЗКО НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ, ОБУСЛОВЛЕННОМ ГЕОМЕТРИЕЙ ЭЛЕКТРОДОВ

Зубарев Н.М.^{1,2}, Месяц Г.А.², Яландин М.И.^{1,2}

¹ Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: nick@iep.uran.ru

При высоких значениях напряженности электрического поля энергия направленного движения, приобретаемая свободными электронами в газе, может превышать энергию, отдаваемую в неупругих столкновениях с молекулами газа. Эти электроны начинают непрерывно ускоряться, т.е. становятся убегающими [1]. Значительный интерес к исследованию убегающих электронов (УЭ) во многом обусловлен их значительной ролью в ионизационных процессах, происходящих при импульсном пробое газа на стадии запаздывания пробоя [2].

В однородном поле достаточным условием убегающего электрона является превышение его напряженностью порогового значения E_r , определяемого параметрами газа ($E_r \approx 450$ кВ/см для азота и воздуха при атмосферном давлении). Однако, особенностью лабораторных исследований генерации УЭ зачастую является резкая неоднородность электрического поля в межэлектродном промежутке. Напряженность поля превышает пороговое значение лишь в малой окрестности рабочей поверхности катода и возникает дополнительный вопрос о возможности убегающих электронов на периферии – в области слабого поля.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются условия генерации УЭ в газовом диоде в сильно неоднородном поле для разрядного промежутка «трубчатый кромочный катод – плоский анод». Для расчетов полагалось, что напряженность поля падает с расстоянием кромки катода z как $z^{-1/2}$, что соответствует параболической аппроксимации сечения кромки катода. В недавней работе [3] было продемонстрировано, что для такого распределения поля удастся аналитически решить уравнения движения электронов в газе. Это позволило нам сформулировать условия убегающих электронов на периферии, в области слабого поля, дополняющие классическое условие убегающего электрона $E_0 > E_r$ в прикатодной области (E_0 – напряженность макроскопического поля на кромке). Новое условие убегающего электрона имеет вид $U \geq \sqrt{2DE_r U^*}$, где D – межэлектродное расстояние, U^* – слабо зависящий от межэлектродного расстояния параметр ($U^* \approx 2.7-3.0$ кВ для расстояний в диапазоне 6–26 мм). Именно это условие, а не классическое, будет определять переход электронов в режим убегающих для сильно заостренной кромки катода. Граничным значением радиуса

скругления кромки катода для использования различных критериев убегающих электронов является $R^* = U^* / E_r \approx 60-67$ мкм (эта оценка соответствует азоту при атмосферном давлении). Результаты наших исследований пороговых условий убегающих электронов для $D = 7.5$ мм сведены на рис. 1. Видно, что между предсказаниями теории и экспериментальными данными имеется явная корреляция.

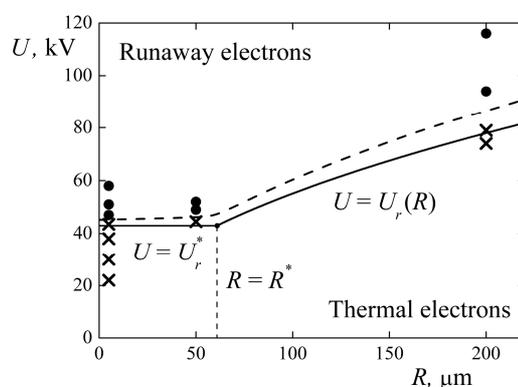


Рис. 1. Кружки – наличие УЭ; крестики – отсутствие тока УЭ для $D = 7.5$ мм и $R = 5, 50, 200$ мкм. Штриховой линией схематически показана граница между областями параметров, где происходит и где не происходит генерация УЭ (эксперимент). Сплошные линии – эта же граница согласно предложенной теории.

Список литературы

1. Babich L.P. High-energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases // Futurepast, Arlington, 2003.
2. Mesyats G.A., Yalandin M.I., Reutova A.G., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A. Picosecond Runaway Electron Beams in Air // Plasma Phys. Reports. 2012. V. 38. P. 29-45.
3. Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Яландин М.И. Условия убегающих электронов в газовом диоде с сильно неоднородным электрическим полем // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 8. С. 515-520.

Теоретическая часть работы выполнялась в рамках государственного задания 0389-2015-0023 при частичной поддержке РФФИ (проект № 17-08-00430) и РАН (Программа президиума РАН № 11). Экспериментальная часть работы выполнялась в рамках программы Президиума РАН № 10.

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ РАВНОВЕСНЫХ ФОРМ ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Зубарева О.В.¹, Зубарев Н.М.^{1,2}

¹ Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

e-mail: olga@iep.uran.ru

Свободная поверхность проводящей жидкости деформируется под действием приложенного электрического поля. В случае взаимной компенсации капиллярных и электростатических может образоваться новая, равновесная форма границы, отличная от исходной [1]. Частным осесимметричным решением для формы границы является так называемый конус Тейлора [2], на боковой поверхности которого электростатические и капиллярные силы уравновешивают друг друга. Однако, на вершине конуса условие баланса сил не выполняется, поэтому решение Тейлора дает лишь асимптотику для формы границы на удалении от вершины острия. В работе [3] рассматривалась возможность существования плоско-симметричных равновесных конфигураций поверхности проводящей жидкости, обеспечивающих неограниченное локальное усиление электрического поля, которое демонстрирует решение Тейлора, и было доказано, что в плоской геометрии аналогичных решений не существует. Решения, получаемые в предположении о неограниченном превышении локальным полем внешнего не имели физического смысла, так как оказывались самопересекающимися. Важно, что этот результат относится только к предельному случаю бесконечного межэлектродного расстояния (если быть точным – к ситуации, когда расстояние от жидкости до электрода значительно превышает радиус кривизны поверхности искривленной границы).

В настоящей работе, рассматривается задача о форме свободной поверхности жидкости во внешнем электрическом поле с учетом конечности межэлектродного расстояния: на некотором расстоянии от поверхности жидкости имеется плоский электрод. Электрод будет оказывать существенное влияние на распределение электрического поля в межэлектродном промежутке: возникают так называемые силы электрического изображения. В этом случае могут возникать равновесные конфигурации жидкости в виде жидкого лезвия. Напряженность электрического поля максимальна на кромке лезвия и спадает до нуля на периферии. Подобные конфигурации обеспечивают формально неограниченное локальное усиление поля.

При построении соответствующих точных решений полагалось, что задача обладает плоской симметрией. Тогда можно применять метод конформных отображений, который позволяет существенно упростить исходные уравнения. Мы использовали два различных подхода, которые ранее применялись при анализе близких с математической точки зрения проблем. В первом случае предполагалось, что характер

связи между абсолютным значением вектора напряженности электрического поля и углом его наклона на свободной поверхности не меняется при ее деформации (сходный подход использовался в [4]). Оказалось, что задача допускает нуль-параметрическое точное решение. Во втором случае предполагалось, что любая эквипотенциальная поверхность будет давать решение рассматриваемой задачи о форме границы. Сходная гипотеза о характере распределения поля использовалась при построении точных решений для равновесных конфигураций заряженных струй в работе [5]. В этом случае мы получили однопараметрическое семейство решений, включающее в себя упомянутое выше нуль-параметрическое решение как частный случай.

Анализ решений позволяет нам определить минимальное расстояние D_c , на которое жидкость может приближаться к электроду при заданной разности потенциалов U (при меньших расстояниях задача о равновесных конфигурациях не имеет решений), максимальное допустимое значение локальной напряженности поля E_c и минимальное значение радиуса кривизны кромки жидкого лезвия R_c :

$$D_c = \frac{\epsilon_0 U^2 (\pi + 2)}{\pi^2 \sigma}, \quad R_c = \frac{2\epsilon_0 U^2}{\pi^2 \sigma}, \quad E_c = \frac{\pi \sigma}{\epsilon_0 U},$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, а σ – коэффициент поверхностного натяжения. При приближении жидкости к электроду на расстояние меньшее D_c задача не имеет решений.

Список литературы

1. Tonks L. A theory of liquid surface rupture by a uniform electric field // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 562-568.
2. Taylor G.I. Disintegration of water drops in an electric field // Proc. Roy. Soc. London Ser. A. 1964. V. 208. P. 383-397.
3. Зубарев Н.М. К проблеме существования сингулярного стационарного профиля заряженной поверхности проводящей жидкости // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 6. С. 1-6.
4. Волков Н.Б., Зубарев Н.М., Зубарева О.В. Точные решения задачи о форме незаряженной струи проводящей жидкости в поперечном электрическом поле // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. № 5. С. 1096-1101.
5. Зубарев Н.М. Точное решение задачи о равновесной конфигурации заряженной поверхности жидкого металла // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. № 6. С. 1990-2005.

*Работа поддержана РФФИ
(гранты № 16-08-00228 и № 17-08-00430).*

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНОГО РАЗРЯДА В ЗАПОЛНЕННОЙ
ГЕЛИЕМ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ****Карпов Д.И., Мередова М.Б.**

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, г. Новосибирск

E-mail: karpov@hydro.nsc.ru

Одним из эффективных способов исследования изоляции в высоковольтном оборудовании является метод регистрации частичных разрядов (ЧР). Оборудование подвержено возникновению неисправностей вследствие того, что в твердом диэлектрике со временем появляются трещины и газовые полости. В этих полостях под действием высокого напряжения время от времени происходит формирование электронных лавин, в результате чего газ в полости ионизируется, и газовая полость ведет себя как проводник в течение короткого времени ~ 10 нс. Таким образом, исследование лавинных процессов в газовом пузырьке необходимо для понимания физики ЧР в диэлектрической изоляции.

В настоящей работе исследовано влияние развития лавин в газовой полости, заполненной гелием, на амплитуду и импульс тока при ЧР в твердом диэлектрике.

Промежуток между плоскими электродами считался заполненным твердым диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon > 2$. Включение с $\varepsilon = 1$ в форме эллипса, имитирующее газовую полость, помещалось на оси симметрии промежутка. Расчет электрического поля в промежутке выполнялся на каждом шаге по времени с помощью уравнения Пуассона. В качестве граничных условий использовались значения потенциала $\varphi = 0$ на нижнем электроде и $\varphi = V_0$ на верхнем электроде, а также считалось, что полость заполнена гелием. Решались уравнения переноса для электронов и положитель-

ных ионов с учетом процессов ударной ионизации, фотоионизации, рекомбинации и диффузии. Соответствующие коэффициенты в широком диапазоне напряженностей поля взяты из работ [1-3]. Уравнения модели взяты из работы [4].

Расчеты выполнены с применением графических ускорителей. Разработан параллельный алгоритм с применением технологии CUDA. Расчеты выполнены в двумерной постановке.

Исследованы распределение концентраций заряженных частиц в пузырьке, напряженность электрического поля при развитии частичного разряда. Также выполнены расчеты формы импульсов тока, заряда, прошедшего во внешней цепи, и заряда на стенках пузырька, образовавшегося при ЧР.

Список литературы

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда М.: Наука 1992. 536 с.
2. Смирнов Б.М. Свойства газоразрядной плазмы СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 363 с.
3. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М: Атомиздат, 1974. С. 456.
4. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Терешонок Д.В. Особенности формирования и развития ионизационных фронтов в предварительно ионизированной газовой среде // Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 18. С. 73-81.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 16-19-10229).*

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА НАГРЕВА “ПЛАЗМЫ” В КАНАЛАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ЖИДКОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

Куперштох А.Л.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

E-mail: skn@hydro.nsc.ru

Проведен анализ возможности моделирования эволюции “плазменных” каналов при электрических разрядах в жидком диэлектрике, а также частичных электрических разрядов внутри паро-газовых каверн в жидком диэлектрике методом решеточных уравнений Больцмана (LBM). Проблема заключается в том, что параметры вещества в канале или каверне (температура и др.) во много раз больше, чем в окружающем жидком диэлектрике. Поэтому трудно обеспечить устойчивость расчетов при сильных скачках на границе раздела. Такие задачи плохо поддаются численному моделированию. Построена гибридная физико-математическая модель, описывающая течение жидкого диэлектрика с фазовыми переходами на границах “плазменных” каналов. За основу взят вариант метода LBM, подробно описанный в [1-3].

Модель 1. Простейший вариант модели заключается в том, что рассчитывается один компонент, имеющий две фазы: жидкость и «пар». При этом «пар» нагрет до гораздо более высокой температуры, чем жидкий диэлектрик, что позволяет интерпретировать его как “плазму”.

При использовании уравнений состояния с возможностью фазовых переходов при повышении температуры “плазмы” на границе раздела возникает сильный поток вещества из жидкого диэлектрика в канал разряда, что делает невозможным дальнейшее моделирование процесса.

Модель 2. Чтобы избежать такого эффекта, на основе метода LBM построена гибридная физико-математическая модель, включающая в себя два компонента. Один описывает течение жидкого диэлектрика, а другой вещество (“плазму”) в канале разряда при его нагреве. При этом удастся сохранить свойство метода LBM – сквозной расчет границ раздела фаз. Для жидкого диэлектрика использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса. Вместе с тем при таком подходе можно использовать и любые другие уравнения состояния.

Для “плазмы” в канале использовалось уравнение состояния идеального газа с параметрами нормировки, как и для жидкого диэлектрика. Так называемый фактор сжимаемости равен $Z = p_{кр} V_{кр} / (RT_{кр})$, где $V_{кр}$ – молярный объем вещества в критической точке. Для уравнения состояния Ван-дер-Ваальса фактор сжимаемости в газовой области при $\tilde{p} \ll 1$ равен $Z = 3/8$. Чтобы эти два УС были согласованы, для «плазмы» эффективный фактор сжимаемости был задан равным этому же значению.

Выполнено моделирование нагрева и расширения “плазменного” канала в жидком диэлектрике при однородном распределении температуры внутри кана-

ла. Тестовые расчеты выполнены для одномерной модели решеточных уравнений Больцмана D1Q3.

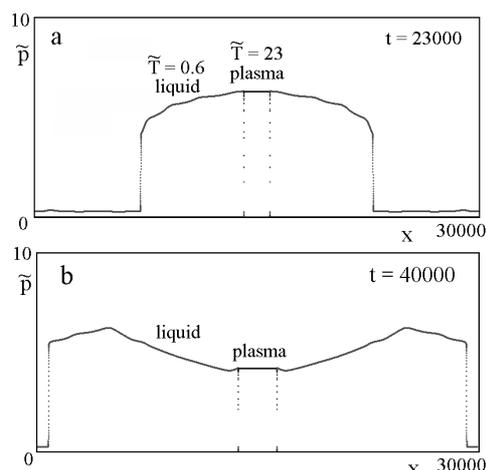


Рис. 1. Распределение давления в окрестности “плазменного” канала. (а) – в момент окончания нагрева $\tilde{T} \approx 23$. (б) – при дальнейшем расширении канала.

Считалось, что температура в канале разряда повышается равномерно от начального значения $\tilde{T}_0 = 0.6$ до некоторого конечного и далее остается постоянной. При этом для УС Ван-дер-Ваальса плотность жидкости на кривой сосуществования $\tilde{\rho}_0 = 2.31$. Удалось смоделировать нагрев до температуры $\tilde{T} \approx 23$, что соответствует примерно 15000 К. На рис. 1 показано распределение давления в окрестности канала в момент окончания нагрева (а) и при дальнейшем расширении канала (б). Максимальное давление в канале $\tilde{p} \approx 6.3$, что соответствует около 1400 атм. При расширении канала в жидком диэлектрике формируется ударная волна с последующей волной сжатия. По мере расширения давление в канале падает, и от него в жидкость распространяется волна разрежения.

Оказалось, что максимальные значения температуры и давления в “плазменных” каналах, при которых возможно моделирование, определяются условием устойчивости алгоритма LBM, полученным в [3].

1. Kupershtokh A. L., Medvedev D. A., Karpov D. I. On equations of state in a lattice Boltzmann method // Computers and Mathematics with Applications. 2009. V. 58, No. 5. P. 965–974.
2. Куперштох А. Л. Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана // Вестник НГУ: Серия “Математика, механика и информатика”. 2005. Т. 5, № 3. С. 29–42.
3. Kupershtokh A. L. Criterion of numerical instability of liquid state in LBE simulations // Computers and Mathematics with Applications, 2010. V. 59, No. 7. P. 2236–2245.

Работа поддержана РНФ (грант № 16-19-10229).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЧ РАЗРЯДА В ПАРАХ ВОДЫ

Медведев Р.Н.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

e-mail: ruslan@hydro.nsc.ru

ВЧ и СВЧ разряды – одни из самых распространенных способов получения безэлектродной плазмы для использования в различных приложениях, требующих чистоты плазмы: напыление пленок, спектральный анализ, получение наноматериалов, травление, очистка поверхностей [1].

В отличие от ВЧ плазмы использование бытовых магнетронов в установках генерации СВЧ плазмы позволяет упростить и удешевить их, так как не требуют специальных генераторов и устройств для согласования. В связи с этим возникает идея использования СВЧ разряда для аналитического спектрального анализа.

В переменных полях условие минимума пробивного поля определяется из соотношения $\omega \sim \nu$, где ω – круговая частота электромагнитного поля, ν – частота столкновений электронов с молекулами и атомами газа [2]. Так как величина ν для газов при атмосферном давлении и комнатной температуре обычно лежит в пределах $10^{11} - 10^{12}$ Гц, эффективный частотный диапазон пробоя находится в СВЧ области.

Для частоты СВЧ поля 2,45 ГГц $\omega = 2\pi f = 1,5 \cdot 10^{10}$ Гц, что меньше частоты столкновений, поэтому для уменьшения ν необходимо уменьшать давление газа до величины 10 – 100 мбар.

Для зажигания СВЧ плазмы был использован бытовой магнетрон, на который подавалось постоянное анодное напряжение 3 – 3,5 кВ, напряжение накала составляло около 3 В. Мощность, потребляемая магнетроном, составляла 1 кВт.



Рис. 1. СВЧ разряд в кварцевой трубке (горизонтальное расположение).

Для подвода энергии к плазме использовался прямоугольный волновод сечением $100 \times 50 \text{ мм}^2$, работающий на моде H_{01} . В месте максимального электрического поля (центр широкой стенки волновода) устанавливалась разрядная трубка из кварцевого

стекла диаметром 10 мм. Вода в разрядную трубку вводилась в виде аэрозоля при помощи ультразвукового пьезогенератора, либо непосредственно. Использовалась дистиллированная и водопроводная вода.

Регистрация спектра производилась через отверстие в боковой стенке волновода при помощи спектрометра «Колибри-2» (ВМК «Оптоэлектроника»). В данной постановке разряд гарантированно зажигался при давлении 10 – 20 мбар и устойчиво горел при повышении давления до 100 мбар.

На рис. 2 показан график определения температуры методом относительных интенсивностей [3] по трем спектральным линиям Бальмеровской серии водорода. Наклон графика соответствует температуре плазмы $T = 1/3,14 = 0,32$ эВ. Видно, что плазма не находится в состоянии равновесия – уровень 4 (линия H_β) перенасыщен.

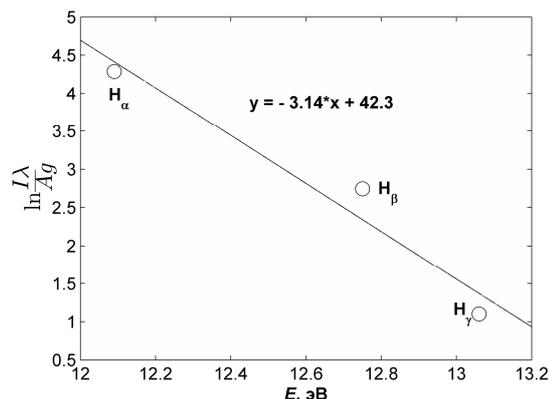


Рис. 2. График определения температуры плазмы по относительной интенсивности линий водорода. I – интенсивность линии, λ – длина волны, A – вероятность спонтанного излучения ($\text{в } 10^8 \text{ с}^{-1}$), g – статистический вес возбужденного состояния.

В случае подачи в разрядную трубку дистиллированной воды спектр излучения состоял только из атомарных линий H, O и радикала OH. В случае подачи водопроводной воды в спектре обнаруживались атомы металлов: Na, K, Li, Cu, Mg, Si.

Таким образом, СВЧ разряд в парах воды без использования специальных плазмообразующих газов может быть применен для целей спектрального анализа примесного состава воды.

1. Annemie Bogaerts, Erik Neyts, Renaat Gijbels, Joost van der Mullen. Gas discharge plasmas and their applications // Spectrochimica Acta Part B. 2002. Vol. 57. Pp. 609–658.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда – 3-е изд., перераб. и доп. - Долгопрудный: Интеллект, 2009. - 736 с.
3. Steve J. Hill. Inductively coupled plasma spectrometry and its applications. Blackwell Publishing, 2007. 427 p.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-38-60039).

СОЗДАНИЕ НОВОГО МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО АППАРАТА С САМОСОГЛАСОВАННОЙ СИСТЕМОЙ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Пальчиков Е.И.^{1,2}, Долгих А.В.^{1,2}, Клыпин В.В.^{1,3}, Самойленко М.С.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук (ИГиЛ СО РАН). 630090 Новосибирск, Россия.

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

e-mail: palchikov@hydro.nsc.ru

В работе рассмотрены принцип построения и характеристики 700-киловольтового импульсного рентгеновского аппарата на основе принципиально новой электрофизической схемы, в которой двойная формирующая линия (ДФЛ), индуктивности первичного и вторичного контуров и емкость вторичного контура трансформатора Тесла, работающего на первой полу-волне [1], занимают в пространстве один объём. Такая схема и плотность компоновки на выходную дозу в импульсе не имеет аналогов в мире.

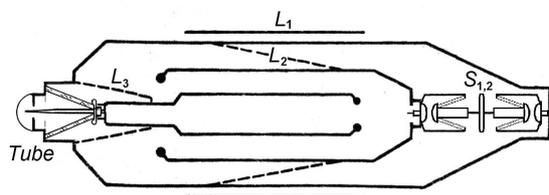


Рис. 1. Компоновка аппарата: L_1 , L_2 – индуктивности первичного и вторичного контуров, $S_{1,2}$ – разрядники-коммутаторы ДФЛ (блюмляйн), L_3 – индуктивность, шунтирующая рентгеновскую трубку (Tube) с взрывной эмиссией электронов.

Для размещения индуктивностей внутри ДФЛ, ее электроды сделаны магнитопрозрачными (рис. 2), при этом непрозрачными для электрического поля и легкопроводящими ток вдоль оси ДФЛ. Вторичная обмотка L_2 размещена между низкопотенциальным и высокопотенциальным электродами ДФЛ. Шаг витков вторичной обмотки меняется таким образом, чтобы ЭДС индукции, наводимой на конкретном номере витка совпадала с напряжением емкостного делителя земля-виток/виток-высокое. Таким образом, для L_2 соблюдается принцип незаряжаемости, при котором суммарный заряд на каждом витке равен нулю [2, 3].



Рис. 2. Магнитопрозрачные электроды ДФЛ с незаряжаемой обмоткой L_2 .

С использованием данных принципов, на основе созданных ранее в ИГиЛ аппаратов типа ПИР-600М

изготовлена серия из двух новых импульсных рентгеновских аппаратов с высоким напряжением (500-700 кВ) и с высокой «жесткостью» излучения: ПИР-600УВ, ПИР-700Д (Модификация с ДФЛ). Измерены характеристики и проведены сравнения (Рис. 3, 4) четырех конфигураций высоковольтных (500-700 кВ) импульсных рентгеновских аппаратов разработки ИГиЛ СО РАН и аппарата Арион-600 (Аргумент-600), разработанного во ВНИИЭФ (г. Саров).

Сравнение созданных версий аппаратов с известными моделями показывает преимущества первых по сочетанию параметров «доза - длительность вспышки - вес».

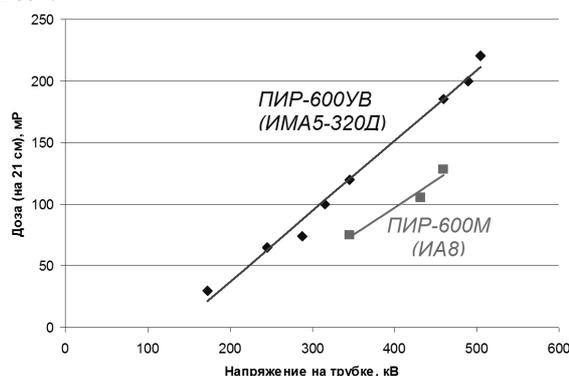


Рис. 3. Зависимость дозы за одну вспышку от напряжения.

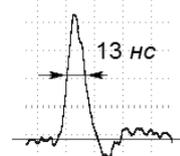


Рис. 4. Форма рентгеновской вспышки.

С использованием аппаратов нового поколения возможно получение более качественных рентгеновских снимков и расширение класса исследуемых быстропротекающих процессов.

Список литературы

1. Palchikov E.I., Ryabchun A.M. Analysis of the Tesla Transformer Operation at the First Half-Wave of the Output Voltage Taking Into Account Ohmic Losses. Technical Physics. The Russian Journal of Applied Physics. 2016. V 61. No 6. pp. 919-923. <https://elibrary.ru/item.asp?id=27144710>.
2. Bichenkov E. I., Palchikov E. I. Devices and some methods of pulsed Radiography of high-speed processes. Combustion, Explosion and Shock Waves, Vol. 33, № 3, pp 384-392, 1997.
3. UK Patent GB (11)2119610 B, Int. Cl. H 05 G 1/06. Improvement in or Relating to Pulsed X-Ray Units. / Bichenkov E.I., Klypin V.V., Palchikov E.I., Poljudov V.V., Rabinovich R.L., Titov V.M., Klochko V.A., Lisitsyn A.I., Tverdokhle V.N., Doronin G.S., Obukhov A.S. - (21) Application No 8211770; (22) Date of filing 23.04.82.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТИЧНЫХ РАЗРЯДОВ В ПУЗЫРЬКАХ И МИКРОСФЕРЕ В ТРАНСФОРМАТОРНОМ МАСЛЕ

Ридель А.В.^{1,2}, Коробейников С.М.^{1,2}, Овсянников А.Г.², Карпов Д.И.¹

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения РАН (ИГиЛ СО РАН)

² Новосибирский государственный технический университет

e-mail: ridel@ngs.ru

Известно, что частичные разряды в высоковольтном оборудовании оказывают негативное влияние на состояние бумажно-масляной изоляции. Целью данной работы является исследование механизмов развития частичных разрядов во всплывающих пузырьках в трансформаторном масле, а так же в стеклянной микросфере. ЧР во всплывающем пузырьке был зарегистрирован ранее [1]

Экспериментальная установка описана в [2]. На рисунке 1 представлено развитие частичного разряда во всплывающем пузырьке гелия.

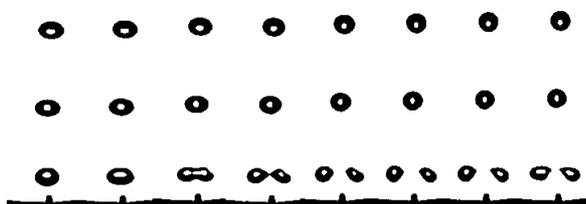


Рис. 1. Частичный разряд в пузырьке гелия

ЧР является редким событием, так данный ЧР был зарегистрирован в результате 3,5 часов непрерывной работы высоковольтной установки. Кажущийся заряд в этом ЧР составлял 80 пКл. После развития частичного разряда в некоторых случаях мы наблюдаем последующий ЧР между одним из разделившихся пузырьков и электродом. В этом случае кажущийся заряд достигал 1000 пКл.

Одновременное применение трех различных методов регистрации позволяет нам с уверенностью говорить о том, что регистрируется именно частичный разряд во всплывающем пузырьке. Помехи на ФЭУ (рисунок 2) гораздо ниже помех в системе регистрации электрического сигнала. При запуске регистрации от светового сигнала с ФЭУ было достигнуто соотношение сигнал/шум, равное 8. При этом с помощью фильтров разделялись сигналы от ЧР и от источника света для фоторегистрации.

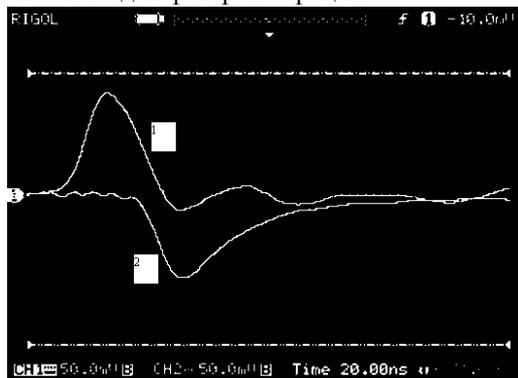


Рис. 2. Осциллограммы частичного разряда во всплывающем пузырьке диаметром 1,6мм
2 – сигнал с ФЭУ; 1 – сигнал со схемы

Так же были изучены характеристики ЧР в стеклянной сфере (рисунок 3). Она выполнена из молибденового стекла, внешний диаметр составлял примерно 2 мм, внутренний диаметр 1 мм. Сфера суперклеем «момент» приклеивалась к леске и подвешивалась ровно посередине в межэлектродном промежутке. Частичные разряды, при достижении напряжения, соответствующего потенциалу зажигания, развиваются в сфере намного чаще, чем в пузырьке, практически ежесекундно. Учитывая погрешности измерения размеров воздушной полости в стеклянной сфере, а так же ряд других факторов, мы можем сделать вывод о том, что в этом случае закон Пашена соблюдается.

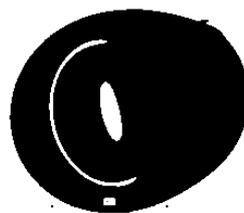


Рис. 3. Стеклянная сфера

1. S. M. Korobeynikov, A.V. Ridel, A. G. Ovsyannikov, D. A. Medvedev Dynamics of bubbles in electric field // Journal of Physics: Conference series, 2017
2. Коробейников С.М., Ридель А.В., Бычков А.Л. Исследование поведения газовых пузырьков в трансформаторном масле // Тезисы докладов «тепловизика и физическая гидродинамика», 2017. С. 116

Работа поддержана РНФ (грант № 16-19-10229).

УПРАВЛЕНИЕ ОБТЕКАНИЕМ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА С ПОМОЩЬЮ КОРОННОГО РАЗРЯДА ДЛЯ НИЗКИХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

Ренев М.Е., Сафронова Ю.Ф., Стишков Ю.К.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034, С-Пб, Университетская наб. 7/9

e-mail: y.safronova@spbu.ru

Возможность управления течением и аэродинамическими характеристиками обтекаемых тел в результате действия электрических сил коронного разряда была показана многими экспериментальными и теоретическими работами, например, [1-3]. Однако, вопрос об эффективности этого метода остается открытым. Этот способ привлекает внимание простотой, надежностью, малыми размерами используемых конструкций, которые не включают в себя движущиеся части и экономно расходуют энергию.

При поперечном обтекании цилиндра вязкой средой в диапазоне чисел Рейнольдса $Re = 40 - 10^5$ от поверхности тела периодически отрываются вихри и за цилиндром образуется след, называемый дорожкой Кармана. Механические колебания, вызванные срывом вихрей, могут приводить к вибрации, акустическому шуму и, при совпадении частоты отрыва вихрей с собственной частотой конструкции, к ее разрушению.

В данной работе авторы сосредоточились на особенностях управления характеристиками дорожки Кармана при обтекании круглого цилиндра с помощью коронного разряда. Были выбраны режимы обтекания с относительно низкими числами Рейнольдса до 3000 и рассмотрены два варианта размещения коронирующих электродов (рис. 1). В первом случае высоковольтные электроды располагались симметрично над и под цилиндром, создавая электрический ветер, перпендикулярный основному потоку. Это должно заставить присоединиться оторвавшийся пограничный слой и привести нестационарное течение к стационарному. Во втором случае высоковольтный электрод располагался за цилиндром, электрический ветер был направлен противоположно основному потоку, что должно привести к увеличению поперечных размеров вихревой дорожки и большей нестационарности обтекания. Задача решалась с помощью численного моделирования методом конечных элементов в пакете Comsol Multiphysics.

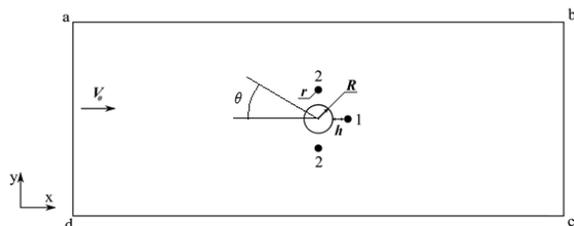


Рис. 1. Геометрия модели.

Коронный разряд возникает в системах электродов с малым радиусом кривизны, вблизи которых локализована высокая напряженность электрического поля. В работе используется оригинальная униполярная модель положительного коронного разряда, в ко-

торой процессы ионизации в чехле заменяются граничным условием на высоковольтном электроде [4]. Течение описывалось системой уравнений Навье-Стокса для несжимаемой жидкости с объемной электрической силой.

Расчет показал, что в рассматриваемом диапазоне параметров коронный разряд может заметно повлиять на характер обтекания цилиндра внешним потоком воздуха, сместить положение точки отрыва пограничного слоя и характеристики дорожки Кармана (частоту отрыва вихрей, их величину и скорость вращения). Степень воздействия существенно зависит от расположения коронирующего электрода (рис. 2).

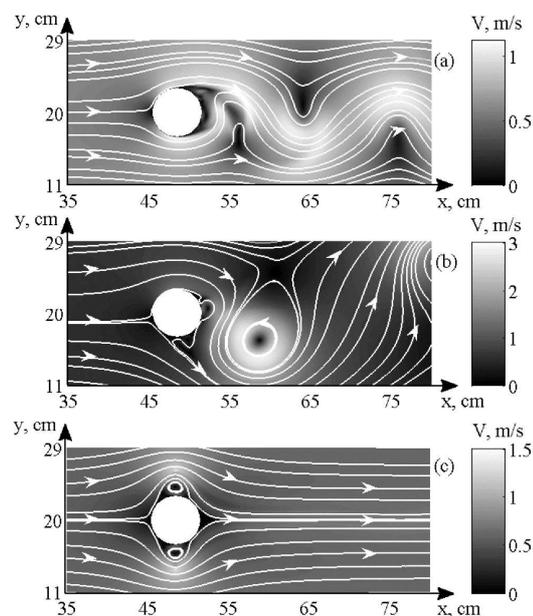


Рис. 2. Распределение модуля скорости V и линии тока для $V_0 = 0.6$ м/с: а) исходная дорожка Кармана, б) положение электрода $\theta = 180^\circ$, в) положение электрода $\theta = 90^\circ$.

Сила лобового сопротивления имеет квазипериодический характер, с увеличением напряжения средняя сила сопротивления значительно уменьшается.

Список литературы

1. Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Улыбышев К.Е. Газодинамическое течение – «ионный ветер» в коронном разряде и его взаимодействие с внешним потоком // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 2. С. 78-86.
2. Moreau E. Airflow control by non-thermal plasma actuators // J. Phys. D. Appl. Phys. 2007. V. 40. P. 605-636.
3. Hyun K.T., Chun C.H. The wake flow control behind a circular cylinder using ion wind // Exp. Fluids 2003. V. 35. P. 541-552
4. Samusenko A.V., Safronova I.F., Stishkov Yu.K. Unipolar model of the positive corona discharge // Surf. Eng. Appl. Elect. 2016. V. 52. № 5. P.43-50.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Федосеев А.В., Демин Н.А., Сахапов С.З., Зайковский А.В., Смовж Д.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

e-mail: fedoseev@itp.nsc.ru

Дуговой разряд является одним из самых исследованных, простых и дешевых способов получения нано-материалов [1]. Однако, существует лишь несколько теоретических моделей, посвященных синтезу нано-частиц при распылении материала анода [2-4]. На основе представленных моделей с распыляемым графитовым анодом [2,3] и композитным анодом [4], для описания основных процессов, происходящих при синтезе нано-материалов с композитным анодом, была разработана следующая численная модель дугового разряда.

Рассматривается стационарный режим горения дугового разряда с графитовым катодом радиуса $R_c = 10$ мм, графитовым анодом радиуса $R_a = 3.5$ мм, со встроенным в него сердечником радиуса $R_m = 2.25$ мм с металлосодержащим (Al, Mg, Zn) порошком. В режиме жига происходит постоянное испарение материалов анода вследствие чрезмерного нагрева его поверхности, анод механически пододвигается в сторону катода, так что расстояние между электродами L_g остается постоянным (1–15 мм). При этом напряжение на разряде и ток разряда специально поддерживаются постоянными и равными $U_d = 22$ В, $I_d = 100$ А.

Баланс тепла в дуговом разряде определяется Джоулевым теплом Q_j , выделяемым в разрядном промежутке, которое уходит на нагрев катода Q_{cp} и анода Q_{ap} , на излучение $Q_{g,rad}$, теплопроводность $Q_{g,cond}$, потери энергии электронов на ионизацию атомов $Q_{g,i}$ и трение о нейтральные частицы $Q_{g,n}$. Баланс тепла на поверхности катода определяется потоком тепла из разрядного промежутка Q_{cp} , приносимый потоком ионов на катод, и потерей тепла на излучение $Q_{c,rad}$, теплопроводность $Q_{c,cond}$, и термоэлектронную эмиссию с катода $Q_{c,em}$. Поток тепла Q_{ap} , приходящий из плазмы на анод, расходуется на нагрев сублимированного материала от начальной температуры до температуры плавления и последующее парообразование расплавленного материала Q_{abl} , а так же теплопроводность $Q_{a,cond}$ и излучение $Q_{a,rad}$. В свою очередь, параметры разрядного промежутка определяются параметрами (давлением насыщенных паров) испаренных потоков частиц углерода и металла с поверхности анода, взаимодействующих с буферным газом гелием постоянного давления $p_{He} = 24$ Торр. Состав плазмы и ионизационные компоненты рассчитываются с помощью уравнения Саха в предположение локального термодинамического равновесия разрядного промежутка. Сублимация материала анода рассчитывается в рамках модели испарения

Лэнгмюра, а полное давление насыщенных паров находилось по давлению насыщенных паров испаряемых частиц катализатора и углерода, составляющих материал сердечника анода, помноженным на их молярную долю.

Экспериментально была измерена и с помощью представленной модели была рассчитана зависимость межэлектродного зазора L_g от напряжения на разряде U_d при давлении буферного газа гелия 24 Торр и токе разряда 100 А. Экспериментально и теоретически было показано, что напряжение разряда растет практически линейно с межэлектродным расстоянием, что говорит о наличии классического положительного столба разряда, когда падение напряжения пропорционально длине положительного столба при постоянном электрическом поле.

Результаты моделирования с помощью представленной модели показали хорошее согласие с расчетными [2] и экспериментальными [5] данными, в частности, хорошее соответствие абсолютных значений температуры и плотности электронов, напряжения на разрядном промежутке и скорости абляции анода в зависимости от разрядного тока I_d (50-100 А).

Были проведены расчеты параметров плазмы дугового разряда при испарении композитного анода с добавлением в сердечник графитового анода металлов - стружки алюминия, магния и циркония. Было показано, что даже небольшое (<1% массовой доли) добавление металла в сердечник анода приводит к существенному изменению всех параметров плазмы разряда.

Список литературы

1. Keidar M. Factors affecting synthesis of single wall carbon nanotubes in arc discharge // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007. V. 40, No. 8. P. 2388
2. Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. Дуговой разряд с испаряющимся анодом // ЖТФ. 2001. Т. 71, № 10. С. 41.
3. Keidar M., Beilis I. Modeling of atmospheric-pressure anodic carbon arc producing carbon nanotubes // Journal of Applied Physics. 2009. V. 106, No. 10. P. 103304.
4. Kundrapu M., Keidar M. Numerical simulation of carbon arc discharge for nanoparticle synthesis // Physics of Plasmas. 2012. V. 19, No. 7. P. 073510.
5. Афанасьев Д., Блинов И., Богданов А. и др. Образование фуллеренов в дуговом разряде // ЖТФ. 1994. Т. 64, № 10. С. 76.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 18-19-00213).*



СЕКЦИЯ 9

Теплообмен и гидродинамика в технологических процессах



ЖИДКОСТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ КИЛОВАТТНОГО КЛАССА НА ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Агапов К.В.^{1,2}, Дуников Д.О.^{1,3}

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

² ООО «ИнЭнерджи», Москва

³ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

e-mail: agapovkv@mail.ru

Топливные элементы с электролитом в виде полимерной протон-проводящей мембраны (ТПТЭ) пользуются популярностью благодаря высокой плотности мощности, высокому КПД, низкой рабочей температуре, быстрого запуска системы, отсутствия вредных выбросов в атмосферу и большому сроку службы.

Производительность и срок службы ТПТЭ во многом определяются рабочей температурой, с ее ростом улучшается кинетика электрохимических процессов в ячейках, однако, после 80°C начинаются процессы стеклования в полимерных мембранах, также мембраны начинают пересыхать, что приводит к снижению производительности и даже выходу из строя. Поэтому наиболее предпочтительным для работы ТПТЭ считается диапазон от 60 до 80°C. Обеспечение эффективного теплового режима работы позволит существенно повысить срок службы ТЭ.

Стабильные тепловой и водный балансы топливного элемента – это два ключевых фактора обеспечения хорошей производительности энергоустановки, и они неразрывно связаны между собой. Топливные элементы портативных классов обычно имеют воздушное охлаждение, однако, при переходе к энергоустановкам киловаттного класса возникают трудности обеспечения надежного охлаждения. Избыточное тепловыделение в мембранно-электродном блоке (МЭБ) приводит к работе при повышенной температуре, соответственно, снижается влагосодержание и вырабатываемая мощность падает. В случае снижения температуры и затопления мембраны скорость переноса протонов в катодную область падает, соответственно МЭБ уже не может эффективно работать.

Было выполнены испытания топливного элемента PEMFC-WS производства компании «ИнЭнерджи». Водород подавался из баллона через редуктор с избыточным давлением 0.5 бар. Поток газа контролировался с помощью массового расходомера-регулятора с соблюдением стехиометрического соотношения между газом/воздухом 1:2.3. Воздух нагнетался посредством вентилятора, обороты (расход) которого регулировались напряжением питания. Для охлаждения использовалась дистиллированная вода с электропроводностью не более 0.07 мкСм/см. Входящий воздух увлажнялся выходящим из стека воздухом до относительной влажности 85%. В качестве потребителя мощности от топливного элемента была выбрана электронная программируемая нагрузка АК ИП 1384/8. Стек работает температуре 80°C и разработан для быстрого (10 с) выхода на режим. Для быстрого запуска и поддержания баланса при старте

воздух в ТЭ подается при температуре не менее 70°C, в дальнейшем она снижается до 51°C. Охлаждающая жидкость перед подачей в стек при старте ТЭ нагревается до 67°C, с увеличением снимаемой/вырабатываемой мощности ее температура поддерживается около 70°C. В конце эксперимента в топливный элемент подавался инертный газ (аргон), причем как в анодную, так и в катодную область. Сделано это было для того, чтобы равномерно распределить оставшиеся реагенты по всему стеку и затем удалить их, в том числе капли воды и водяной пар.

Была определена вольт-амперная характеристика и рассчитан КПД ТПТЭ в зависимости от расхода водорода:

$$\eta = P / (GQ) \quad (1)$$

где P - мощность топливного элемента; G - расход водорода; Q - высшая теплота сгорания водорода (141 кДж/кг). Результаты представлены на рис. 1.

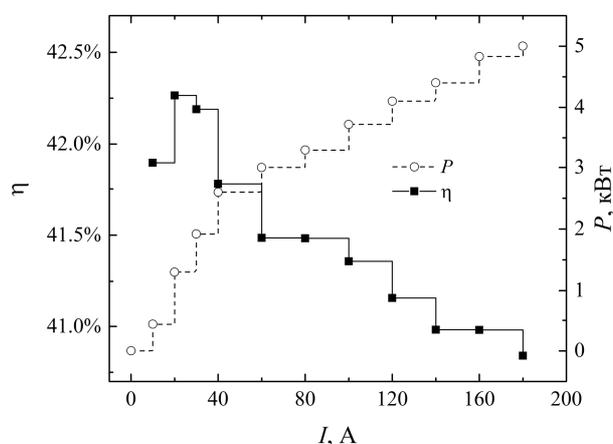


Рис. 1. График изменения КПД и зависимость снимаемой мощности от тока нагрузки

Эффективное водяное охлаждение ТЭ позволило добиться практически постоянного значения КПД на уровне 42%-41% для диапазона мощностей 0.5-5 кВт. Колебания и небольшое снижение КПД можно объяснить увеличением параметров продувки.

Таким образом, можно заключить, что энергоустановках на основе ТЭ киловаттного класса отвод избыточного тепла эффективней осуществлять водой, а не воздухом, что позволяет снимать максимальное количество электрической энергии, балансируя параметрами охлаждающего агента (расходом, температурой входа теплоносителя и т.д.) и поддерживая работу ТЭ в оптимальном для него режиме.

ОЦЕНКА И УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАЗРЫВ ПЛАСТА

Бабенков М.Б.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

E-mail: babenkov_mb@spbspu.ru

Разность температуры на поверхности и на глубине гидроразрыва составляет порядка 80° - 100° , что предъявляет повышенные требования к реологическим свойствам рабочей жидкости гидроразрыва. Под воздействием температуры меняется вязкость, которая оказывает влияние на конечную форму трещины и динамику ее распространения внутри пласта. Необходимо построить модель, позволяющую проводить расчет температуры жидкости и слоя породы в окрестности трещины, потребляя минимум вычислительных ресурсов и используя доступные данные о теплофизических свойствах породы и рабочей жидкости гидроразрыва.

Запишем уравнение баланса энергии для жидкости и для пласта. Температура жидкости в трещине $T_F(t)$ и температура слоя породы считается однородной $T_R(t)$ внутри всей рассматриваемой области. Жидкость обменивается тепловой энергией с пластом за счет утечек в пласт и теплоотдачи по закону Ньютона-Рихмана через растущую площадь поверхности трещины с переменным коэффициентом теплоотдачи. Площадь трещины считается известной и в простейшем случае находится из PKN-модели, но может быть использована любая функциональная зависимость, аппроксимированная по численным данным. Предполагается, что пласт однородный. Толщина слоя пласта с которым жидкость вступает в теплообмен находится с использованием метода, предложенного в [1] и растет в зависимости от времени следующим образом:

$$D(t) = \sqrt{\lambda_R t / (C_V^R \rho_R)},$$

где λ_R – теплопроводность породы, t – время, отсчитываемое с начала закачки, C_V^R – удельная теплоемкость породы, ρ_R – плотность породы.

$$C_V^F \rho_F \frac{\partial T_F(t)}{\partial t} = c(T_R(t) - T_F(t)) - \frac{C_V^F \rho_F V'_{Pump}(t)}{V_{Pump}(t)} (T_F(t) - T_F^0)$$

$$C_V^R \rho_R \frac{\partial T_R(t)}{\partial t} = -c(T_R(t) - T_F(t)) - \frac{C_V^R \rho_R V'_{Rock}(t)}{V_{Rock}(t)} (T_R(t) - T_R^0) +$$

$$\frac{C_V^F \rho_F V'_{Leak}(t)}{V_{Leak}(t)} (T_F(t) - T_R(t)),$$

где C_V^F – удельная теплоемкость рабочей жидкости, ρ_F – плотность рабочей жидкости, C_V^R – удельная теплоемкость пласта, c – переменный коэффициент теплоотдачи, $V_{Pump}(t)$ – объем закачанной жидкости, $V_{Rock}(t)$ – объем пласта, с которым жидкость

обменивается теплом, $V_{Leak}(t)$ – объем утечек жидкости в пласт.

Данная модель допускает обобщение на Pseudo 3D (P3D) и Planar 3D (PL3D) постановки. В таком случае уравнения баланса энергии формулируются для элемента выделенного объема. Стационарное решение задачи теплообмена жидкости и слоя пласта при начальных условиях

$$T_R(0) = T_R^0, \quad T_F(0) = T_F^0$$

дается следующим выражением:

$$T_{eq} = \frac{10C_V^F \rho_F T_F^0 + 13C_V^R \rho_R T_R^0}{10C_V^F \rho_F + 13C_V^R \rho_R}.$$

В случае, если рабочей жидкостью является вода, а породой в которой распространяется трещина – песчанник, то стационарная температура вычисляется по следующей формуле (см. рис. 1):

$$T_{eq} = (T_R^0 + T_F^0) / 2.2,$$

что хорошо согласуется с инженерными оценками.

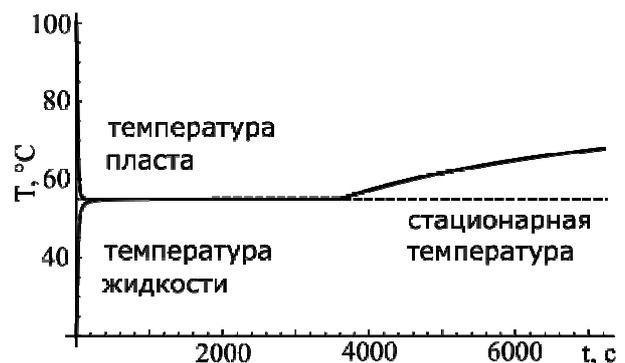


Рис. 1. Зависимость температуры слоя пласта и рабочей жидкости от времени

Список литературы

1. Слепян Л. И. Нестационарные упругие волны. – 1972.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы", Мероприятие 1.2., Соглашение о предоставлении субсидии № 14.575.21.0146 от 26.09.2017, уникальный идентификатор ПНИ: RFMEFI57517X0146.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ОЧИСТКЕ ВОДОРОДА С ПОМОЩЬЮ ПРОТОЧНОГО МЕТАЛЛОГИДРИДНОГО РЕАКТОРА

Блинов Д.В., Борзенко В.И., Дуников Д.О.

Объединенный институт высоких температур (ОИВТ РАН)

e-mail: h2lab@mail.ru

В рамках государственных программ по увеличению доли использования возобновляемых источников энергии растет интерес к производству H_2 , полученному биологическим путем («биоводород») [1]. Однако прямое использование биоводорода в энергоустановках на базе топливных элементов невозможно из-за высокого содержания примесных газов, в основном CO_2 , и низкого парциального давления H_2 в смеси [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований тепловых процессов, происходящих при извлечении (очистке) водорода из газовой бинарной смеси (H_2+CO_2) с помощью фильтрации через слой водородпоглощающего интерметаллического сплава.

В лаборатории водородных энергетических технологий ОИВТ РАН разработаны и созданы металлгидридные реакторы очистки водорода проточного действия РХО-8 и РХО-8И [3-5]. Конструкции металлгидридных реакторов РХО – 8 и его исследовательский аналог РХО – 8И (Рис.1) основываются на созданных ранее конструкторских решениях [6, 7].

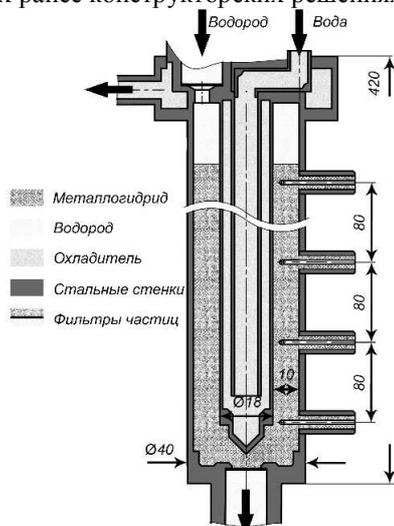


Рис.1. Экспериментальный реактор проточного типа РХО-8И.

Для охлаждения/нагрева реакционной камеры реактора РХО – 8И предусмотрена внутренняя трубка Фильда, расположенная вдоль оси патрона, которая обеспечивает отвод/подвод тепла от/к зоне реакции водород-сплав. Водородпоглощающий сплав $LaFe_{0.1}Mn_{0.3}Ni_{4.8}$ в количестве 1 кг, измельченный до размера зерна ~ 10 мкм («засыпка»), находится в кольцевом зазоре между внешней трубкой реактора и внутренней трубкой Фильда. Наличие технологических отверстий под температурные датчики позволяет получать значения температуры засыпки по всей длине реактора. Реактор РХО – 8 представляет собой аналогичную конструкцию, но для более эффективного охлаждения/нагрева засыпки сплава предусмот-

рена также внешняя «рубашка» для тока теплоносителя.

При помощи реактора РХО-8И выполнено разделение бинарной смеси водорода и углекислого газа, моделирующей состав водорода биологического происхождения ($H_2/CO_2 \sim 50/50$ % об.). Показано, что кризисные явления, вызванные увеличением температуры реакционной зоны, приводят к снижению скорости поглощения водорода из газовой смеси, прорыву водорода через засыпку металлгидрида, увеличению потерь водорода в процессе очистки и снижению эффективности работы металлгидридных проточных реакторов. Экспериментально определены коэффициенты извлечения (КИ) водорода из смеси H_2+CO_2 , показано, что в бескризисных режимах возможно достижение интегральных значений КИ водорода свыше 85% при высокой степени заполнения реактора вплоть до 80%. Также показано, что повышение входного давления смеси смещает кривую интегрального КИ водорода в сторону высоких значений на 8%, что связано с повышением перепада давления, необходимого для обеспечения условий сорбции водорода в условиях прогрева металлгидридной засыпки сплава.

Список литературы

1. Энергетическая стратегия России на период до 2030 года: утв. распоряжением Правительства РФ от 13 ноября 2009 г. №1715-п // СЗ РФ. 2009. № 48 Ст. 5836.
2. Debabrata D., Veziroglu T. N. Advances in biological hydrogen production processes // International Journal of Hydrogen Energy. – 2008. – Т. 33, № 21. – С. 6046-6057.
3. Blinov D. V., Dunikov D. O., Kazakov A. N., Romanov I. A. Influence of geometrical non-uniformities of $LaNi_5$ metal hydride bed on its structure and heat and mass transfer at hydrogen absorption // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Т. 891, № 1. – С. 012119.
4. Блинов Д. В., Борзенко В. И., Дуников Д. О., Малышенко С. П. Разработка металлгидридных реакторов хранения и очистки с улучшенным теплообменом // Тез. Докл. XIX Школы-семинара молодых ученых и специалистов под рук. ак. РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» – М.: Издательский дом МЭИ, 2013. – С. 161-162.
5. Д.В. Блинов, В.И. Борзенко, Д.О. Дуников. Экспериментальные исследования тепловых процессов при разделении водородсодержащей смеси методом продувки через металлгидрид // Водородные энергетические технологии: Материалы семинара лаборатории ВЭТ ОИВТ РАН: сб. науч. тр. – 2017. – Т. Электронное издание, М.: ОИВТ РАН, № Вып. 1. – С. 121-128.
6. Борзенко В. И., Дуников Д. О., Малышенко С. П. Металлогидридный патрон для хранения водорода. Патент РФ №80702 // Металлогидридный патрон для хранения водорода. Патент РФ №80702, 2008.
7. Блинов Д. В., Борзенко В. И., Дуников Д. О., Малышенко С. П. Очистка водорода методом продувки через металлгидрид // Вестник МЭИ. – 2012. № 2. – С. 44-49.

Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда
(проект №№ 17-79-20413).

Вендланд Л.Е.^{1,2}, Монин С.В.³, Пугачук А.С.^{1,4}, Косой А.А.¹, Синкевич М.В.^{1,2}¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва² Российский Университет Дружбы Народов³ АО «Научно-производственное объединение «ЛЭМЗ»⁴ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

e-mail: vendlandl@gmail.com

Существует множество разнообразных потенциальных источников тепловой энергии не требующих сжигания топлива. В первую очередь это бросовое тепло электрогенерирующих установок или производственных технологических процессов. Кроме этого для производства тепла широко используются возобновляемые источники энергии. Характерная черта производства полезного тепла такими источниками – проблема независимого регулирования количества отпускаемого тепла и текущей мощности основного производства. В случае утилизации тепла электрогенерирующей установки, если есть потребность в электроэнергии, то есть и тепло, которое можно утилизировать. Графики потребления тепла не совпадают с графиками потребления электроэнергии. Такие же проблемы возникают и при использовании возобновляемых источников энергии. Если это солнечная энергия, то днем при ясной погоде энергии много, при плохой погоде, мало, а ночью совсем нет. Один из способов решения этой проблемы – использование тепловых аккумуляторов. При разработке тепловых аккумуляторов одна из очень важных задач – выбор аккумулирующего вещества. Выбираемое вещество должно иметь максимальную удельную теплоемкость в требуемом температурном диапазоне. Наилучшие результаты получаются тогда, когда у выбираемого вещества в требуемом диапазоне температур происходят фазовые переходы. В зависимости от того, при какой температуре надо запасать тепло, выбор аккумулирующего вещества будет разный. Для температурного диапазона 50 – 80 °С очень перспективным аккумулирующим веществом является простой парафин. Еще одна исключительно важная задача для систем аккумулирования тепла – управление процессом накопления энергии. Рассматривается случай, когда источник тепловой энергии независим от системы накопления тепла. Это означает, что неизбежны случаи, когда при полностью заряженных тепловых аккумуляторах источник тепла будет выдавать его в количестве, достаточном для создания аварийной ситуации (перегрев и разрушение элементов конструкции). Очевидно, что необходима защита, которая будет при полностью заряженном тепловом аккумуляторе отключать систему утилизации тепла от источника энергии.

АО «Научно-производственное объединение «ЛЭМЗ» совместно с Объединенным институтом высоких температур РАН разработали утилизатор-аккумулятор тепловой энергии, предназначенный для автономных объектов, работающих в сложных климатических условиях без обслуживающего персонала [1]. Предусмотрена утилизация тепла выхлопных

газов небольшой энергоустановки (расход газа до 0,2 кг/с и температура до 600 °С). Номинальная тепловая емкость аккумулятора составляет 200 МДж. В качестве вещества, аккумулирующего тепло, был выбран парафин. Чтобы защитить парафин от перегрева аккумулятор тепла и греющие выхлопные газы разделены контуром с промежуточным теплоносителем. Контур с промежуточным теплоносителем выполнен по принципу тепловой трубки. Греющие выхлопные газы подаются в теплообменник-утилизатор, представляющий собой газотрубный испаритель вторичного теплоносителя. Теплоаккумулирующий блок представляет собой емкость заполненную парафином. В этой же емкости располагается теплообменник-конденсатор. Пары промежуточного теплоносителя подаются в теплообменник-конденсатор, где конденсируются, отдавая скрытую теплоту парообразования парафину. Контур промежуточного теплоносителя выполнен герметичным, и давление в этом контуре определяется температурой конденсации. С ростом температуры парафина растет давление в контуре вторичного теплоносителя. В этом контуре предусмотрена расширительная емкость с «воздушной подушкой». При увеличении давления жидкая фаза вторичного теплоносителя выдавливается в расширительную емкость. «Воздушная подушка» настраивается так, что при заданной предельной температуре парафина вся жидкая фаза вторичного теплоносителя выдавливается в расширительную емкость и теплообмен между греющими газами и аккумулятором тепла прекращается. В качестве промежуточного теплоносителя используется этиловый спирт.

Был изготовлен опытный образец такого утилизатора-аккумулятора тепловой энергии и проведены исследования его характеристик. В статье представлены основные результаты экспериментов.

Проведенные испытания полностью подтвердили заложенные в расчеты технические характеристики. Была подтверждена надежная работа саморегулируемого устройства утилизации тепла выхлопных газов, показана возможность тонкой настройки максимальной температуры аккумулятора. Полученная эффективность утилизации тепла при полностью разряженном аккумуляторе тепла более 90%. По мере зарядки эффективность снижается и падает до нуля при полностью заряженном аккумуляторе.

Список литературы

1. Косой А.С., Монин С.В., Кузенков А.Н. и др. Система подогрева установки с тепловым двигателем // Патент на изобретение RU2641775.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГРЕЮЩЕГО ПАРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИДКОЙ ФАЗЫ ЗА СОПЛОВОЙ ТУРБИННОЙ РЕШЕТКОЙ

Гаврилов И.Ю., Попов В.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: GavrilovIY@mpei.ru

Особенностью процесса расширения пара в проточной части паровой турбины, является наличие фазового перехода в цилиндре низкого давления. Образование жидкой фазы приводит к снижению КПД турбоагрегата, а так же возникновению эрозии рабочих лопаток. Наиболее опасной является крупнодисперсная влага, образование которой связано с формированием пленок жидкости на поверхностях лопаток.

Одной из основных задач при проектировании элементов проточной части, работающих в условиях полидисперсного влажно-парового потока, является снижение эрозионного износа рабочих лопаток. Для этого используются пассивные и активные методы борьбы. Пассивные методы заключаются в улучшение эрозионной стойкости рабочей лопатки. А одним из самых распространенных активных методов, является сепарация влаги с поверхностей проточной части турбины. Как показывают результаты обследования турбоустановок во время ремонта, данные методы не в полной мере решают проблему эрозии рабочих лопаток. Кроме того, наличие щелей на поверхности профиля при внутриканальной сепарации приводит к повышению потерь кинетической энергии. Что касается характеристик жидкой фазы, то данный метод позволяет снизить концентрацию капель, но при этом никак не воздействует на ее размеры [1].

Существует ряд перспективных, но практически неизученных методов, которые могут оказаться более эффективными по сравнению с внутриканальной сепарацией [3-4]. Одним из таких методов является обогрев поверхностей сопловых лопаток с выпуском пара на поверхность профиля.

Как показано в работе [5] применение вдува греющего пара, позволяет вывести потери кинетической энергии в потоке влажного пара на уровень соответствующей гладкому профилю, несмотря на наличие щели на поверхности. Кроме этого происходит уменьшение диаметров капель за решеткой, что снижает эрозионный износ рабочих лопаток [6]. При этом в данной работе для исследования влияния температуры на характеристики жидкой фазы использовался метод PIV, который при исследовании полидисперсного потока влажного пара дает только осредненную картину течения.

В настоящей работе для более подробного исследования влияния температуры греющего пара использовался метод PTV, который позволяет в полидисперсном потоке определять отдельные источники капель, а так же количество зафиксированных частиц. Для обработки полей скоростей был написан алгоритм для подавления шума и выявления источников капель.

В качестве объекта исследования использовался плоский пакет периферийного сечения последней ступени турбины с полыми сопловыми лопатками с щелью для выпуска пара, расположенной как раз в той области, где сосредоточена наибольшая концентрация крупнодисперсной влаги. Эксперимент проводился на стенде контура влажного пара (КВП), тепловая схема которого включена в тепловую схему ТЭЦ МЭИ.

Экспериментальные исследования проводились в условиях полидисперсного двухфазного потока.

В работе рассматривается влияние температуры греющего пара при его постоянном расходе. Исследования проводились для двух значений начальной влажности $y_0 = 1\%$ и 3% при теоретическом числе Маха $M_{1t} = 0,7$.

На основе полученных полей скоростей определены кинематические характеристики капель, которые имеют максимальную концентрацию в рассматриваемых областях за решеткой. Определено как влияет температура греющего пара на распределение крупных капель в кромочном следе, где концентрация влаги максимальная. Увеличение температуры греющего пара приводит к перераспределению потоков капель. Кроме того, количество эрозионно-опасных капель уменьшается.

Использование обогрева позволяет испарить часть влаги в канале, что приводит к снижению концентрации капель за решеткой.

Список литературы

1. Gribin V. G., Tishchenko A. A., Gavrilov I. Yu., et. al. Experimental study of intrachannel separation in a flat nozzle turbine blade assembly with wet stream flow // *Power Technology and Engineering*, 2016, V. 50, No. 2, P. 180-187.
2. Грибин В.Г., Тищенко А.А., Тищенко В.А. и др. Экспериментальное исследование особенностей движения частиц жидкой фазы в межлопаточном канале сопловой решетки паровой турбины // *Электрические станции*, 2016, № 11, С. 19-26
3. Дейч М. Е. Газодинамика решеток турбомашин. М.: Энергоатомиздат. 1996. 528 с.
4. Аверкина Н.В., Качуринер Ю.Я. и др. Опыт промышленного применения обогрева направляющих лопаток для снижения эрозии влажно-паровых турбинных ступеней // *Электрические станции*, 2004, № 2, С. 24-28
5. Khomyakov S.V., Alexeev R.A., Gavrilov I.Y., et. al. Experimental study of the efficiency of steam injection on wet-steam turbine stator blade cascade // *Journal of Physics: Conference Series*, 2017, V. 891, conf. 1. Paper 012256
6. Грибин В.Г., Тищенко А.А., Гаврилов И.Ю. и др. Влияние температуры вдуваемого пара на характеристики жидкой фазы за изолированной сопловой решеткой // *Вестник МЭИ*, 2017, № 3, С. 6-12

*Работа поддержана РФФ
(грант № 17-79-10181).*

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕПЛООБМЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ РЕКУПЕРАТОРА МИКРОТУРБИННОЙ УСТАНОВКИ

Гаврилова Ю.А.^{1,4}, Бесчастных В.Н.³, Борисов Ю.А.^{1,4}, Ачкасов Д.А.^{3,4}, Косой А.С.^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

² Российский Университет Дружбы Народов, Москва

³ АО «Научно-производственное объединение «ЛЭМЗ», Москва

⁴ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

e-mail: boricovyu@gmail.com

Одной из главных предпосылок успеха при создании высокоэффективной микротурбинной установки является наличие рекуператора отвечающего ряду требований. Такими требованиями являются: высокая степень рекуперации (90% и более); минимальные гидравлические сопротивления (потери полного давления в рекуператоре не должны превышать 5 – 6% напора, развиваемого компрессором); надежность конструкции; способность выдерживать большое количество термических циклов, связанных с запуском, остановом и изменением режимов работы. А также необходимо обеспечить минимальные массогабаритные показатели.

Объединенный институт высоких температур РАН совместно с АО «Научно-производственным объединением «ЛЭМЗ» разработали конструкцию рекуператора с матрицей, образованной поверхностями теплообмена типа Френкеля. Матрица формируется множеством попарно соединенных в виде конвертов металлических пластин с компланарным направлением гофр. Матрицу охватывает цилиндрический наружный корпус. Пластины конвертов имеют на своих поверхностях штампованный рельеф, в виде гофр и внутренних перегородок, соединенных между собой так, что образуются каналы течения по многоходовой перекрестноточной схеме с общим противотоком. Конверты имеют выступающие за периферийную кромку отбортовки, которые образуют впускные и выпускные коллекторные окна на внутренней цилиндрической поверхности матрицы. Такая конструкция основательно разгружает компоненты рекуператора от термических напряжений, а расположение раздаточных коллекторов упрощает систему подвода и отвода теплоносителей, что позволяет избежать излишних гидравлических потерь в подводящих трубопроводах.

Теплообменные поверхности типа Френкеля хорошо изучены [1], их преимущества подтверждены экспериментальными [2] и расчетными [3] исследованиями. Если принять допущение, что раздача теплоносителей выполняется равномерной, то теплогидравлические расчеты с достаточной степенью точности возможно выполнить по критериальным

зависимостям с использованием известных экспериментальных данных. Данные расчеты использовались для определения размеров и конфигурации гофрированных пластин в первом приближении. Однако требование минимизации гидравлических потерь приводит к тому, что равномерная раздача теплоносителей становится сложной технической задачей. Для решения этой задачи была произведена оптимизация теплообменных поверхностей с целью минимизации неравномерности раздачи теплоносителей при соблюдении допустимых величин потерь полного давления.

Варианты конфигурации теплообменной поверхности анализировались в трехмерной постановке задачи, с использованием математической модели (решаемой с применением численных методов) течения рабочего газа в каналах рекуператора. Для сокращения времени расчета неравномерностью потока на входе в рекуператор пренебрегали, что позволило рассматривать при расчете только один конверт. Расчетная область представляла собой пространство ограниченное двумя гофрированными пластинами.

В результате выполненной оптимизации конфигурации теплообменной поверхности были рассмотрены несколько вариантов формирования сети перекрестных каналов. Минимальными гидравлическими потерями и максимальной равномерностью распределения потока газа по каналам рекуператора обладает конверт с совмещенными клиновидными коллекторами, сечения которых увеличиваются по мере вхождения в них каналов.

Список литературы

1. Тихонов А.М. Регенерация тепла в авиационных ГТД // М.: Машиностроение, 1977. 108 с.
2. Савостин А.Ф., Тихонов А.М. Исследование характеристик пластинчатых поверхностей нагрева // Теплоэнергетика. 1970. №9. С. 75-78.
3. Stasiek J., Collins M.W., Ciofalo M., Chew P.E. Investigation of flow and heat transfer in corrugated. Passages-I. Experimental results // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1996. V.39. No. 1. P. 149-164.

**РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА
В ТРУБОПРОВОДЕ, ОБОРУДОВАННОМ КАБЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ ЭЛЕКТРООБОГРЕВА**

Дееб Равад (Сирия), Сиденков Д.В.

Национальный исследовательский университет "МЭИ", Москва

e-mail: e.rawad.deeb@yandex.ru

Применение кабельного электрообогрева трубопроводов может иметь целый ряд технологических преимуществ, а именно: возможность монтажа по месту; компактность конструкции; унификация оборудования; приемлемые капитальные затраты.

Наряду с этим актуальным является вопрос оптимизации энергозатрат при применении кабельных систем для поддержания стабильной температуры транспортируемого вещества, разогрева трубопровода, подогрева движущейся среды до заданной температуры, определения оптимальной длины обогреваемого участка.

Экспериментальные исследования проводились в учебно-исследовательской лаборатории «Теплоносные системы» кафедры Теоретических основ теплотехники на экспериментальном стенде для оценки эффективности кабельной системы электрообогрева, исследования теплоотдачи и гидравлического сопротивления при течении жидкости в профилированном канале. На рис.1 представлена принципиальная схема стенда, интегрированного в качестве пикового доводчика 9 в схему теплонасосной установки с грунтовым теплообменником.

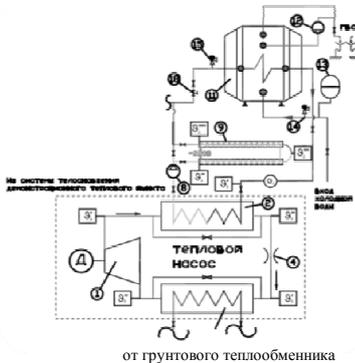


Рис.1. Стенд с тепловым насосом
I- Теплонасосная установка (ТНУ); II- Бойлер; III-Пиковый доводчик- Экспериментальный стенд.

Измерительная аппаратура стенда позволяет контролировать температуру (12 точек), давление (2 датчика вход / выход) и расход жидкости в реальном времени с помощью компьютеризованной системы (АЦП) сбора и обработки информации.

На рис.2 представлены результаты экспериментального исследования процесса разогрева воды в теплоизолированном трубопроводе диаметром 40 мм, оборудованном саморегулирующимся кабелем ФСС-60 [1], имеющим убывающую линейную зависимость мощности тепловыделения от температуры. Разработана численная модель экспериментальной установки для расчёта в ANSYS, включающая следующие зоны (рис.3): вода (1), стенка трубы (с $\lambda(t)$) (2), жилы кабеля (с $q_v(t)$) (3), электроизоляция кабеля (с $\lambda(t)$) (4), тепловая изоляция (5).

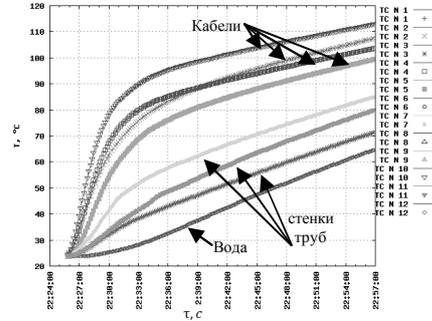


Рис.2. Изменение температуры датчиков во времени

Задача нестационарной теплопроводности описывается дифференциальным уравнением:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial y} \right) + q_v \quad (1)$$

где ρ – плотность материала, кг/м³;
 c_p – удельная теплоемкость материала, Дж/кг·К;
 λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
 q_v – мощность внутренних источников, Вт/м³.

Распределение температуры в конечный момент времени представлено на рис.3.

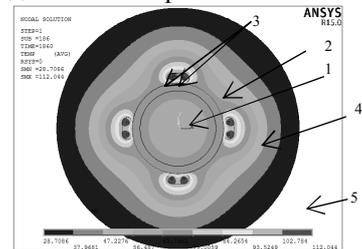


Рис. 3. Поле температуры в сечении трубы в конце эксперимента

Сопоставление динамики экспериментальных результатов с численным расчетом по ANSYS показало хорошее совпадение, что позволяет рекомендовать разработанную численную модель для расчета тепловых состояний подобных систем. Показано также, что оптимальным диапазоном применения пикового доводчика для обеспечения нужд ГВС является интервал входных температур от 430С при догреве до 650С.

Выполнено численное моделирование течения жидкости в обогреваемом канале с помощью пакета Ansys, получены распределения скорости, давления, температуры в диапазоне режимных параметров работы системы электрообогрева. Определены коэффициенты теплоотдачи и сопротивления в различных режимах течения, проведено сопоставление результатов с данными работы [2].

1. www.sst-em.ru
2. V. Gnielinski. On heat transfer in tubes. // Int. Journal of Heat and Mass Transfer 63 (2013) 134–140.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И CFD-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ВО ВХОДНОМ УЧАСТКЕ ТОПЛИВНОЙ СБОРКИ

Добров А.А., Хробостов А.Е., Солнцев Д.Н., Пронин А.Н., Рязанов А.В.

Нижегородский государственный университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород

e-mail: a.a.dobrov@yandex.ru

В основу проекта реакторной установки РИТМ-200 положен парогенерирующий блок интегрального типа с принудительной циркуляцией теплоносителя, расположением парогенератора внутри корпуса реактора и РИТМ активной зоной с увеличенным энергоресурсом [1]. ТВС заключены в шестигранные чехлы, внутри которых размещены центральный вытеснитель с поглощающим стержнем СУЗ, пучок твэлов и стержни с выгорающим поглотителем [2-3]. Конструктивные особенности ТВС кассетной активной зоны обусловили необходимость определения отдельных важных гидравлических характеристик, в частности изучения распределения расхода теплоносителя по ячейкам ТВС на входе в твэльный пучок, т.к. эти данные являются входным граничным условием для проведения теплогидравлического расчета.

В то же время, повышение требований к качеству и уровню обоснования технических решений, используемых при проектировании ядерных энергетических установок, а также ограничение стоимости и сроков НИР при выборе оптимальных конструкций, приводит к необходимости совершенствования программных средств, применяемых для моделирования физических процессов.

Наиболее оперативным и обладающим достаточной для инженерных расчетов точностью методом получения этих данных может являться модельный аэродинамический эксперимент. Однако в связи с внедрением программ вычислительной гидродинамики (CFD) в практику теплогидравлических расчетов активных зон ядерных реакторов, авторами данной работы была предпринята попытка проведения численного моделирования процессов локальной гидродинамики потока теплоносителя во фрагменте тепловыделяющей сборки реактора РИТМ-200 с использованием CFD-программы. Результаты расчетов сравнивались с данными, полученными в процессе

экспериментального исследования, с целью оценки применимости выбранной модели и использованных настроек программы к проведению подобных исследований.

В докладе приведены результаты экспериментального и численного моделирования гидродинамических процессов, протекающих во входном участке модели ТВС реактора РИТМ 200. С использованием пневмометрических зондов получены значения относительных осевых скоростей в нескольких сечениях на входе в пучок твэлов. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по CFD-программе. Результаты компьютерного моделирования могут быть использованы для формирования входных граничных условий для программ поячейкового расчета активной зоны реактора РИТМ-200 с целью учета неравномерности расхода теплоносителя по ячейкам на входе в твэльный пучок, обусловленного сложной конструкцией входного участка ТВС.

Список литературы

1. РИТМ: Реакторные установки для атомных ледоколов и оптимизированных плавучих энергоблоков: [Электронный ресурс] // АО «ОКБМ Африкантов» URL: http://www.okbm.nnov.ru/images/pdf/ritm-200_extended_ru_web.pdf. (Дата обращения: 31.01.2018).
2. Самойлов О.Б., Алексеев В.И., Галицких В.Ю., Белин А.В., Загляднов А.Н., Самусенков В.В., Устьянцев С.Г. Исследование распределения потоков тепловых и эпитепловых нейтронов в ТВС универсального атомного ледокола / О.Б. Самойлов [и др.] // Атомная энергия. – 2016. Т.121. – №6. – С. 307–313.
3. Солонин В.И., Марков П.В. Транспортные реакторные установки: Учебное пособие.- М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. – 138 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации в рамках научного проекта МК-2398.2018.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ШАХТНОЙ ЭЛЕКТРОПЕЧИ КОМБИНИРОВАННОГО НАГРЕВА

Аньшаков А.С.^{1,2}, Домаров П.В.^{1,2}, Синицын В.А.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный технический университет

e-mail: Domaroff@yandex.ru

В настоящее время не полностью решена проблема утилизации и переработки техногенных отходов (твердых бытовых отходов, сельхоз отходов и медицинских отходов), ежегодный прирост которых составляет 20%. В настоящее время наиболее эффективным решением обезвреживания и утилизации техногенных отходов (ТО) является применение газификации ТО в плазменных установках.

Плазменные технологии позволяют перерабатывать техногенные отходы без промежуточного передела, получая из них экологически безопасный шлак и высококалорийный синтез-газ.

Но такие установки не достаточно энергоэффективны из-за большого энергопотребления, значения которого достигаются до 1МВт·ч на 1тонну перерабатываемых отходов. Так же из-за больших энергозатрат плазмотроны имеют невысокий ресурс работы электродов (от 100 до 300 ч). Принимая во внимание выше сказанное, необходима разработка новых подходов к созданию плазменных установок с улучшенными энергетическими характеристиками для решения задачи переработки и обезвреживания ТО является востребованной. Такой энергоэффективной электротехнологией являются установки с комбинированным нагревом.

Для прогнозирования многопараметрического электротехнологического оборудования при плазменной переработке/утилизации техногенных образований и отходов разработана модель тепло- массообмена шахтной электропечи с комбинированным нагревом. Таким видом нагрева является плазменно-омический нагрев. Известно, что отходы имеют влажность от 50 до 65% (в летний период и тип отходов, например, иловые осадки), при такой влажности у отходов проявляется такое свойство, как удельное электрическое сопротивление. При переработке отходы остаются влажными только в пределах зоны сушки. В зону пиролиза отходы уже попадают сухими. Поэтому омический нагрев целесообразно осуществлять только в зоне сушки.

Данное исследование является развитием и усовершенствованием ранее проведенных работ[1] в области создания энергоэффективных плазменных электроустановок для переработки ТО и в основной своей части посвящена численному моделированию сложного тепло- массообмена в шахте электропечи в двухфазной системе (шихта ТО и газовая среда) при дополнительном омическом нагреве в зоне сушки. Прохождение электрического тока через влажные ТО

снижает токовую нагрузку на электроды плазмотрона в процессе их переработки.

Внутри шихты ТО процессы теплообмена между шихтой и газом, находящиеся в противотоке, описываются системой дифференциальных уравнений [2].

При определении выделяемой объемной мощности $q_{V_{эм}}(x)$ в зоне сушки при протекании по шихте отходов электрического тока, применяется программный комплекс конечно-элементного моделирования ANSYS. Полученное распределение объемной удельной мощности тепловыделения $q_{V_{эм}}(x)$ в виде матрицы исходных данных вводится в модель теплофизических процессов. Протекающие процессы тепло- массообмена при взаимодействии шихты ТО и встречным газовым потоком, описываются системой уравнений[2], входящих в программный комплекс взаимосвязанным с теплообменным модулем.

Полученные данные позволяют оптимизировать габариты плазменной электропечи, прогнозировать зону пиролиза и газификации органической составляющей техногенных отходов. Результат расчетов сравнивались с экспериментальными данными и получены вполне удовлетворительные совпадения. Аналогичных расчетов плазменной технологии переработки отходов ранее не проводилось.

Результаты расчетно-теоретических исследований могут быть использованы для разработки методики расчета реакционных объемов плазменных технологических аппаратов с целью оптимизации их габаритных размеров, местоположения максимального тепловыделения и плазмохимических реакций, а также зоны отбора отходящих газов для последующей их очистки.

Изложенные выше преимущества новой плазменной технологии и новизна полученных результатов позволяют рекомендовать их для использования в больших и малых городах, на предприятиях, где образуются промышленные и сельскохозяйственные отходы, в медицинских учреждениях и специальных организациях для переработки токсичных образований и отходов.

Список литературы

1. Anshakov, A. S.; Aliferov, A. I.; Domarov, P. V. Investigation of energy parameters of the plasma-resistive furnace, T and A, Sep. 2016, Vol: 23, No: 5 pp.: 767-772
2. Aliferov A.I, Anshakov A.S., Sinitsyn V.A., Domarov P.V., Danilenko A.A. Modeling ohmic heating in the drying zone of the plasma shaft electric furnace, when recycling the technogenic waste, Journal of Physics: Conference Series. 2016, 754(11), pp. 112002

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В СИСТЕМАХ ВОДОРОДНОГО АККУМУЛИРОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Борзенко В.И., Блинов Д.В., Дуников Д.О., Леонтьев А.И.

Объединенный институт высоких температур РАН

e-mail: h2lab@mail.ru

Повышение эффективности работы водородных систем аккумулирования энергии связано со снижением энергетических затрат при получении, очистке и хранении водорода. В системах, использующих твердофазное хранение водорода в обратимых гидридах металлов, гидрирование происходит при температурах и давлениях, близких к нормальным условиям, что снижает затраты полезной энергии на работу системы хранения и повышает безопасность и простоту эксплуатации. Типичные энергозатраты на реакцию гидрирования интерметаллических соединений лежат в диапазоне 4-5 кВтч/кг H_2 , что ниже чем для ожижения (10-13 кВтч/кг) и компримирования водорода до 350-750 бар (до 6.4 кВтч/кг).

В металлгидридных устройствах водородопоглощающий материал обычно находится в виде засыпки мелкодисперсного порошка с размером частиц порядка 1...10 мкм, с низкой эффективной теплопроводностью (порядка 0.1...1 В/м К), зависящей от давления заполняющего газа и концентрации поглощенного водорода в частицах сплава. Создание эффективных систем хранения связано в первую очередь с необходимостью организации эффективного тепло-массообмена для успешного отвода или подвода теплоты реакции поглощения и выделения водорода.

Исследованы кризисные явления в металлгидридном реакторе РХО-8, заполненном 1 кг интерметаллического соединения $La_{0.9}Ce_{0.1}Ni_5$, поглощающий материал помещен в кольцеобразный зазор, между двумя стальными трубками, охлаждаемыми снаружи и внутри водой. Реактор заряжался чистым водородом со скоростями зарядки до 50 н.л/мин, схема эксперимента и расход водорода на входе в реактор представлены на рис. 1. Кризис теплообмена происходит при скоростях зарядки свыше 10 н.л/мин. Кризис вызван избыточным тепловыделением в засыпке поглощающего материала, которое не компенсируется охлаждением.

Можно выделить три основных механизма, влияющих на скорость поглощения водорода:

1. Кинетика реакции абсорбции, скорость зависит от разницы давлений в подводящей линии и в реакторе и энергии активации реакции;
2. Рост равновесного давления водорода при повышении температуры (уравнение Вант-Гоффа);
3. Теплоотдача от засыпки сплава, скорость зависит от площади поверхности теплообмена и эффективной теплопроводности засыпки.

На рис. 2 представлено давление в подводящей линии и внутри реактора для двух скоростей зарядки: докризисной (10 н.л/мин) и закризисной (30 н.л/мин), кризис возникает, когда давление в верхней части реактора сближается с давлением на входе. В результате режим течения сменяется, и реактор не может поддерживать избранную скорость зарядки. Для по-

вышения производительности металлгидридных устройств необходимо интенсифицировать тепло-массообмен в засыпке поглощающего материала.

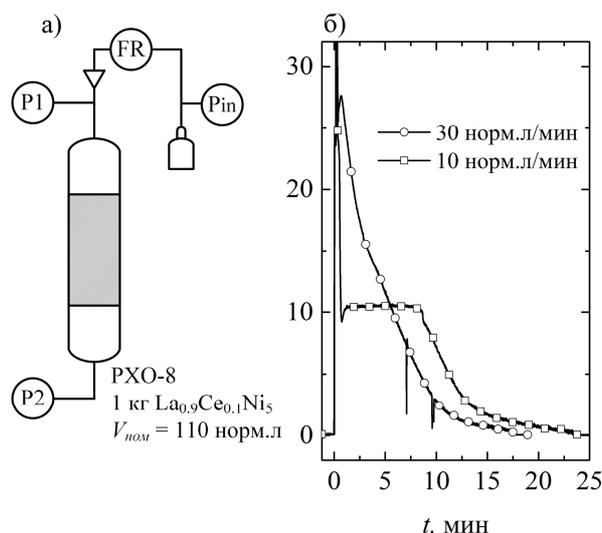


Рис. 1. Схема эксперимента (а), P – датчики давления, FR – расходомер-регулятор; (б) – расход водорода для двух скоростей зарядки реактора

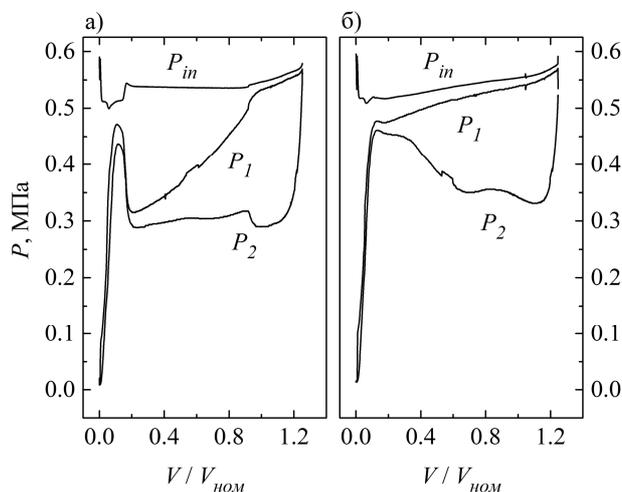


Рис. 2. Давление в ходе эксперимента для двух скоростей зарядки: 10 норм.л/мин (а) и 30 норм.л/мин (б)

В современной практике основным направлением интенсификации является создание эффективных теплообменников с развитой поверхностью или изготовление высокотеплопроводных компактов на основе балластных материалов высокой теплопроводности. Нами также рассматривается задача интенсификации теплообмена в металлгидридных устройствах за счет внешних воздействий на фазовые равновесия.

Работа поддержана РФФ
(проект № 17-19-01738).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ВИХРЕВЫХ ЭЖЕКТОРНЫХ УСТРОЙСТВ В УСЛОВИЯХ ОДНОФАЗНОГО И ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ

Евдокимов О.А., Пиралишвили Ш.А., Веретенников С.В.

Рыбинский государственный авиационный технический университет имени П.А. Соловьева

e-mail: yevdokimov_oleg@mail.ru

Перспективным способом при разработке и создании технических и энергетических устройств является применение закрутки потока. Использование характерных особенностей ограниченных закрученных течений позволяет существенно повысить качество рабочего процесса за счет высокой интенсивности турбулентности, наличия рециркуляционных зон, радиального перераспределения полной энthalпии и других свойств. Вихревые эжекторы, в рабочем процессе которых реализованы отмеченные выше принципы, получили распространение в газо- и нефтедобывающей, химической промышленности, аэрации и озонировании воды, гидротранспорте сыпучих материалов, в энергетике, машиностроении и т.д. [1, 2].

Тем не менее, термогазодинамика закрученных течений, особенно в условиях работы с двухфазными средами, изучена недостаточно, не существует единой критериальной расчетной базы и методологии проектирования вихревых эжекторов, не полностью рассмотрены вопросы их практического применения, в частности, в системах вакуумирования, сепарации и смешения [3].

В работе приведены результаты экспериментальных и численных исследований вихревого прямооточного эжектора в условиях варьирования основных геометрических (относительные площадь соплового ввода, диаметр и длина сопла пассивного потока, диаметр вихревой камеры) и режимных (полное давление на входе, массовый расход воздуха) параметров. Получены оптимальные сочетания указанных параметров, обеспечивающие повышение эффективности рабочего процесса вихревого эжектора на режимах смешения и вакуумирования.

Решена перспективная задача, связанная с организацией откачки вихревым эжектором двухфазной среды за счет вакуумирования двухконтурного топливного коллектора камеры сгорания газотурбинного двигателя. Это позволило реализовать циркуляционную схему движения моющих жидкостей в процессе очистки, заключающуюся в их подаче через первый контур и откачке через второй. Откачка загрязненной промывочной жидкости вихревым эжектором по циркуляционной схеме дополнительно сопровождается засасыванием воздушных масс и требует реализации процессов сепарации и фильтрации с целью организации ее повторного использования [4].

Экспериментальные исследования откачки вихревым эжектором промывочной жидкости показали, что процесс носит нестационарный пульсирующий характер. Это выражается в подкачке жидкости эжектором небольшими порциями и выражено в виде зависимости давления вакуумирования от времени. Нестационарность характеризуется ярко выраженной

периодичностью со средним значением периода ~ 0.85 с, обуславливающей возврат в гидравлическую сеть экспериментального стенда только 52% от общего расхода жидкости, подаваемого в форсуночный коллектор через первый контур. В момент времени, когда первая порция жидкости проходит путь от форсуночного коллектора до входа в эжектор, сечение пассивного сопла эжектора полностью заполняется водой, что приводит к «запирающей» подкачиваемого расхода и падению вакуума в магистрали. После проскока первой порции жидкости внутрь эжектора вновь происходит вакуумирование магистрали и подсосывание последующих порций воды, далее процесс повторяется.

Периодическое изменение давления вакуумирования в магистрали определяет пульсирующий режим работы форсунок топливного коллектора, характеризующийся сменяющимися друг друга стадиями распыла и засасывания жидкости, что и обеспечивает значение массовой доли возвращаемой в систему воды на уровне 52%.

Отмеченный недостаток устранен за счет установки демпферной емкости между топливным коллектором и вихревым эжектором. Это привело к тому, что в процессе экспериментов осуществлялось вакуумирование не только второго контура топливного коллектора, но и демпферной емкости, что позволило дополнительно организовать сепарацию двухфазной смеси под действием массовых сил в объеме приемной емкости и практически полностью исключить попадание промывочного раствора в проточную часть вихревого эжектора. Массовая доля возвращенной промывочной жидкости при этом составила 98% при абсолютном давлении вакуумирования $0.8 \cdot 10^5$ Па.

Список литературы

1. Бирюк В.В., Веретенников С.В., Гурьянов А.И., Пиралишвили Ш.А. Вихревой эффект. Технические приложения. Т. 2. Ч. 2. // М.: Научтехлитиздат, 2014. 288 с.
2. Суслов А.Д., Иванов С.В., Мурашкин А.В., Чижиков Ю.В. Вихревые аппараты // М.: Машиностроение, 1985. 256 с.
3. Guryanov A.I., Evdokimov O.A., Veretennikov S.V., Guryanova M.M. Experimental investigation of premixed air-fuel mixtures and of the combustion specifics of diffusion fuel jets // Inter. J. Ener. Clean. Env. 2017. V. 4, P. 335–348.
4. Evdokimov O.A., Piralishvili Sh.A., Veretennikov S.V., Elkes A.A. Experimental study of cleaning aircraft GTE fuel injectors using a vortex ejector // J. of Phys.: Conf. Ser., 2017. V. 925. pp. 1-6.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 18-31-00399 мол_а).*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ ГАЗО-ЖИДКОСТНЫМ ПОТОКОМ ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ

Мирнов С.В.^{1,2}, Комов А.Т.¹, Варава А.Н.¹, Люблинский И.Е.³,
Дедов А.В.¹, Вертков А.В.³, Захаренков А.В.¹

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

² АО «НИЦ РФ ТРИНИТИ», г. Троицк, Москва

³ АО «Красная Звезда», Москва

e-mail: ZakharenkovAV@mpei.ru

Конструктивные элементы первой стенки термоядерного реактора подвергаются разрушительному воздействию высокотемпературной плазмы: нейтронов с энергией 14.1 МэВ, α -частиц с энергией 3.5 МэВ, ионов с энергией десятки кэВ, электромагнитного и теплового излучения. Все это приводит к деградации структуры и распылению материала первой стенки. На ранней стадии исследований по управляемому термоядерному синтезу считалось, что для решения проблемы первой стенки достаточным будет применение тугоплавких материалов таких, например, как вольфрам. Однако в настоящее время перспективы применения тугоплавких материалов становятся все менее очевидными из-за крайне негативных последствий попадания в плазму атомов с большим Z . По этой причине в создаваемом усилиями международного сообщества термоядерном экспериментальном реакторе (ИТЭР) поверхность первой стенки предполагается покрыть плитками из бериллия. Однако последующие перспективы применения бериллия также весьма неопределенны по целому ряду причин, в том числе и медицинского происхождения.

В последние годы в Российской Федерации достаточно интенсивно проводятся исследования возможности применения в качестве конструктивных элементов, обращенных к плазме реактора, капиллярно-пористых структур, насыщенных жидким литием [1, 2].

В данной работе рассматривается способ температурной стабилизации лимитера токамака T-10 с капиллярно-пористой структурой со стороны, обращенной к плазме и насыщенной жидким литием, диспергированным газожидкостным потоком. Факел распыла, формируемый генератором спрея, конструкция которого представлена на рис. 1, направлен вдоль оси лимитера.

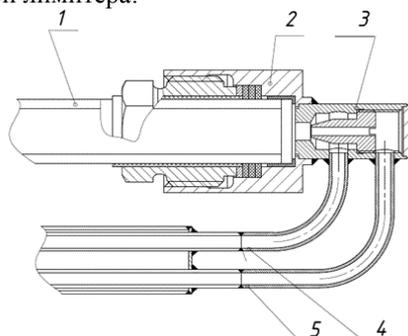


Рис.1. Схема генератора газожидкостного спрея: 1 - рабочий участок, 2 - узел уплотнения, 3 - форсунка, 4 - линия подачи воздуха (газа), 5 - линия подачи воды

Экспериментальные исследования проводились на рабочем участке, схема которого представлена на рис. 2.

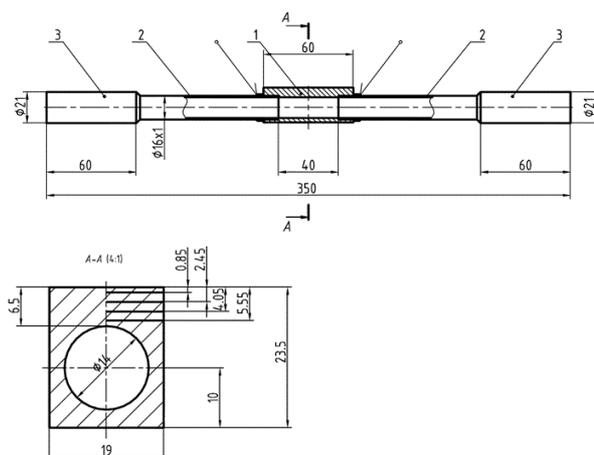


Рис.2. Схема рабочего участка - теплофизической модели лимитера: 1 - мишень, 2 - несущие трубки, 3 - посадочные места

Представлены результаты исследования коэффициента теплоотдачи при следующих режимных параметрах: избыточных давлениях воды $(0,5 \div 1,0) \cdot 10^5$ Па, воздуха $(0,3 \div 2,8) \cdot 10^5$ Па и подводимых к мишени плотностях теплового потока до $4,9$ МВт/м². Представлена разработанная авторами методика обработки экспериментальных данных, позволяющая рассчитать плотность теплового потока, температуру на внешней (обогреваемой) и внутренней (охлаждаемой) поверхности стенок мишени. Экспериментально установлено резкое понижение температуры мишени при подаче воздуха к форсунке генератора.

Список литературы

1. Lyublinski I, Vertkov A, Mirnov S, Lazarev V, Protection of tokamak plasma facing components by a capillary porous system with lithium, J. Nucl. Mater., 2015, 463, P. 1156–1159.
2. Mirnov S, Belov A, Djigailo N, Kostina A, Lazarev V, Nesterenko V and Vertkov A, Recent lithium experiments in tokamak T-11M, J. Nucl. Mater., 2013, 438, P. 224–228.

Работа поддержана РФФ
(соглашение № 16-19-10457).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ЦЕПОЧКИ ИЗ ЧЕТЫРЕХ ВЕТРОГЕНЕРАТОРОВ

Кабардин И.К., Наумов И.В., Окулов В.Л.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: kabardin@itp.nsc.ru

В ветряных электростанциях несколько промышленных ветрогенераторов объединяют в компактную группу расположенных друг за другом ветрогенераторов [1]. Иногда в них используют до 100 и более ветрогенераторов, что требует дополнительной оптимизации рабочих режимов для турбин, попадающих в вихревой след за ротором предыдущей ветроустановки, где отклонение от расчетного оптимального режима работы объясняется существенным снижением скорости ветра внутри следа по сравнению с основным потоком. Отклонение от расчетного оптимального режима работы турбин обычно сопряжено с их эксплуатацией в областях следа с пониженной скоростью ветра и при высоком уровне нестационарных пульсаций течения из-за взаимодействия с его вихревыми структурами [2]. Этот дефицит скорости и дополнительное повышение уровня нестационарных пульсаций за счет взаимодействия с вихревыми структурами, сходящими с лопастей ротора, существенно ухудшают условия работы попадающих в след последующих ветрогенераторов.

Работа направлена на изучение динамики вихревых следов за роторами для поиска оптимальных компоновок ветроэлектростанций. В данной работе проведены экспериментальные исследования производительности и полей скорости за цепочками от двух до четырех моделей ветрогенераторов расположенных соосно. В экспериментах модели описанные выше элементы помещались в водяной канал, длина которого составляла 35 м, ширина 3 м и рабочая высота 0,9 м [3]. Диаметр роторов и дисков составлял $D = 2R = 0,376$ м. Скорость набегающего потока равнялась $V = 0,585$ м/с. Пульсации скорости потока в ходе экспериментов не превышали 3 %. Хорда лопасти и угол ее установки были рассчитаны по теории Беца для оптимального ветрогенератора с быстроходностью $\lambda = 5$, где $\lambda = \Omega R/V$, а Ω - угловая скорость вращения ротора. Числа Рейнольдса Re равнялось 20 000 для быстроходности $\lambda = 5$. Конфигурация из трех последовательно расположенных роторов моделировалась конфигурацией из стоящего выше по потоку диска и двух роторов. Выбор такой конфигурации обусловлен предыдущими исследованиями, которые показали, что дефицит системы диск-ротор идентичен системе ротор-ротор [4,5]. Цепочка из четырех роторов моделировалась конфигурацией из двух дисков и двух роторов, установленные в следующей последовательности друг за другом: диск, затем ротор, затем диск и ротор. Элементы располагались на равных расстояниях, равняющихся от трех до семи диаметров ротора $Lx = 3D, 4D, 5D, 6D, 7D$. Измерялись силовые характеристики на роторах.

Измерялось поле скорости за последним установленным в цепочке ротором. Поле скорости измерено методом цифровой трассерной визуализации PIV. В

качестве осветителя применялся Nd: YAG лазер (120 мДж энергии в импульсе, длина волны 532 нм, частота 4.3 Гц). Лазерный нож проходил вертикально через дно канала и ось последнего ротора, перпендикулярно плоскости вращения лопастей. Регистрация изображения проводилась камерой Dantec HiSense II с разрешением 1344x1024 пикселей. По измеренным силовым характеристикам и измеренному полю скорости за четвертым ветрогенератором предсказано значение мощности для пятого ветрогенератора.

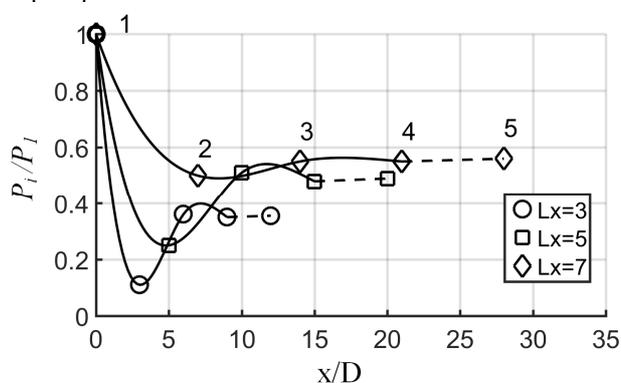


Рис. 1. Отношение мощности ветрогенераторов к мощности первого ветрогенератора при различных расстояниях между роторами Lx . Значения для пятого ветрогенератора предсказаны на основе дефицита скорости за четвертым ветрогенератором.

Измерения силовых характеристики и полей скорости показали, что в цепочке ветрогенераторов мощность на втором элементе цепочки сильно уменьшается по отношению к мощности первого ветрогенератора из цепочки, а потом происходит восстановление мощности начиная с третьего ветрогенератора. Начиная с четвертого ветрогенератора начинается мощность стабилизируется (рис. 1).

Список литературы

1. Окулов В.Л. Роль физического моделирования в развитии роторной аэродинамики (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25. № 1. С. 1-22.
2. Nygaard N. G. Wakes in very large wind farms and the effect of neighbouring wind farms // J. of Physics: Conf. Series. 2014. V. 524. P. 012162.
3. Okulov V.L., Naumov I.V., Mikkelsen R.F., Kabardin I.K., Sørensen J.N. A regular Strouhal number for large-scale instability in the far wake of a rotor // J. Fluid Mech. 2014. V. 747: P. 369-380.
4. Okulov V.L., Naumov I.V., Tsoy M.A., Mikkelsen R.F. Loss of efficiency in a coaxial arrangement of a pair of wind rotors // Thermophysics and aeromechanics. 2017. V. 24. № 4. P. 545-551.
5. Naumov I.V., Litvinov I.V., Mikkelsen R.F., Okulov V.L. Investigation of a wake decay behind a circular disk in a hydro channel at high Reynolds numbers // Thermophysics and aeromechanics. 2015. V.22. № 22. P. 657-665.

Работа поддержана РФФ
(грант № РФФ 14-19-00487П).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОДЕЛИ КОНДЕНСАТОРА В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕННЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ

Мильман О.О., Картусова А.Ю., Птахин А.В., Крылов В.С.

ЗАО НПВП «Турбокон», Калуга

e-mail: turbocon@kaluga.ru

Конденсаторы являются частью любой энергетической установки. В некоторых условиях возникает переход с номинального проектного режима на переменный – ухудшение охлаждения, присосы воздуха и др. [1, 2]. Особый интерес вызывают проблемы, связанные с работой конденсаторов в условиях неравномерного охлаждения части теплообменной поверхности, одна из которых – избыток несконденсированного пара на выходе, поступающего в эжектор. Избыток паровоздушной смеси может привести к запырению эжектора, росту давления в конденсаторе и значительному снижению энергоэффективности установки в целом. В [3] показано, что установка дросселей небольшого сопротивления может повысить эффективность работы конденсатора.

Целью работы являлось выполнение экспериментальных исследований модели конденсатора, состоящей из двух параллельно работающих каналов в условиях неравномерного охлаждения одного из них, в том числе с установленными дросселями за каждым каналом на линии эжектирования паровоздушной смеси.

Экспериментальный стенд конденсатора состоит из двух одинаковых параллельно работающих каналов, имеющих общий подвод пара (см. рис. 1). Каждый однотрубных конденсатор имеет конструкцию «труба в трубе» - во внутренней трубе сверху движется пар, в наружной - охлаждающая вода. Схема движения – противоток. Пар на стенд подается через общий коллектор, в котором установлен расходомер пара – критическое сопло. Объем сконденсированного пара измеряется в конденсатосборниках, установленных за каждым каналом. Несконденсированный пар поступает в линию эжектирования, в которой предусмотрена возможность установки дросселей. В линии эжектирования установлено критическое сопло для измерения расхода паровоздушной смеси в эжектор.

Расход охлаждающей воды измеряется с помощью тарированных диафрагм, перепад давлений на которых измеряется дифманометрами. За измерительными участками установлены вентили, с помощью которых регулируется расход воды на охлаждение каждого канала.

Моделирование режимов работы выполнялось с помощью подачи воздуха в пар или регулирования расходов охлаждающей воды. Были проведены испытания с переменным расходом охлаждающей воды на 1 канал и переменным расходом воздуха, подающегося в пар.

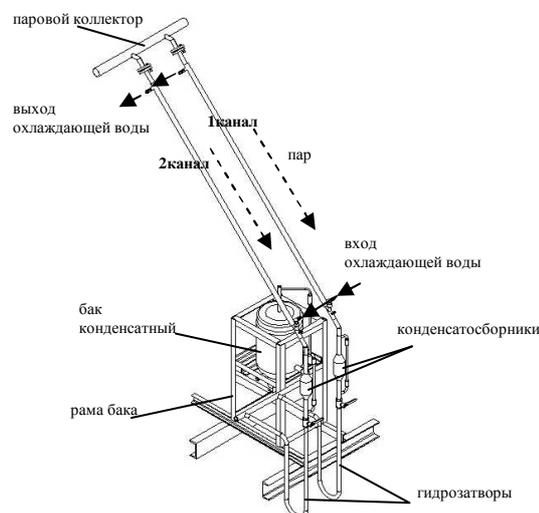


Рис. 1. Вид экспериментальной модели конденсатора

В процессе экспериментальных исследований измерялись значения давления и температуры пара, конденсата и охлаждающей воды.

После проведения серий измерений по специально разработанной методике оценивалась эффективность установки дросселей.

Выводы

1. Создан стенд для экспериментальных исследований процессов теплообмена в условиях неравномерного охлаждения конденсатора.
2. Проведены экспериментальные исследования на модели конденсатора из двух параллельно работающих каналов.
3. Выполнена оценка влияния дросселей на работу конденсатора совместно с эжектором. Установка дросселей на линии эжектирования паровоздушной смеси позволяет оптимизировать совместную работу конденсатора и эжектора.

Список литературы

1. Шкловер Г.Г., Мильман О.О. Исследование и расчет конденсационных устройств паровых турбин. – М.: Энергоатомиздат, 185. – 240с.
2. Федоров В.А. Конденсаторы паротурбинных установок/ В.А. Федоров, О.О. Мильман. – М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. – 560с.
3. Картусова А.Ю. Методика расчета распределения потоков пара в секции воздушно-конденсационной установки в условиях полного и ухудшенного охлаждения// Современные тенденции развития науки и технологий. Тр.6-й Междунар. научно-практической конференции г. Белгород, 2015 г. Ч. 2 с.52

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ СЛОЕВОГО СЖИГАНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОГО БИОТОПЛИВА В КОТЛАХ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Комаров И.И., Каверин А.А., Ростова Д.М., Бычков Н.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

e-mail: komarov_vanya@bk.ru

Теплоснабжение городского населения России большей частью обеспечивается за счет централизованного отопления от ТЭЦ и котельных. Однако организация теплоснабжения в загородных домах, например, в малых населенных пунктах или дачных поселках обеспечивается использованием индивидуальных бытовых котлов. Наиболее распространенный и экологичный способ отопления частных домов – за счет водогрейных котлов на природном газе. Тем не менее подключение к газовой магистрали доступно не для всех потребителей населенных пунктов, как в силу технических и территориальных причин, так и в силу высокой стоимости подключения. В качестве альтернативы природному газу используются котельные установки со слоевым сжиганием различных видов твердого топлива: дров, углей, пеллет и т.д.

Одним из наиболее перспективных видов топлива для индивидуальной системы теплоснабжения является биотопливо, в частности древесные пеллеты. Ввиду сочетания высоких экологических и энергетических показателей и приемлемой стоимости древесные пеллеты являются одним из самых распространенных видов топлива для отопления загородных домов [1]. Однако слоевое сжигание ограничено в эффективности – КПД слоевых котлов мощностью 10–50 кВт, как правило, находится на уровне 85–90%, что ниже котлов на природном газе (93–94%).

В настоящее время в НИУ «МЭИ» ведутся исследовательские работы, направленные на разработку эффективной конструкции котельной установки на древесных пеллетах со следующими целевыми показателями: тепловая мощность котла 15 кВт; КПД котла не менее 92%; удельные выбросы оксидов азота не более 320 мг/м³; концентрация СО в дымовых газах не более 500 ppm; возможность устойчивой работы на нагрузке, составляющей 30% от номинальной.

Для экспериментальных исследований процессов горения гранулированного биотоплива в слое создан экспериментальный стенд, общий вид которого представлен на рис. 1. Газовоздушный тракт экспериментальной установки включает в себя:

- вентилятор, подающий воздух в топочную камеру (под решетку и в сопла вторичного воздуха);
- охлаждаемую топочную камеру для сжигания топливных гранул;
- два хода дымогарных труб;
- золоуловитель циклонного типа со встроенным теплообменником для охлаждения и очистки продуктов сгорания от золовых частиц.

Обеспечение высокого значения КПД котла требует высокой эффективности сгорания пеллет при умеренных избытках воздуха ($\alpha_r = 1,4$). Суммарные потери с химическим и механическим недожогом при этом не должны превышать $q_3 + q_4 \leq 2\%$.

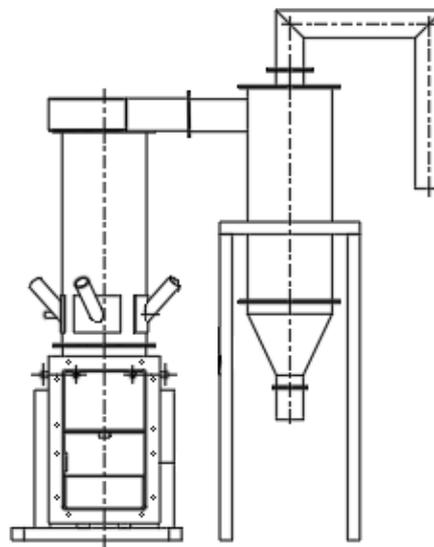


Рис. 1. Общий вид экспериментального стенда для исследования топочных процессов в котлах со слоевым сжиганием.

Один из важнейших принципов, положенных в основу настоящего исследования, состоит в совмещении слоевого, факельного и вихревого методов сжигания. Под решетку подается меньшая часть воздуха ($\alpha_1 = 0,3-0,5$), в слое происходит интенсивная газификация топлива [2]. Догорание мелких коксовых частиц и продуктов газификации осуществляется в надслоевом пространстве за счет специально организованной аэродинамики топочных газов.

Снижение выбросов оксидов азота обеспечивается, во-первых, ступенчатым сжиганием топлива и, во-вторых, снижением максимальной температуры факела в надслоевом пространстве, что достигается растягиванием факела по топочному объему и организацией вихревого движения.

В ходе выполнения научно-исследовательских работ были разработаны варианты организации сжигания пеллетного топлива, обеспечивающие высокие экологические и энергетические показатели. Разработка новых конструкций топочных камер строилась на активном использовании методов численного моделирования с использованием программных пакетов Ansys CFX и Ansys Fluent и верификации результатов расчета на созданном экспериментальном стенде.

Список литературы

1. Nunes L.J.R., Matias J.C.O., Catalao J.P.S. Wood pellets as a sustainable energy alternative in Portugal / *Renew. Energ.* 2016. V. 85. P. 1011–1016.
2. Buchmayr M., Gruber J., Hargassner M., Hochenauer C. Spatially resolved chemical species concentrations above the fuel bed of a small grate-fired wood-chip boiler / *Biomass and Bioenergy.* 2016. V. 95. P. 146–156.

ПРИБЛИЖЕННАЯ ОЦЕНКА ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОНТАКТА РЕБРО-СТЕНКА ДЛЯ ОВАЛЬНЫХ ТРУБ С НАСАДНЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Мильман О.О.^{1,2}, Кондратьев А.В.^{1,2,3}, Птахин А.В.^{1,2,3}, Корлякова Е.Ю.^{1,3}, Жилин А.Е.^{1,3}

¹ ЗАО НПВП «Турбокон», Калуга

² Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского

³ Московский государственный университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал

e-mail: turbocon@kaluga.ru

При проектировании теплообменных аппаратов, поверхность которых может быть увеличена за счёт использования различных типов оребрения, возникает необходимость корректного учёта величины термического сопротивления контакта ребро-стенка. Однако в зависимости от способа крепления оребрения к трубе, величина термического сопротивления узла ребро-стенка может варьироваться в широких пределах. Исследования [1] позволяют не столько учесть термическое сопротивление этой зоны, сколько увидеть совокупность факторов, влияющих на величину этого сопротивления:

- качество обработки поверхности;
- теплопроводность контактирующих материалов;
- механические свойства материалов;
- конструктивное оформление области термического контакта;
- удельное давление (напряженное состояние) контактирующих материалов.

Кроме того, теплообменные аппараты, набранные из теплообменных труб некруглого сечения, не могут быть корректно рассчитаны из-за отсутствия в технической литературе достоверных методик расчёта термического сопротивления.

Для экспериментального определения величины термического сопротивления ребро-стенка различных образцов теплообменных поверхностей был создан экспериментальный стенд и разработана методика обработки результатов экспериментов.

Описание стенда [2]. Подвод воздуха в стенд производится через сопло Вентури, используемое в качестве расходомерного устройства. Воздух проходит через 4 ряда трубчатых электронагревателей, затем через межтрубное пространство исследуемого теплообменного модуля и выбрасывается за пределы помещения. Нагреваемая вода поступает из бака в модуль теплообменной поверхности, набранный из овальных труб с насадным оребрением (см. рис. 1), а затем сливается в канализацию. Осуществляется измерение параметров теплоносителей перед модулем исследуемой поверхности за ним.

После проведения двух серий измерений – с переменными расходами греющего воздуха и нагреваемой воды – по специально разработанной методике оценивалась величина термического сопротивления узла ребро-стенка.

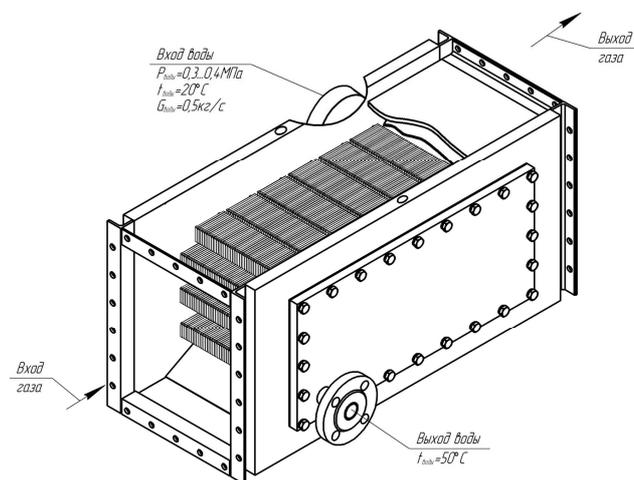


Рис. 1. Внешний вид модуля теплообменной поверхности из овальных труб с насадным оребрением

Выводы

1. Создан стенд для экспериментальных исследований процессов теплообмена в теплообменных поверхностях различной конфигурации.
2. Проведены экспериментальные исследования модуля теплообменной поверхности.
3. Разработана методика оценки величины контактного термического сопротивления узла ребро-стенка для теплообменных поверхностей различной конфигурации.
4. По результатам экспериментальных исследований были получены теплогидравлические характеристики теплообменной поверхности, набранной из овальных труб с насадным оребрением и произведена оценка величины контактного термического сопротивления узла ребро-стенка.

Список литературы

1. Попов В.М. Теплообмен в зоне контакта разъемных и неразъемных соединений – М.: Энергия, 1971. 216 с.
2. Milman O.O., Yankov G.G., Kondratev A.V., Ptakhin A.V., Krylov V.S., Korlyakova E.J., Zhilin A.E. Approximate estimation of the thermal resistance of the terms in the process of heat transfer through the finned wall // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891. Paper 012137.

Работа поддержана РФФ
(грант № 17-19-01604).

ПРОБЛЕМЫ РЕАЛИЗАЦИИ ТРЕБОВАНИЙ НОВОГО ПРИРОДООХРАННОГО ЗАКОНОДАТЕЛЬСТВА В ЭНЕРГЕТИКЕ

Кондратьева О.Е., Росляков П.В., Боровкова А.М., Локтионов О.А.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

e-mail: KondratyevaOYe@mpei.ru

В соответствии с новым природоохранным законодательством большинство крупных тепловых электростанций отнесены к объектам I категории, к которым предъявляются самые жесткие экологические требования. В частности, такие предприятия должны получить комплексные экологические разрешения (КЭР). Ключевой позицией в перечне документов, которые предприятие подает для получения КЭР, является расчет технологических нормативов, то есть нормативов выбросов и сбросов загрязняющих веществ в расчете на единицу времени или единицу производимой продукции. Расчет технологических нормативов должен проводиться предприятием для каждого объекта, получающего КЭР.

Российское природоохранное законодательство трактует технологические показатели, как показатели концентрации загрязняющих веществ, объема и (или) массы выбросов, сбросов загрязняющих веществ в расчете на единицу времени или единицу производимой продукции [1]. При этом, в ИТС 38-2017 [2] в качестве технологических показателей указаны показатели массовых концентраций. А, значит, необходимы дополнительные методики пересчета установленных массовых концентраций в технологические нормативы.

Анализ состояния отрасли, проведенный в работе показал, что большинство энергетических предприятий готовы к внедрению наилучших доступных технологий и переходу на новое экологическое нормирование. При этом необходимо отметить, что 10-15 % предприятий, отнесенных к I категории, в настоящий момент не соответствуют требованиям современного природоохранного законодательства.

Основным вопросом, возникающим у предприятий при подготовке документов на получение КЭР, является выбор перечня наилучших доступных технологий (НДТ), которым соответствует предприятие. В настоящий момент отсутствуют методические рекомендации по формированию данного перечня и процедуре оценки соответствия.

Авторами работы на основании обширного практического опыта в данной области рекомендуется следующий подход:

1. Формирование перечня НДТ в соответствии с приоритетным для энергетики отраслевым справочником ИТС 38-2017 [2]. При этом на каждом этапе технологического процесса необходимо выделить с учетом области применения НДТ технические решения, реализованные на энергетическом объекте и соответствующие НДТ, приведенным в справочнике.

2. Проведение оценки соответствия сформированного в п.1 перечня ИТС 38-2017 путем установле-

ния наличия реализации хотя бы одного технического решения, соответствующего НДТ, на каждом этапе технологического процесса.

3. Рассмотрение целесообразности учёта положений межотраслевых справочников, перечень которых приведен в работе.

4. Проведение оценки соответствия дополнительного (сформированного в п.3) перечня НДТ межотраслевым справочникам в порядке аналогичном п.2.

Еще одним острым вопросом при переходе на новые природоохранные принципы является необходимость оснащения всех энергетических предприятий I категории автоматическими системами непрерывного контроля и учета выбросов (АСНКиУВ). Помимо значительных затрат на создание таких систем, при разработке АСНКиУВ у предприятий возникает огромное количество вопросов по формированию перечня измеряемых веществ, мест установки систем и применяемых методов и т.д.

В этой связи Национальным исследовательским университетом "МЭИ" при участии Ассоциации "Совет производителей электроэнергии" разработан и принят в статусе предварительного национального стандарта Российской Федерации ПНСТ 187-2017 «Наилучшие доступные технологии. Автоматические системы непрерывного контроля и учета выбросов вредных (загрязняющих) веществ тепловых электростанций в атмосферный воздух. Основные требования», который вступил в силу с 1 января 2018 г..

ПНСТ 187-2017 является первым в России документом, регламентирующим все стадии жизненного цикла АСНКиУВ. Кроме того, данный документ содержит методику пересчета массовых и объемных концентраций загрязняющих веществ в массовые и удельные выбросы. Таким образом, введение данного стандарта позволило не только существенно ускорить и облегчить внедрение таких систем на энергетических предприятиях, но и может стать решением одной из самых крупных проблем при переходе на принципы наилучших доступных технологий – пересчета технологических показателей, установленных в ИТС 38-2018 в технологические нормативы для конкретных предприятий.

Список литературы

1. Федеральный закон от 21.07.2014 № 219-ФЗ «О внесении изменений в Федеральный закон «Об охране окружающей среды» и отдельные законодательные акты Российской Федерации».
2. Информационно-технический справочник по наилучшим доступным технологиям ИТС 38-2017. «Сжигание топлива на крупных установках в целях производства энергии».

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В ДВУХСЛОЙНОЙ И ИНВЕРСНОЙ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ВАННАХ РАСПЛАВА КОРИУМА В КОРПУСНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ ПРИ ТЯЖЕЛЫХ АВАРИЯХ

Локтионов В.Д.¹, Мухтаров Э.С.¹, Любашевская И.В.²

¹ Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт»
(ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»), г. Москва

² Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева, г. Новосибирск

e-mail: haevec@yandex.ru; LoktionovVD@mpei.ru

В работе представлены результаты исследования особенностей протекания процессов теплообмена в многослойной стратифицированном расплаве материалов активной зоны (АЗ) ядерного реактора, который может сформироваться в случае запроектной тяжелой аварии (ТА) внутри корпуса реакторной установки (РУ). При подобных сценариях ТА, за счет значительного остаточного энерговыделения в расплаве кориума, процессы теплообмена в ванне расплава кориума происходят в условиях естественной конвекции при числах Рэлея свыше 1015, что определяет необходимость использования специальных подходов и методов при выполнении численного моделирования изучаемых явлений. Основной целью работы являлось определение теплового состояния расплава кориума, имеющего как двухслойную, так и инверсную трехслойную стратифицированные структуры, а также определение величины и распределения тепловой нагрузки, действующей на корпус реактора со стороны расплава кориума. Кроме этого, в работе была проанализирована эффективность использования верхнего залива поверхности расплава водой для его охлаждения и снижения пиковых значений тепловой нагрузки, действующей на корпус реактора при ТА. В качестве сценариев ТА были проанализированы случаи, когда начало тяжелой стадии аварии (начало разрушения АЗ) происходило в интервале от 5 до 80 ч после начального, инициирующего, события.

Численное моделирование рассматриваемой группы сценариев ТА выполнялось с помощью компьютерного кода NARAL/FEM, в котором турбулентная конвекция в ванне расплава при высоких числах Ра моделировалась на основе использования модели эффективной теплопроводности. Кроме этого, в работе представлены и проанализированы результаты моделирования ряда сценариев ТА с помощью отечественного CFD кода ANES. Результаты исследования показали, в частности, что использование верхнего залива водой поверхности

бассейна расплава позволяет существенно (более чем на 40%) уменьшить величину пиковых значений плотности теплового потока, действующего на корпус реактора в течение ТА в случае формирования двухслойной стратифицированной ванны расплава. При этом, верхний залив водой поверхности расплава незначительно уменьшает (не более чем на ~200 К) температуру верхних слоев ванны расплава. В случае формирования инверсной структуры расплава кориума при ТА, когда под оксидной выделяющей частью расплава, формируется более плотный металлический слой из металлических компонентов АЗ (металлический уран, железо и их соединения), верхний залив водой поверхности расплава кориума существенно уменьшает (более чем на 50%) максимальные значения плотности теплового потока, действующие на корпус РУ в области его контакта с верхним слоем расплава. В работе также проанализировано влияние распределения остаточного энерговыделения между слоями расплава кориума на величину тепловой нагрузки, действующей на корпус реактора в течение ТА. В частности, для инверсной структуры расплава кориума было получено, что увеличение мощности энерговыделения в нижнем, более плотном, слое расплава может привести к существенному увеличению (до ~ 1,5 раз) максимальных значений тепловой нагрузки, действующей на днище корпуса реактора при подобных авариях. Принимая во внимание тот факт, что в этой области корпуса значения КТП, при реализации внешнего охлаждения корпуса РУ, имеют сравнительно невысокие значения (~0,3 ..0,45 МВт/м²), вероятность перегрева и преждевременного разрушения конструкции корпуса реактора резко возрастает. Полученные в работе результаты позволяют более обоснованно определить пути и стратегию управления тяжелыми авариями в РУ с целью предотвращения и уменьшения риска выхода радиоактивных продуктов во внешнюю среду при подобных авариях.

ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ РЕЗЕРВУАРОВ ХРАНЕНИЯ СЖИЖЕННЫХ ГАЗОВ И НЕФТЕПРОДУКТОВ

Немировский Ю.В.¹, Мозгова А.С.²

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

² Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, Чебоксары

e-mail: mozgova-energo@yandex.ru

Для хранения сжиженных газов и нефтепродуктов применяют сферические и цилиндрические резервуары. Резервуары широко применяются в нефтегазовой, нефтедобывающей, газоперерабатывающей и химической отраслях промышленности [1]. В настоящее время резервуарное оборудование для хранения сжиженных газов и нефтепродуктов распространено крайне широко и присутствует на всех этапах газонефтедобычи и нефтепереработки. Резервуары устанавливаются непосредственно на месторождениях, промежуточных станциях по перекачиванию, предприятиях газонефтепереработки и нефтехимических предприятиях, а также на местах аварийного разлива газонефтепродуктов. В зависимости от расположения на местности резервуары могут быть наземные и подземные [2]. Для изготовления резервуаров используют различные материалы – железобетонные, металлические, неметаллические (резинотканевые, пластиковые, стеклопластиковые и т.д.); организованные в природных пустотах (шахтные, льдогрунтовые и т.д.). К материалам, из которых изготавливаются резервуары, предъявляются следующие требования: коррозионная стойкость, неподверженность химическим воздействиям со стороны продукта и непроницаемость. Поэтому основным материалом, который идет на изготовление резервуаров, является сталь (листовой прокат) углеродистых и низколегированных сортов, для которых характерны хорошая свариваемость, устойчивость к деформации и хорошие характеристики пластичности. Из неметаллических резервуаров наибольшее распространение получили железобетонные, в которых хранят вязкие и застывающие нефтепродукты, такие как мазуты, битумы, а также тяжелые нефтепродукты с низким процентом бензиновых фракций. Нефть с большим количеством бензиновых фракций и легкоиспаряющиеся нефтепродукты хранят в резервуарах из железобетона, непроницаемость которых достигается посредством нанесения дополнительного бензо- и нефтеустойчивого покрытия. При хранении нефтяных продуктов в подземных резервуарах пространство вокруг них заливается бетоном, что обеспечивает безопасность хранения. Для хранения нефтепродуктов под землей лучше всего подходят двустенные ёмкости, в которых резервуар (основной) находится внутри защитного резервуара. Полость между основным и защитным резервуарами хорошо загерметизирована и заполнена газом или жидкостью, плотность которых меньше, чем плотность хранимого нефтепродукта. Хранение сжиженного газа осуществляется только в низкотемпературных резервуарах. Трудности хранения вызваны низкой температурой хранения.

При хранении нефтепродуктов, имеющих повышенную вязкость, резервуары оборудуются обогревательными устройствами. На нефтебазах подогрев нефтепродуктов в резервуарах позволяет решить сложную задачу, связанную с операциями слива и налива продукта. Нефть и нефтепродукты при понижении температуры воздуха становятся более вязкими, и транспортирование их без подогрева становится невозможным. Если, подогрев нефтепродукта отсутствует, это приводит к неполному сливу или наливу продукта, ухудшению качества вновь загруженного продукта, уменьшению грузоподъемности при транспортировке, увеличение сроков обработки эксплуатации [3]. Таким образом, при хранении и отпуске вязких нефтепродуктов необходимо поддерживать заданную температуру.

С учетом различных покрытий и обогрева резервуары можно представить в виде многослойных конструкций с источником тепла. Основываясь на законах теплопроводности можно определить распределение температуры в каждом слое многослойного резервуара.

В работе рассмотрена стационарная задача теплопроводности многослойного сферического и цилиндрического резервуара. Каждый слой резервуара обладает своими физическими свойствами, а коэффициент теплопроводности зависит от координаты r .

Полученное решение является общим для любых функций коэффициента теплопроводности. Плюс предложено решение задачи является тем, что можно получить набор решений для любого типа материала задав, функцию коэффициента теплопроводности, что важно для неоднородных материалов.

Уравнение для сферических резервуаров:

$$\frac{\partial \lambda_j}{\partial r} \frac{\partial T_j}{\partial r} + \lambda_j \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_j}{\partial r} \right) \right) + Q = 0$$

Уравнение для цилиндрических резервуаров:

$$\frac{\partial \lambda_j}{\partial r} \frac{\partial T_j}{\partial r} + \lambda_j \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_j}{\partial r} \right) \right) + Q = 0,$$

Список литературы

1. Мартыненко Г.Н. Температурный режим хранения нефтепродуктов в резервуарах: учеб. Пособие / Г.Н. Мартыненко, С.Г. Тульская; Воронежский ГАСУ. – Воронеж, 2015. – 54 с.
2. Бунчук В.А. Транспорт и хранение нефти, нефтепродуктов и газа. М.: Недра, 1977, - 366 с.
3. Тульская С. Г., Чуйкин С. В., Петров С. А. Подогрев и вероятная температура нефтепродуктов в резервуарах при хранении // Молодой ученый. 2016. №21. С. 226-228.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-41-210272).*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗАВИХРИТЕЛЕЙ ПОТОКА ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООТДАЧИ В АППАРАТАХ СИСТЕМЫ ВЛАЖНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ ТЕПЛА ОТРАБОТАННЫХ ГАЗОВ

Зейгарник Ю.А., Косой А.С., Низовский В.Л., Низовский Л.В.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

e-mail: zeigar@oivtran.ru

Широкое применение в циклах ГТУ находит регенерация тепла отработанных газов. Степень регенерации отработанного тепла может быть более полной, если ее сочетать с впрыском воды в закомпрессорный воздух, т.е. на вход в регенератор [1]. При этом жидкость в каналах регенератора может существовать как в виде пленки, текущей по стенке канала, так и в виде капель, находящихся в воздушно-паровом ядре потока [2]. Отвод тепла от обогреваемой отработанными газами стенки в этом случае соответственно может осуществляться двумя путями: непосредственным испарением текущей по обогреваемой стенке жидкой пленки либо через многостадийный процесс передачи тепла от осушенной обогреваемой стенки воздушно-паро-капельному потоку, а затем от потока находящимся в нем каплям с их последующим испарением.

При конструировании «влажного регенератора» естественным является стремление сосредоточить максимальное количество влаги на стенках теплообменного пучка. Но текущие по стенке тонкие пленки жидкости распадаются на отдельные струи (ручейки). В результате динамического воздействия парогазового ядра на поверхности пристенной пленки образуются двух и трехмерные волны, с гребней которых срываются капли, и значительная часть влаги переходит в ядро потока. Часть унесенных капель возвращается на стенку [3-5].

Большая часть влаги переходит в газообразное ядро потока на весьма коротком участке канала. Негативные эффекты, ведущие к истощению и дроблению жидкой пленки, могут в значительной мере нивелировать позитивные процессы, обусловленные присутствием влаги на стенке.

Для изучения поведения пленок на обогреваемых стенках и теплового состояния трубных элементов в условиях, характерных для регенераторов ГТУ с «влажной регенерацией», в ОИВТ РАН была выполнена серия экспериментов, основные результаты которых приведены в [6].

Было подтверждено, что волнообразная пленка жидкости, текущая по стенкам трубы, под динамическим воздействием воздуха, термокапиллярных сил и кипения жидкости дробится на отдельные ручейки. Омывание жидкостью отдельных участков греющей поверхности носит неоднородный в пространстве и аperiодический во времени характер, при котором покрытые пленкой участки перемежаются с осушенными.

В итоге возникла задача экспериментальной проверки возможности надежного возврата влаги на стенку и обеспечения эффективного испарения жидкости из пленки. Внутри трубы были установлены завихрители, которые должны были обеспечивать за-

крутку воздушно-капельного потока и возврат капель на стенку под действием центробежных сил.

Всего было выполнено 60 экспериментов. Массовая скорость воздуха изменялась от 13 до 27 кг/(м²·с), температура воздуха на входе в рабочий участок менялась от 15 до 200°С, плотность орошения стенки водой составляла 10-20 г/(м·с), плотность подводимого теплового потока от обогреваемой стенки – (14,4-23)·10³ Вт/м²

Опыты показали, что завихривающие парокapельный поток вставки усиливают выпадение капель из ядра потока на греющую стенку и на участке длиной в несколько калибров трубы восстанавливают на ней испаряющуюся пленку жидкости. В зонах, непосредственно примыкающих к местам установки завихрителей, температура стенки ниже 100°С, что указывает на наличие в этих местах на стенке жидкой пленки и ее испарение, реализуемое с высоким коэффициентом теплоотдачи.

Однако, картина довольно быстро меняется: уже через несколько калибров температура стенки трубы отвечает состоянию, типичному для конвективной теплоотдачи к воздуху при наличии завихрителей.

Такая ситуация характерна для всех проведенных экспериментов. То есть, завихрители возвращают жидкость на стенку, но, тем не менее, отнюдь не ликвидируется, а, возможно, даже усиливается гидродинамическая дестабилизация жидкой пленки, и состояние осушенной стенки восстанавливается, хотя и не со столь высоким уровнем температуры, как в случае простой трубы. Ограниченная протяженность зоны с восстановленной жидкой пленкой связана с усилением срыва капель завихренным потоком с пленки и повторным образованием осушенных участков.

Список литературы

1. Фаворский О.Н., Бессмертных А.В., Григорьянц Р.Р., Жук А.З., Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Иванов П.П., Мирошниченко В.И., Мурахин С.А., Пикин С.А., Шевченко И.С. Новые пути повышения эффективности конверсионных ГТУ газопарового цикла малой мощности // Теплоэнергетика. 2005. № 6. С. 48-57.
2. Хьюитт Д., Холл-Тейлор Н. Кольцевые двухфазные течения. М.: Энергия, 1964. 407 с
3. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Н-ск: ВО Наука. 1992. 255 с.
4. Кабов О.А. Разрыв пленки жидкости, стекающей с поверхности с локальными источниками тепла // Теплофизика и аэромеханика. 2007. 14(1). С.535-544.
5. Павленко А.Н., Мацех А.М., Печеркин И.Н., Кисер Р., Лелль В.В., Суртеев А.С. Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках // Теплофизика и аэромеханика. 2006. 13(1). С.93-105.
6. Фаворский О.Н., Алексеев В.Б., Зейгарник Ю.А., Косой А.С., Низовский В.Л., Низовский Л.В. Экспериментальное исследование теплового состояния трубного элемента регенератора ГТУ с влажной регенерацией // Тепловые процессы в технике. 2016. Т. 8. № 10. С.443-450.

ОЦЕНКА ПЕРСПЕКТИВ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВОДОУГОЛЬНЫХ И ОРГАНОВОДОУГОЛЬНЫХ ТОПЛИВ, ПРИГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ОТХОДОВ УГЛЕОБОГАЩЕНИЯ

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

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия

e-mail: gsn1@tpu.ru

В настоящее время в структуре глобального энергопотребления посредством сжигания угольных топлив производится почти 40% объема мировой электрической энергии. В процессе обогащения угля образуется большое количество высокозольных отходов (фильтр-кеки), масса которых на сегодняшний день оценивается сотнями миллионов тонн [1]. Становится актуальной масштабная утилизация шламов, отходов углеобогащения путем их сжигания в составе водоугольных (ВУТ) и организоводоугольных топлив (ОВУТ). В последние годы определены интегральные характеристики процессов зажигания и горения наиболее перспективных ВУТ и ОВУТ, приготовленных на основе различных компонентов (от низкосортных углей до отходов угле- и нефтепереработки) [1–3]. Но остаются открытыми вопросы оценки эффективности использования ВУТ и ОВУТ. Наиболее рациональным представляется комплексный анализ не только энергетических или экономических показателей замены угля на суспензии, но и учет антропогенных выбросов, формирования зольного остатка, пожаровзрывобезопасности. Цель настоящей работы – комплексный сравнительный анализ основных преимуществ и недостатков сжигания ВУТ и ОВУТ в сравнении с углем.

Рассмотрены 4 вида топлива: каменный уголь марки «Д» в пылевидном состоянии; фильтр-кек марки «Д» в сухом пылевидном состоянии; фильтр-кек марки «Д» во влажном состоянии; суспензионное топливо на основе фильтр-кека марки «Д» во влажном состоянии (90%) и отработанного турбинного масла (10%). Свойства компонентов приведены в [2].

Для оценки эффективности использования ВУТ и ОВУТ была рассмотрена группа важных критериев: теплота сгорания, стоимость компонентов, концентрации оксидов серы и азота в продуктах сгорания, зольность, пожаровзрывобезопасность, длительности горения. При вычислении относительных коэффициентов за эталон условно принято значение 1. Рассчитанные показатели, которые оказались > 1 , свидетельствуют о преимуществах ВУТ и ОВУТ в сравнении с углем. В этих условиях в зависимости от выбранного критерия (теплота сгорания, стоимость и т.д.) относительный коэффициент вычислялся как отношение рассматриваемого параметра для фильтр-кека (или ОВУТ на его основе) и аналогичного параметра для угля, либо наоборот (значение для угля делилось на аналогичное значение для фильтр-кека).

Для обобщения результатов введен в рассмотрение параметр, позволяющий выполнить оценки перспективности использования суспензий ВУТ и ОВУТ на основе отходов углеобогащения. Данный относительный весовой показатель ($K_{отн}$) можно представить в виде произведения относительных коэффициентов, учитывающих теплоту сгорания (Q_s^a), стои-

мость (C), концентрации оксидов серы (SO_x) и азота (NO_x) в продуктах сгорания, зольность (M), пожаровзрывобезопасность (P), длительности горения (T).

$$K_{отн} = Q_s^a \cdot C \cdot NO_x \cdot SO_x \cdot M \cdot P \cdot T. \quad (1)$$

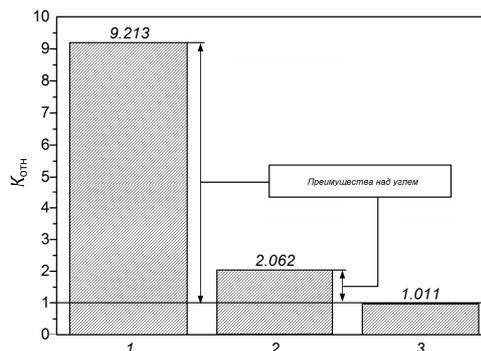


Рис. 1. Диаграмма относительных коэффициентов эффективности исследованных топлив в сравнении с углем: 1 – фильтр-кек марки «Д» во влажном состоянии; 2 – 90% фильтр-кек марки «Д» во влажном состоянии, 10% отработанное турбинное масло; 3 – фильтр-кек марки «Д» в сухом состоянии.

В соответствии с расчетами получена диаграмма (рис. 1), иллюстрирующая возможность использования отходов углеобогащения (как в сухом состоянии, так и в составе суспензий) в качестве альтернативы традиционному углю. Анализ группы параметров позволил установить, что в численном эквиваленте характеристики сжигания влажного фильтр-кека лучше, чем аналогичные характеристики угля в 9.213 раза. Сравнение угля и ОВУТ показало, что $K_{отн}$ последнего выше в 2.062 раза. Фильтр-кек в сухом состоянии не имеет достаточного комплексного преимущества, его результат сопоставим с углем.

Выполненные оценки являются обоснованием целесообразности вовлечения промышленных отходов в качестве компонентов топливных суспензий. Их применение в теплоэнергетике позволит масштабировать и эффективно утилизировать отходы, снизить экологическую нагрузку, а также сохранить ресурс угольных и нефтяных месторождений для будущих поколений.

Список литературы

1. Glushkov D.O., Strizhak P.A., Chernetskii M.Yu. Organic Coal-Water Fuel: Problems and Advances (Review) // Therm. Eng. 2016. V. 63. No. 10. P. 707–717.
2. Strizhak P.A., Vershinina K.Yu. Maximum combustion temperature for coal-water slurry containing petrochemicals // Energy. 2017. V. 120. P. 34–46.
3. Dmitrienko M.A., Nyashina G.S., Strizhak P.A. Major gas emissions from combustion of slurry fuels based on coal, coal waste, and coal derivatives // J. Cleaner Prod. 2018. V. 177. P. 284–301.

Работа выполнена при поддержке РФФ
(грант № 15-19-10003).

ЛАБОРАТОРНАЯ МОДЕЛЬ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА С КОНТРОЛИРУЕМЫМ ФОРСИНГОМ

Павлинов А.М.¹, Попова Е.Н.¹, Сухановский А.Н.¹, Щапов В.А.^{1,2}

¹ Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук

² Пермский национальный исследовательский политехнический университет

e-mail: pam@icmm.ru

В природных и технологических процессах часто существует связь между гидродинамическими и термодинамическими характеристиками. Так изменение скорости или топологии течения может привести к росту или уменьшению выделения тепла в результате тех или иных термодинамических процессов (горение, конвективный теплообмен, конденсация, химические реакции и т.д.). Данная работа сфокусирована на исследовании процесса выделения скрытого тепла при формировании крупномасштабных атмосферных вихрей, таких как тропические циклоны. На основе подхода, предложенного в [1] используя измерения методом цифровой трассерной визуализации (Particle Image Velocimetry – PIV), удалось показать, что структура лабораторного конвективного вихря подобна структуре тропического циклона [2-4].

Особенностью представленной работы является связь между нагревом и скоростью движения. Таким образом, происходит моделирование выделения скрытого тепла в пограничном слое тропического циклона. В реальном циклоне интенсивность поступления энергии зависит от скорости течения. Для моделирования этого аспекта в эксперименте требуется определять мгновенные профили скорости в каждый момент времени и учитывать их в параметрах нагрева системы, то есть реализовать обратную связь.

Экспериментальный объём представляет собой цилиндрическую кювету, установленную на стенде, который обеспечивает равномерное вращение. В качестве рабочей жидкости используется силиконовое масло, подогрев которого осуществляется при помощи медного теплообменника, расположенного заподлицо с дном кюветы. Поверхность жидкости всегда свободна. Для измерения двух (горизонтальных) компонент скорости методом PIV используется измерительная система «Полис», разработанная и изготовленная в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (г. Новосибирск).

Эксперимент с обратной связью подразумевает обработку данных непосредственно в ходе измерений. Программное обеспечение, поставляемое с системой «Полис», не предоставляет такую возможность. Вторая проблема обусловлена тем, что метод PIV ресурсоемкий и при частоте измерений в 0,5 Гц производительности персонального компьютера уже недостаточно для их обработки в реальном времени. Поэтому процесс обработки перенесен на параллельную вычислительную систему – суперкомпьютер «Тритон» ИМСС УрО РАН, пиковой производительностью 23,1 Тфлопс.

Характеристики течения, полученные в результате обработки на суперкомпьютере изображений ме-

тодом PIV, служат входными параметрами для системы термоконтроля лабораторной установки в ходе проведения измерений. Для каждого эксперимента задаётся функциональная связь между средней радиальной скоростью течения над нагревателем и температурой (или мощностью) нагревателя.

В результате проведённого исследования показано, что для лабораторной модели тропического циклона критическим параметром, определяющим среднюю радиальную скорость и интенсивность вихря, является наложенная разница температур ΔT . Найдена сильная зависимость интенсивности развитого вихря от скорости вращения. Это дает основание предполагать, что развитие реальных циклонов также существенно зависит от интенсивности начального вихревого возмущения. Сходство между временной динамикой максимальных значений радиальной и азимутальной скоростей для разных скоростей вращения, несмотря на их большие количественные расхождения, показывает, что существует некоторая универсальная особенность стадии развития циклонического вихря с локализованным тепловым потоком. Она может служить основой простой аналитической модели динамики циклонического вихря. Наконец, мы можем заключить, что связь между скоростью и тепловыделением имеет решающее значение для формирования циклонического вихря. Это только первый шаг к решению проблемы скрытого тепловыделения в такой сложной системе, как тропический циклон. В ходе дальнейших исследований будут изучены особенности течений при различных функциональных зависимостях тепловыделения от характеристик течения.

Список литературы

1. Богатырев Г.П. Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // Письма в ЖЭТФ, 1990. Т. 51, No 11, pp. 557–559.
2. Batalov V., Sukhanovsky A., Frick P. Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer // J. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam. 2010. Т. 104, No 4, pp. 349–368, DOI 10.1080/03091921003759876
3. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Laboratory study of a steady-state convective cyclonic vortex // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 2016. Т. 142, No 698, pp. 2214–2223, DOI 10.1002/qj.2823
4. Sukhanovskii A., Evgrafova A., Popova E. Non-axisymmetric structure of the boundary layer of intensive cyclonic vortex // Dynamics of Atmospheres and Oceans, 2017. Т. 80, pp. 12–28, DOI 10.1016/j.dynatmoce.2017.08.001

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 17-45-590846).*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛОКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ГАЗОУДАЛЕНИЯ

Платонов Д.В.^{1,2}, Минаков А.В.^{1,2}, Горюнов Ю.Н.², Жигарев В.А.², Дектерев Д.А.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Сибирский федеральный университет, Красноярск

e-mail: platonov-08@yandex.ru

Актуальной проблемой на промышленных предприятиях является очистка от загрязнений воздушной среды газами, дымом или пылью, при этом наиболее эффективный способ вентиляции заключается в удалении экологически вредных веществ вблизи источника их выделения, так как предотвращается распространение загрязнений по всему пространству.

Особенно остро экологическая проблема в настоящее время проявляется в Красноярском крае и городе Красноярске. В регионе ведется добыча большого количества полезных ископаемых, например, угля, никеля, платиноидов, кварцевых песков, различных руд металлов, графита. Здесь же сконцентрированы и большие запасы древесины, ведь более 70% территории края занимают леса. Экстенсивное использование названных ресурсов обуславливает экологические проблемы Красноярского края. Наш регион лидирует не только по площади территории, но и входит в тройку по масштабам загрязнения окружающей среды.

К предприятиям-загрязнителям воздуха можно отнести: Норильский комбинат, Красноярский металлургический завод, Красноярский алюминиевый завод (который, вообще, расположен в опасной близости к жилым районам), Енисейский ферросплавный завод, ТЭЦ Красноярска и Норильска.

Отдельно хотелось бы отметить особенности загрязнения административного центра края, ведь экологические проблемы Красноярска сегодня на слуху (более плачевная экология в крае разве что у Норильска). Всё это приводит к постоянным режимам неблагоприятных метеорологических условий ("черное небо").

В рамках данной работы планируется провести комплексное исследование высокоэффективной системы локального газоудаления. За прототип системы выбрано устройство, рассмотренное в литературе [1,2].

В результате численного моделирования были получены профили скоростей для двух вариантов установки, с созданием противоточного радиально-закрученного вихревого потока и без него (см. рис. 1). По полученным полям скоростей видно, что создание противоточного радиально-закрученного вихревого потока способствует увеличению области

захвата воздушной среды, как непосредственно под установкой, так и на периферии.

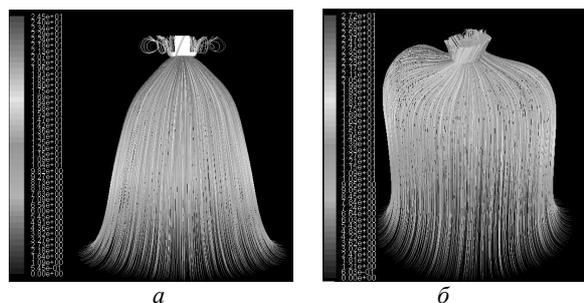


Рис. 1. Визуализация течения треками (а – классическая схема; б – схема с закруткой потока)

Исходя из данных оценок был создан экспериментальный стенд (см. рис. 2), для верификации результатов численного моделирования, с целью возможности дальнейших модернизаций системы, с использованием верифицированной численной модели установки.



Рис. 2. Фотография и схема экспериментальной установки

По полученным данным, можно сделать оценки эффективности вытяжной системы с противоточным закрученным потоком. Расчет и эксперимент показал, увеличение области захвата по длине и ширине, в сравнение с установкой без использования закрутки.

Список литературы

1. S.Y. Spotar, I.A. Chokhar, V.V. Lukashov and D.S. Prozorov, 1995. Method and device for local ventilation. Russ. Patent. No. 2046258.
2. S.Y. Spotar, A.L. Sorokin, Focusing of the Flow Capture for Local Exhaust Ventilation Systems, American Journal of Applied Sciences, 2010, 7 (6): 732-738.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ВОЗДУХООБМЕНА ДЛЯ ДОЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

Ртищева А.С.

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского
e-mail: al.rtisheva@mail.ru

Проектирование аэродинамических труб (АДТ) замкнутого типа, где поток создается с помощью вентилятора или компрессора, связано с решением вопроса о выборе типа охлаждения рабочего газа. Существенный нагрев потока в тракте АДТ недопустим, так как при этом сильно возрастают приборные погрешности измерительного оборудования (датчиков и тензосесов). Одним из требований для современных дозвуковых и трансзвуковых АДТ является поддержание температуры потока в рабочей части (РЧ) во время эксперимента на уровне $T \leq 40^\circ\text{C}$.

В настоящее время в ЦАГИ ведется работа над проектом дозвуковой АДТ Т-204, которая будет представлять собой уникальную экспериментальную установку, размеры которой составляют 130×50 м, поперечное сечение РЧ – $5,5 \times 7,5$ м, максимальная скорость потока 160 м/с (в закрытой РЧ), мощность компрессора по предварительным оценкам составляет ~ 30 МВт.

В АДТ, в основном, реализуют два способа охлаждения потока: непрерывный отбор части теплого воздуха и замены его более холодным атмосферным (Т-107 ЦАГИ, S1MA ONERA) и использование стационарного теплообменника с жидкостным охладителем (Т-128 ЦАГИ, S2MA ONERA).

Как показали расчетные и конструкторские исследования, установка в контуре АДТ стационарного теплообменника требует больших строительных и эксплуатационных затрат [1]. Поэтому целью работы было исследование альтернативной возможности охлаждения воздушного потока в Т-204 за счет организации воздухообмена с окружающей средой.

В работе был рассмотрен предельный случай – работа АДТ при максимальном режиме в условиях реализации скорости $w_{рч} = 160$ м/с в закрытой РЧ и температуре окружающего воздуха $T = 20^\circ\text{C}$. На основе предварительных расчетов гидравлических потерь в элементах контура произведена оценка средних по сечениям значений скоростей, давлений и температур в каждом элементе АДТ. Показано, что тепловые потери теплопередачи через стенки АДТ в условиях реализации на входе в РЧ температуры $T_{вх} = 35^\circ\text{C}$ могут составлять не более $4,1\%$ от расчетной мощности компрессора.

Предложено две схемы расположения отверстий для воздухообмена (см. рис. 1).

В первой схеме входное отверстие располагается в среднем сечении диффузора № 2 (до компрессора, где имеется область пониженного относительно атмосферного статического давления), выходное – в среднем сечении участка трубы между поворотными коленами № 3 и № 4 (после компрессора, где имеется область повышенного относительно атмосферного статического давления). Результаты расчета показали, что расхода $G_{подмес} = 1465,5$ кг/с (22% от расхода

воздуха в РЧ) достаточно для охлаждения воздуха и поддержания температуры на входе в закрытую РЧ не выше $T = 35^\circ\text{C}$. При этом мощность компрессора составляет $N = 33,1$ МВт.

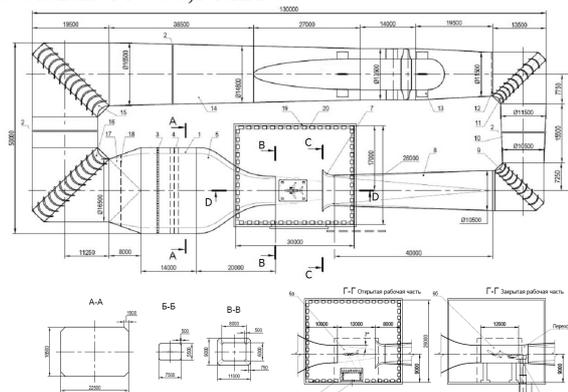


Рис. 1. Схема контура АДТ Т-204: 1 – форкамера; 2 – система воздухообмена; 3 – хонейкомб; 4 – детурбулизирующие сетки; 5 – сопло; 6а, 6б – открытая и закрытая РЧ; 7 – коллектор; 8 – первый диффузор; 9, 11, 15, 16 – поворотные колена; 10 – второй диффузор; 12 – защитная сетка; 13 – вентиляторный отсек; 14 – третий диффузор; 17 – широкоугольный диффузор; 18 – сетка; 19 – акустическая камера; 20 – звукопоглощающая облицовка; 21 – поддерживающее устройство с внешними аэродинамическими весами; 22 – поворотное устройство; 23 – поддерживающее устройство с внутримодельными аэродинамическими весами.

Во второй схеме входное отверстие также располагается в среднем сечении диффузора № 2, выходное – в среднем сечении диффузора № 3 (после компрессора). Результаты расчета показали, что расхода $G_{подмес} = 1357,1$ кг/с (21% от расхода воздуха в РЧ) достаточно для охлаждения воздуха и поддержания температуры на входе в закрытую РЧ не выше $T = 35^\circ\text{C}$. При этом мощность компрессора составляет $N = 31,1$ МВт.

На основе программного комплекса ANSYS FLUENT произведено численное моделирование течения воздуха в элементах тракта проектируемой АДТ. Были получены основные характеристики потока в диффузорах № 2 и № 3, а также на участке трубы между поворотными коленами № 3 и № 4 при наличии отверстий (поля скоростей, полных и статических давлений, полных и статических температур); произведено уточнение площади отверстий для обеспечения необходимого расхода воздуха на охлаждение; рассмотрены вопросы профилирования формы отверстий. Полученные результаты составили основу научно-технического сопровождения проектирования системы охлаждения для АДТ Т-204.

Список литературы

1. Rtitshcheva A.S. Calculations of air cooler for new subsonic wind tunnel // Journal of Physics: Conference Series, 2017, № 891 [Электронный ресурс], - <http://iopscience.iop.org/issue/1742-6596/891/1> - статья в интернете.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПРИОСЕВОЙ ОБЛАСТИ В ЦИКЛОННО-ВИХРЕВОМ ПРЕДТОПКЕ С КОМБИНИРОВАННОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА

Штым К.А., Соловьёва Т.А., Лесных А.В., Гончаренко Ю.Б.

Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

e-mail: shtym.ka@dvvfu.ru

Котлоагрегаты Владивостокской ТЭЦ-1 марки КВГМ-100-150 сжигают топливо в циклонно-вихревых предтопках (ЦВП). Котёл оснащён двумя предтопками мощностью 65 МВт каждый, в которых осуществлен комбинированный - четырёхсторонний тангенциальный и аксиальный - ввод воздуха. Комбинированность генерации вихря заключается в подводе воздуха в камеру сгорания ЦВП через тангенциальные сопловые вводы по всей длине камеры предтопка (75% от общего расхода воздуха) и аксиальный лопаточный завихритель (25% от общего расхода воздуха) [1].

В промышленных условиях на предтопках были проведены пневмометрические исследования параметров закрученного потока при горении ("горячий" вихрь) и без горения газа в ЦВП ("холодный" вихрь). Исследования проводились в двух сечениях. Первое сечение на расстоянии $X_1=510$ мм ($\bar{x}_1=X_1/D=0,28$) от торца камеры сгорания ЦВП, второе на расстоянии $X_2=770$ мм ($\bar{x}_2=X_2/D=0,51$) от торца.

Характер осевых перемещений, закрученного в ЦВП потока для основного режима работы котла, представлен графически на рис. 1. Изменение температуры закрученного потока отражено на рис. 2.

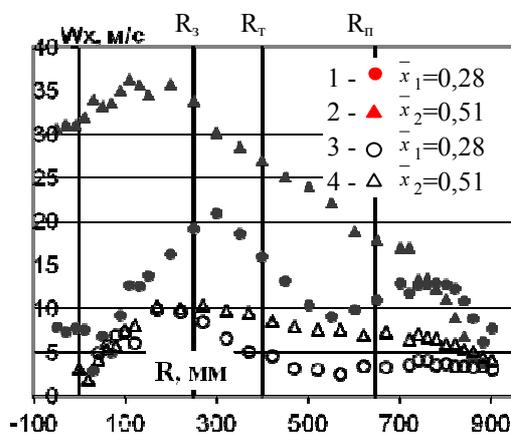


Рис. 1. Изменение осевой скорости закрученного потока: R_3, R_T, R_P – радиус завихрителя, торцевых газовых сопел, пережима; 1, 2 – при горении газа; 3, 4 – без горения газа.

Осевая скорость горячего потока при основном режиме работы ЦВП, в направлении выхода из предтопка, увеличивается по мере возрастания его температуры. В пристенной области, где формируется закрученный тангенциальными вводами поток, осевые перемещения горячего и холодного потоков минимальны.

Сжигание газа в предтопке котла КВГМ-100-150 увеличивает скорость осевого смещения потока в пристенной зоне, но не значительно - от среднего значения холодного потока равного 3,5 м/с до среднего значения горячего потока равного 5,5 м/с.

Горение в предтопке способствует расширению потока, который стремится выйти из предтопка в топку котла через пережим. Так как наибольшее возрастание температуры потока отмечается во втором сечении, то и скорость W_x увеличивается по мере продвижения потока от торцевой стенки камеры к пережиму (к выходу из предтопка). В сравнении со значениями W_x холодного потока горение способствует увеличению осевой скорости потока в квазитвердой области в 2 раза в первом сечении и в 3,5÷10 раз во втором сечении при основном режиме работы предтопка и котла в целом.

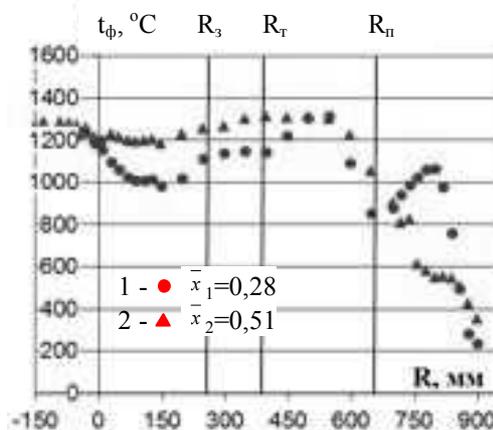


Рис. 2. Изменение температуры закрученного потока: R_3, R_T, R_P – радиус завихрителя, торцевых газовых сопел, пережима; 1 – $\bar{x}_1=0,28$; 2 – $\bar{x}_2=0,51$.

При комбинированном вводе воздуха в предтопке практически не создаются условия для формирования обратных токов в приосевой зоне. Стоит отметить, что процесс горения приводит к тому, что осевая скорость W_x сопоставима и даже превышает по значениям тангенциальную скорость в приосевой и осевой зонах. Максимальное значение тангенциальной скорости при исследованиях составило 25 м/с [2, 3].

Очевидно, что горение существенно влияет на осевую составляющую вектора полной скорости. Таким образом, формирование приосевой области зависит от условий работы предтопка и генерации вихря (комбинированность). При расчёте ЦВП необходимо учитывать условия неизотемичности.

Список литературы

1. Штым А. Н., Штым К. А., Дорогов Е. Ю. Котельные установки с циклонными предтопками // Владивосток: Изд. дом Дальневосточ. федер. ун-та, 2012. – 421 с.
2. Shtym K., Soloveva T. Influence of gas combustion upon swirled flow parameter // Proc. The 13th Int. Conf. on Comb. & En. Utiliz. ICCEU. Taipei, Taiwan. 2016. P. 77-81.
3. Shtym K., Soloveva T. Research of Swirling Flows During Gas Combustion // Proc. The 13th Int. Conf. on Flow Dynamics ICFD2016. Sendai, Japan. 2016. P. 240-241.

**К ПРОБЛЕМЕ РАСЧЕТА ЗОН ТЕХНОГЕННОГО ТЕПЛООВОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ
В КРУПНЫХ ВОДОХРАНИЛИЩАХ**Любимова Т.П.¹, Паршакова Я.Н.¹, Лепихин А.П.², Ляхин Ю.С.², Тиунов А.А.²¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь² Горный институт УрО РАН, Пермь

E-mail: alexey.tiunov@gmail.com

В настоящее время водохранилища являются наиболее распространенным типом охладителей для крупных тепловых электростанций. При их использовании возникают проблемы, которые индивидуальны для каждого водоема.

В настоящей работе на примере одной из самых мощных в Европе тепловых энергетических станций Пермской ГРЭС (Россия) проводится исследование температурных полей, создаваемых при сбросе подогретых вод, в зависимости от технологических и гидрометеорологических параметров.

Пермская ГРЭС расположена на левом берегу Камского водохранилища в 5 км выше г. Добрянки и в 60 км выше плотины Камской ГЭС. Мощность ГРЭС по техническому проекту должна составлять 4800 тыс. кВт (6 энергоблоков по 800 тыс. кВт каждый). В настоящее время введены в эксплуатацию 3 энергоблока (2400 тыс. кВт), имеющих прямоточную систему охлаждения. В ближайшее время планируется ввод в эксплуатацию 4-го энергоблока аналогичной мощности.

По морфометрическим особенностям участок водохранилища в районе водопользования Пермской ГРЭС, представляет собой относительно мелководную зону со средними глубинами 4-7 м. Забор воды из водохранилища осуществляется посредством подводящего канала (длина ~ 2,3 км), сброс - с помощью отводящего канала (длина ~ 900 м). Ширина водохранилища около 4,0 км. Затопленное русло р. Камы проходит у противоположного берега, где максимальные глубины достигают 23 м.

Важнейшим лимитирующим параметром для водопользования в рассматриваемом районе водохранилища является максимальная температура воды в зоне влияния ГРЭС. Поэтому решение задачи должно строиться, исходя из оценки зон максимальных температур в наиболее теплый период года. В связи с этим, решение задачи оценки характера возможных зон теплового воздействия ГРЭС, состояло из двух отдельных, но тесно связанных между собой этапов. На первом этапе проводилась детальная оценка теплового поля, создаваемого в водохранилище сбросом теплых вод ГРЭС, обработка сценариев для выполнения модельных расчетов. Задачей второго этапа была верификация используемых моделей расчетов и выполнение сценарных расчетов. Натурные исследования проводились на участке Камского водохранилища, протяженностью 16 км. Верхняя граница участка располагалась в 3 км выше подводящего канала, конец участка – на 10 км ниже "устья" отводящего канала.

Для моделирования зон теплового воздействия в районе влияния Пермской ГРЭС использовалась

комбинированная схема, построенная на основе сопряжения моделей в 1D, 2D, 3D постановках.

Модель в одномерной постановке охватывала всю акваторию Камского водохранилища от створа реки Кама п. Тюлькино до створа КамГЭС. В расчетах использовался программный продукт HEC RAS v.4.1. Модель в 1D постановке позволяла получить необходимую гидравлическую информацию для модели в 2D постановке на основе информации о притоках в Камское водохранилище и режима работы КамГЭС.

Модель в двухмерной постановке строилась для участка водохранилища п. Усть-Гаревая – п. Полазна, ~ 30 км. Расчеты проводились на основе лицензионного программного продукта SMS v.11.1. Полученные на ее основе данные использовались в 3D гидротермической модели рассматриваемого участка Камского водохранилища.

Гидродинамическая модель в 3D постановке строилась для участка Камского водохранилища с линейными размерами 10 км, прилегающего к Пермской ГРЭС и включающего в себя источник забора воды и источник сброса отработанной воды. Расчеты по этой модели проводились на вычислительном кластере «Уран» ИММ УрО РАН, с использованием программного продукта ANSYS Fluent. Задача решалась в рамках нестационарного неизоэнтальпического подхода с использованием $k-\epsilon$ модели для описания турбулентных характеристик.

На первом этапе проводились верификационные расчеты. Сопоставление результатов этих расчетов с данными натурных измерений показало, что предложенная схема вычислений позволяет корректно и эффективно проводить расчеты температурных полей крупных водных объектов. На втором этапе проводились расчеты для нескольких возможных сценарных условий воздействия Пермской ГРЭС на Камское водохранилище с целью оценки максимальной зоны теплового воздействия для наиболее неблагоприятных технологических и метеорологических условий. Найдено, что наиболее неблагоприятные условия возникают при ветре, направленном противоположно направлению течения реки. При этом в течение нескольких часов формируется трехмерный вихрь, горизонтальный размер которого равен расстоянию между сопряжениями подводящего и отводящего каналов с водохранилищем, а вертикальный размер равен глубине реки. Наличие этого вихря приводит к движению теплой воды против течения. Менее, чем через сутки, теплая вода достигает места забора воды охладительного канала, что является неблагоприятным с технологической точки зрения.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 17-77-20093).*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЭРОЗИОННО-ОПАСНЫХ КАПЕЛЬ В ПРОТОЧНЫХ ЧАСТЯХ ТУРБОМАШИН

Тищенко В.А., Алексеев Р.А.

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»

e-mail: tishchenkova@mpei.ru

В настоящий момент вопрос течения влажно-парового потока в последних ступенях паровых турбин является крайне актуальным. Присутствие дискретной фазы в проточной части турбомашин интенсифицирует ряд процессов, существенно влияющих на экономичность и надежность лопаточного аппарата. Данные явления связаны с характером межфазового взаимодействия (термодинамическое, механическое) и взаимодействия частиц жидкой фазы с поверхностями межлопаточных каналов. Возможность моделирования этих процессов позволит существенно снизить время на проектирование аэродинамически эффективной проточной части цилиндров низкого давления, а также оптимизировать системы борьбы (сепарация пленки, вдув греющего пара, стелитовая наплавка на входные кромки рабочих лопаток) с эрозионным износом поверхностей лопаток последних ступеней. Известно, что основным источником дополнительных потерь энергии двухфазного потока в турбине является процесс межфазового термодинамического взаимодействия [1]. В это взаимодействие вовлечены преимущественно частицы жидкой фазы, размеры которых меньше 1 мкм и которые движутся без скольжения по отношению к основному (паровому) потоку. В настоящее время, численное моделирование движения этого «тумана» мелкодисперсной влаги позволяет получить хорошее совпадение с экспериментальными данными [2]. Крупные капли составляют лишь 10% от всей массы жидкой фазы в проточной части турбины. Однако их присутствие интенсифицирует процессы эрозионного износа лопаточного аппарата рабочих решеток, что существенно сказывается на надежности работы турбомашин. При этом существует ряд проблем, связанных с моделированием движения подобных капель. Это обусловлено в первую очередь сложностью описания процессов образования эрозионно-опасных капель, так как они активно взаимодействуют с поверхностями межлопаточных каналов. Решению данного вопроса и посвящена настоящая работа.

Предложена модель движения и формирования крупнодисперсной эрозионно-опасной влаги в межлопаточных каналах сопловых решеток. Процессы взаимодействия капель с поверхностями лопаток описываются на основе статистических данных экспериментальных исследований по соударению одиночных капель с поверхностью. Представленный подход, примененный к условиям течения влажно-парового потока в проточной части турбины, рассматривает два возможных сценария развития процесса взаимодействия дискретной частицы с лопаткой: полное осаждение и формирование водяной

пленки; частичное осаждение и образование вторичных капель, покидающих поверхность. Возможность реализации одного из них определяется на основе критериальной оценки баланса энергии до и после взаимодействия. Непосредственное движение частиц жидкой фазы определяется только силой аэродинамического сопротивления капель, проявляющейся вследствие механического межфазового взаимодействия.

Предложенная модель была верифицирована по данным экспериментальных исследований течения влажно-парового потока в плоской сопловой решетке. Для определения характеристик частиц жидкой фазы использовалась система лазерной диагностики потоков и реализованный на ее основе метод PTV, который позволяет определять мгновенные векторные поля потоков засвеченных лазером частиц в наблюдаемой области. Исследования проводились внутри межлопаточного канала. Полученные экспериментальные данные сравнивались с результатами численного моделирования, что позволило «настроить» расчетный метод и подобрать основные эмпирические константы, присутствующие в модели.

Разработанный подход использовался для исследования влияния различных режимов течения на характер движения и формирования эрозионно-опасных капель в межлопаточном канале. Рассматривалось влияние плотности основной фазы (пара), углов натекания капель на канал. Определено влияние этих параметров на интенсивность осаждения частиц жидкой фазы на поверхности лопаток и изменение структуры потоков вторичных капель. Рассмотрено распределение основных характеристик капель (скорость, направление, размер, концентрация) за решеткой вдоль ее шага.

Полученные данные позволяют определить характер натекания эрозионно-опасных капель на входные кромки рабочих лопаток и оценить интенсивность процессов эрозионного износа лопаточного аппарата.

Список литературы

1. Petr, V., Kolovratnik M. Wet steam energy loss and related Baumann rule in low pressure steam turbines // Proc. IMechE, Part A: J. Power and Energy. 2014. V. 228, No 2. P. 206-215.
2. Schatz, M.; Eberle, T. Experimental study of steam wetness in a model steam turbine rig: presentation of results and comparison with computational fluid dynamics data // Proc. IMechE, Part A: J. Power and Energy. 2014. V. 228, No 2. P. 129-142.

*Исследование выполнено за счет гранты
Российского научного фонда
(проект № 17-79-10180)*

МОНИТОРИНГ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПЛАМЕНИ И МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Токарев М.П.¹, Абдуракипов С.С.¹, Гобызов О.А.¹, Плохих И.А.¹, Середкин А.В.^{1,2}, Дулин В.М.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

e-mail: mtokarev@itp.nsc.ru

Сложный процесс сжигания топлива во многих практических приложениях демонстрирует большие временные и пространственные вариации, которые влияют на уровень тепловыделения и уровень выбросов продуктов сгорания. С увеличением спроса на повышение эффективности сжигания и снижение уровня выбросов продуктов сгорания возникает также необходимость в новых приборах для оперативной диагностики горения. Оптимизация горения — это сложная многопараметрическая задача с нелинейной зависимостью от параметров. На сегодняшний день в промышленных системах контроля пламени главным образом проводится с помощью медленных контактных систем измерения с длительным временем отклика, например, термопары, газоанализаторы. Оптические измерения и методы визуализации можно рассматривать как альтернативные или дополнительные методы быстрого реагирования для контроля пламени, поскольку уровень оптического сигнала и пространственная структура пламени сильно связаны с производительностью горения и уровнем выбросов [1].

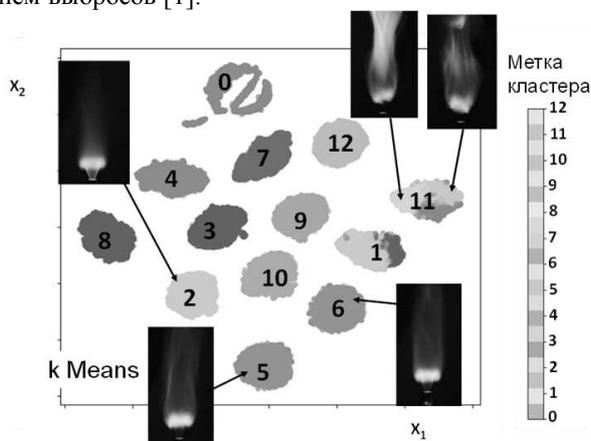


Рис. 1. Пример классификации режимов горения по визуализации.

В данной работе рассматривается способ автоматического определения режима горения по изображениям пламени на основе обучаемой на маркированных данных сверточной искусственной нейронной сети (CNN). CNN относится к классу глубинных нейронных сетей прямого распространения, содержащих несколько скрытых слоев, выполняющих анализ на присутствие пространственных особенностей во входных данных, соответствующих автоматически извлекаемым признакам во время обучения [2].

Результаты работы нейронной сети сравниваются с результатами кластерного анализа при помощи различных линейных моделей, таких как логистическая регрессия, метод опорных векторов и др.

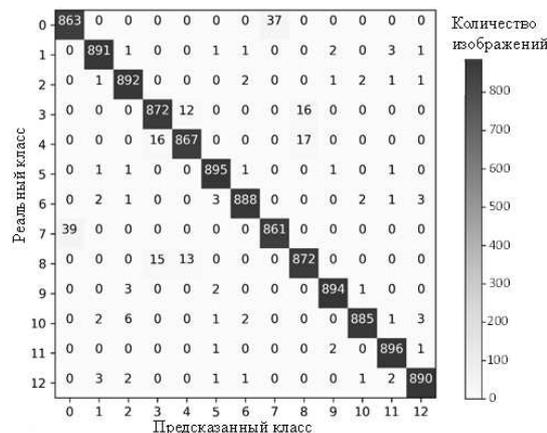


Рис. 2. Матрица ошибок классификации картин визуализации факела нейронной сетью.

Для тестирования работы описанных методов регистрация изображений пламени проводилась на лабораторном газовом горелочном стенде. Смещение топлива с окислителем происходило в длинной трубе, поток на выходе формировался осесимметричным сужающимся соплом с завихрителем, $Re=5000$. Более подробное описание стенда приводится в работе [3].

Режим определялся комбинацией двух параметров: степенью закрутки потока S и отношением топливо/воздух в смеси – коэффициентом избытка топлива Φ . Всего было зарегистрировано тринадцать различных режимов горения пропано-воздушной смеси. Съемка производилась на цветную камеру с разрешением изображения 2 Мпикс., для каждого режима регистрировалось порядка 10^4 изображений. Примеры картин визуализации и результат их классификации режимов горения приводятся на рис. 1. Показано, что результат классификации режимов горения с использованием подхода на основе CNN имеет преимущество перед линейными моделями с точностью предсказания 98% против 88-89% (лучший результат) (см. рис. 2). Так же в работе рассмотрены подходы к интеллектуальному управлению процессом горения на базе полученных результатов.

1. Борзов С.М., Козик В.И., Потатуркин О.И., Шушков Н.Н. Оптимизация процесса горения газообразных углеводородов путем вариации состава топливной смеси // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 2. С. 309-315.
2. Poletaev I.E., Pervunin K.S., Tokarev M.P. Artificial neural network for bubbles pattern recognition on the images // Journal of Physics: Conference Series. 2016., V. 754. 072002.
3. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M., Shtork S.I., Tokarev M.P. Flow structure of swirling turbulent propane flames. // Flow, turbulence and combustion. 2011. V. 87, No 4. P. 569-595.

Работа поддержана Минобрнауки России (Соглашение о предоставлении субсидии № 14.604.21.0162).

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЖИГАНИЯ ЖИДКОГО ТОПЛИВА ПУТЕМ ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОСОПЛОВЫХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ ФОРСУНОК

Упский М.В.¹, Штым К.А.¹, Упский В.А.¹

¹ Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

e-mail: upskiy.mv@dvfpu.ru

В основу эффективной работы таких устройств как жидкотопливные горелки, скрубера, циклонные предтопки, заложена организация оптимального распыла жидкости согласованного с аэродинамикой закрученного потока газа или воздуха. Необходимо отметить, что эффективность процесса смешения должна сохраняться в широком диапазоне нагрузок. Одним из основных узлов для распыливания жидкости являются форсунки различных модификаций. Исследования различных типов форсунок, проводимые на кафедре "Теплоэнергетики и теплотехники", показали высокую эффективность эксплуатации центробежных многосопловых форсунок, факел которых является результатом сложения расположенных особым образом в пространстве и имеющих свои характерные характеристики единичных факелов [1, 2, 3, 4].

С целью решения инженерной задачи по созданию алгоритма расчета оптимальной многосопловой форсунки были проведены исследования для нахождения связи расходных характеристик форсунок с их основными геометрическими параметрами (диаметр шнека, диаметр сопла, количество заходов шнека и др.) (см. рис. 1), определены диаграммы плотности орошения по сечениям факела жидкости при различных давлениях, углах расположения сопел, их количестве, а так же получен дисперсный состав жидкостного факела при различных условиях.

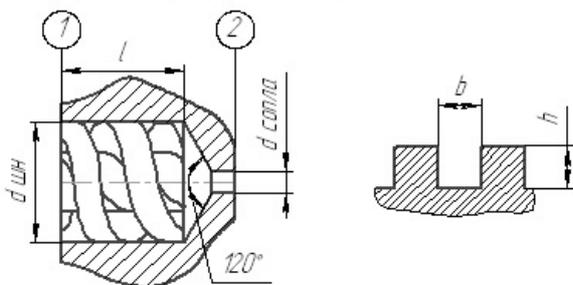


Рис.1. Шнек-завихритель многосопловой форсунки

Обработка результатов многочисленных аэродинамических исследований моделей циклонно-вихревых камер позволила использовать зависимость числа Eu от числа Re также для обобщения накопленного материала по расходным характеристикам многосопловых центробежных форсунок. Диапазон количества сопел исследованных форсунок - от 1 до 21, диаметров шнеков - от 5 до 16 мм и диаметров выходных сопел - от 0,9 до 6,5 мм. У всех форсунок данного типа различной производительности при их проектировании соблюдалось геометрическое подобие шнеков, угла наклона канала по отношению к оси шнека и конической вихревой камеры.

На диаграмме показаны некоторые зависимости для форсунок, различных по размерам и производи-

тельности. Кодовое обозначение каждой форсунки следующее: имя форсунки/число сопел/диаметр шнека, мм/диаметр отверстия сопла, мм.

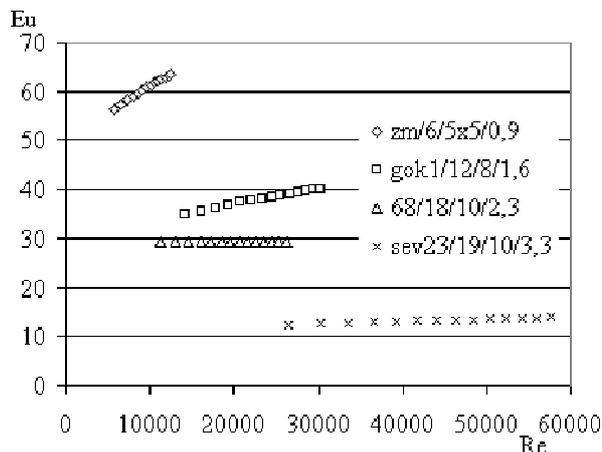


Рис.2. Зависимость числа Эйлера от числа Рейнольдса для многосопловых форсунок

Интерес представляет связь числа Эйлера с наиболее характерными геометрическими характеристиками форсунки. В данном случае (см. рис. 3), этим параметром оказался безразмерный диаметр сопла ($d_{\text{безр}} = d_{\text{сопла}}/d_{\text{шнека}}$).

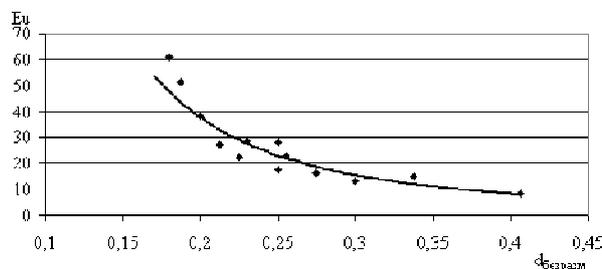


Рис.3. Влияние безразмерного диаметра сопла на число Eu

Уравнение данной регрессии может быть введено в методику расчета подобных многосопловых форсунок.

1. Штым А.Н., Пинькевич В.В. Исследование циклонного предтопка с комбинированным вводом воздуха при сжигании мазута. – В кн. Теплоэнергетика. Труды ДВПИ, т. 90. Владивосток, 1974.
2. Штым А.Н., Штым К.А. Модернизация паровых и водогрейных котлов с установкой циклонных предтопок для сжигания мазута и газа. Энергетик №10, 2010, с. 25-28.
3. Штым А.Н., Штым К.А., Дорогов Е.Ю. Котельные установки с циклонными предтопками//Владивосток. Издат. дом Дальневост. федерал.ун-т. 2012. 421 с.
4. Упский В.А., Упский М.В., Штым К.А. Исследование и внедрение многосопловых центробежных форсунок. Сб. С.111-112.

ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ГАЗИФИКАЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ ОТХОДОВ

Аньшаков А.С., Домаров П.В., Урбах А.Э., Фалеев В.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail:urbakh@itp.nsc.ru

Утилизация и обезвреживание органических отходов (сельскохозяйственные, коммунальные, биологические, промышленные и др.) стало глобальной проблемой для современного мира. В мире ежегодный прирост органических отходов составляет не менее 2,5 млрд. тонн. Актуальность данного вопроса, прежде всего, состоит в негативном воздействии на окружающую среду. В настоящее время самым распространенным методом утилизации органических отходов являются открытые полигоны, земляные насыпки, при эксплуатации которых происходит загрязнение земельных участков и сточных вод. В связи с этим возникает вопрос о более экологических методах переработки органических отходов. Одним из таких методов является плазменная газификация отходов, которая позволяет без промежуточных переделов получать высококалорийный синтез-газ и остеклованный безопасный шлак.

В Институте теплофизики создана экспериментальная электроплазменная установка для газификации органических отходов производительностью 20 кг/час. Принципиальная схема электроплазменной установки показана на рис 1.

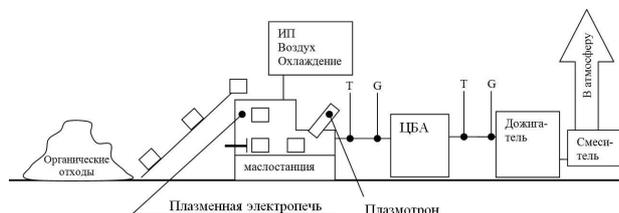


Рисунок 1. Схема электроплазменной установки: Т – измерение температуры газов, G – контроль состава газов.

В состав установки входят аппараты, разработанные при создании установки: плазменная электропечь, плазматрон, вихревой дожигатель газов, охладитель газов. Аппараты для очистки дымовых газов, тягодутьевые машины и пр. выбираются при проектировании установки из ряда стандартизированного оборудования.

Углеродсодержащие отходы с насыпным весом 150-200 кг/м³ поступают в упакованном виде в коробках с габаритными размерами 200*200*250 мм и через загрузочное устройство и подаются в рабочее пространство печи. Загрузочное устройство оснащено шлюзовой камерой, предотвращающей выход дымовых газов в атмосферу из рабочей камеры плазменной печи при избыточном давлении и подсос атмосферного воздуха в рабочую камеру при разреже-

нии в ней. Продвижение отходов по наклонному подду в зоне газификации осуществляется с помощью гидравлического толкателя подключенного к маслостанции и блоку управления. Предварительный прогрев футеровки и зоны газификации осуществляется плазматроном мощностью 50кВт. и последующем поддержание температуры 1200°С. Среднемассовая температура воздушной плазмы, истекающей из плазматрона, составляет 4000К. Полученный в зоне газификации синтез-газ (топливный газ) поступает в центробежно-барбатажный аппарат (ЦБА) для закалки плазмохимических реакций и очистки от пыли. Образовавшийся после газификации отходов зольный остаток, содержащий частицы недожога и углеродный остаток, попадает в зону горения, где под действием струи плазмы происходит дожигание углерода и переплавление минеральной части отходов в инертный шлак. После ЦБА топливный газ подается в камеру дожигателя, где сгорает до СО₂. Перед выбросом в атмосферу газ проходит в смеситель для последующего охлаждения путем смешивания с необходимым количеством атмосферного воздуха.

Источником энергии для газификации органической части и расплава неорганической служит плазматрон, а также химическая энергия реакций окисления углерода. Кислород поступает в печь через плазматрон, с плазмообразующим газом. Шлак периодически сливается через летку в откатную тележку. Кладка печи имеет огнеупорный и теплоизоляционный слой выполненные из шамотного и муллитокремнеземистого кирпича, крепления и своды камер выполнены из жаростойкого бетона. На боковых стенках камеры газификации размещены патрубки для подачи воздуха, смотровое окно, люк для осмотра кладки. В верхней части камеры газификации расположен патрубок для вывода из печи синтез-газа, на котором имеется устройство отбора проб газов для аналитического контроля.

Поисковые исследования в области плазменных технологий утилизации углеродсодержащих отходов показали высокую эффективность принятых технических решений для последующей их реализации в опытно-промышленных электро-технологических плазменных установках. Результаты исследований позволяют перевести экспериментальные плазменные устройства в стадию ОКР с целью разработки конкурентноспособных технологий для последующего создания промышленных установок.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ ГЕОТЕРМАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ИЗ НЕСКОЛЬКИХ СКВАЖИН

Филимонов М.Ю.^{1,2}, Ваганова Н.А.^{1,2}

¹ Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н.Ельцина

² Институт математики и механики им. Н.Н. Красовского УрО РАН

E-mail: fmy@imm.uran.ru

Геотермальная энергия является одним из перспективных видов возобновляемой энергии. Для повышения эффективности ее использования была разработана трехмерная нестационарная математическую модель функционирования геотермальной циклической системы (ГЦС) состоящей из нескольких скважин. В представленной модели учтены теплофизические характеристики геотермального резервуара и наиболее существенные технические параметры скважин. В качестве оптимизируемых параметров рассматриваются давления, создаваемые насосами добывающей и нагнетательных скважин и расстояния между этими скважинами. За счет выбора этих параметров необходимо обеспечить максимально длительный период эффективной эксплуатации геотермальной циклической системы.

В работе в качестве ГЦС рассматривается геотермальная станция, состоящая из двух, или трех скважин. Для описания функционирования ГЦС, состоящей из скважин (нагнетательных – с холодной водой и добывающей – с горячей водой) предложена трехмерная модель, опирающаяся на работы по подземной гидродинамике [1] течения жидкости в пористом грунте, но с учетом геотермального потока [2-6]. Перенос тепла в такой системе будет осуществляться двумя способами: конвективным и диффузионным. Была разработана трехмерная нестационарная математическую модель функционирования такой ГЦС с учетом наиболее существенных физических и технических параметров скважин для описания процессов теплопереноса и фильтрации воды в термальном резервуаре, в котором учитывается закон Дарси и закон сохранения массы (уравнение неразрывности), которые в общем случае образуют систему уравнений для отыскания распределения давления и поля скорости фильтрации. Уравнение для давления (или напора) представляет собой уравнение в частных производных, родственное уравнению Лапласа, описывающему распределение потенциала электрического поля.

Для численной реализации описанной модели была разработана технология построения сеток с большим числом узлов и алгоритм их сгущения в трехмерной области со сложной геометрией, возникающей после учета конструкционных и геометрических особенностей ГЦС, и особенности литологического строения геотермального коллектора. В основу численной методики были заложены идеи, использованные в работах [5-7]. Приведены результаты численных расчетов.

Список литературы

1. Полубаринова-Кочина П.Я. Теория движения грунтовых вод // М.: Наука, 1977. 665 с.
2. Филимонов М.Ю., Ваганова Н.А. Моделирование распределения температуры в пределах резервуара геотермальных вод // Труды Института механики УрО РАН «Проблемы механики и материаловедения». Материалы конференции «Актуальные проблемы математики, механики, информатики». Ижевск: ИМ УрО РАН. 2014. С. 219–222.
3. Ваганова Н.А., Филимонов М.Ю. Оптимальное проектирование геотермальных циклических систем // Всероссийская конференция «Экология. Экономика. Информатика. Сборник статей. Т. 1. Системный анализ и моделирование экономических и экологических систем. Ростов-на-Дону: Издательство ЮФУ. 2014. С. 387–392.
4. Vaganova, N.A., Filimonov, M.Yu. Simulation and Numerical Investigation of Temperature Fields in an Open Geothermal System // Lect. Notes Comput. Sci. 2015. V. 9045. P. 385–391.
5. Vaganova N., Filimonov M.Y. Refinement of model of an open geothermal system // AIP Conference Proceedings. 2016. V. 1789. No. art. 020020.
6. Vaganova N.A., Filimonov M.Yu. A General Model of an Open Geothermal System // Journal of Physics: Conference Series. 2017. V. 820. No. art. 012010.
7. Башуров Вл.В., Ваганова Н.А., Филимонов М.Ю. Численное моделирование процессов теплообмена в грунте с учетом фильтрации жидкости // Вычислительные технологии. 2011. Т. 16, No. 4. С. 3–18.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-01-00401) и программой
фундаментальных исследований
УрО РАН № 18-1-1-8.*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ БАРОТРОПНЫХ ЗАХВАЧЕННЫХ ВОЛН РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ НА ШЕЛЬФЕ ПЕРЕМЕННОЙ ШИРИНЫ

Шульга Т.Я.

ФБУН Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь

e-mail: shulgaty@mail.ru

В основу работы положено исследование горизонтально неоднородных волн, возникающих в топографически пограничных областях, образованных изменениями рельефа и наличием берега. Пограничные волновые образования (поверхностные и внутренние волны, волна Кельвина, краевые и шельфовые волны) определяют характер большинства гидрофизических процессов, протекающих в морских бассейнах и на их границе. Основными из них являются перенос осадочного материала и взвешенного вещества, формирование структуры береговой линии и прибрежного рельефа, прибойные биения [1, 2].

Целью исследования является уточнение теоретических оценок параметров этих волновых движений, имеющих строгую модовую структуру и характеризующихся наличием дисперсионных соотношений для прибрежных районов Черного моря. Для идентификации параметров низших мод захваченных волн использованы алгоритмы конечно-разностной аппроксимации. Периодическое волнообразное решение находится в виде волн, распространяющихся вдоль берега в предположении, что глубина моря изменяется по нормали к берегу. Эти условия дают хорошо известную краевую задачу [1, 3, 4], описывающую полный набор баротропных захваченных волн в прибрежных районах океана. Ее решения позволяют определить влияние топографии главных участков рельефа пограничной области на параметры и структуру мод. Анализа расчетов выполнен для тестовых профилей, состоящих из трех кусочно-постоянных откосов: шельфа, склона и области моря постоянной глубины.

На основе решения полной краевой задачи получены теоретические оценки параметров краевых волн возникающих в районе Анатолийского побережья Черного моря. Этот район имеет сложный рельеф дна, связанный с активными тектоническими процессами и характеризуется наличием континентальных шельфов, где ожидается существование топографически модифицированных волн. Исходными данными для моделирования в исследуемой области является рельеф дна Черного моря, представленный файлом глубин, полученный по данным [5]. Эти данные с пространственным разрешением 0.5° , представляющие собой сплошную рельефную модель для океана и суши, получены на основании комбинирования глубинных батиметрических зондирований с интерполяцией между точками зондирования и усвоением спутниковых наблюдений.

Особое внимание в работе уделено анализу пространственно-временных параметров нулевой моды для профилей, расположенных в районе Анатолийского побережья. Выделены районы, для которых характерно наличие минимальных значений частот и волновых чисел для всех мод. Приведен анализ по-

ложения точек затухания волны и максимумов амплитуд уровня в области шельфа и континентального склона.

Продемонстрированы возможности численного моделирования эволюции шельфовых волн с использованием модели, развиваемой в Институте вычислительной математики РАН [6]. Пространственное разрешение модели по долготе и широте составляет $(0^\circ 3') \times (0^\circ 2' 24'')$ соответственно. По вертикали задается 40 неравномерно распределенных по глубине σ -уровней. Шаг расчета по времени 5 мин. Для расчета климатического атмосферного воздействия в модели используются данные *CORE* [7] с пространственным разрешением 1.825° по долготе и неравномерным шагом по широте. По данным климатического расчета для 50 станций, расположенных на Анатолийском шельфе рассчитаны спектры колебаний уровня моря с помощью быстрого преобразования Фурье [8].

Нулевая мода захваченных волн, представляет собой гибридную волну, объединяющую свойства волны Кельвина и волны Стокса в определенной частотной области, когда существенны как вращательные, так и топографические эффекты. На достаточно широком шельфе эти волны существуют в пределах полусуточных частот, а их групповая скорость может стать нулевой. В экспериментах с реальной топографией получено, что профили шельфовых волн определяются топографией шельфа, в меньшей степени – материкового склона. Максимальная амплитуда отмечается вблизи кромки шельфа. Ширина материкового склона практически не влияет на амплитуду шельфовых волн.

Список литературы

1. Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б. и др. Волны в пограничных областях океана // Л.: Гидрометеониздат, 1985. 280 с.
2. Mysak L.A. Recent advances in shelf wave dynamics // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1980. V. 18. No 1. P. 211–241.
3. Ke Z., Yankovsky A.E. The hybrid Kelvin-edge wave and its role in tidal dynamics // *J. Phys. Oceanogr.* 2010. No 40. P. 2757–2767.
4. Yankovsky A.E. Large-scale edge waves generated by hurricane landfall // *J. Geophys. Res.* 2009. V. 114. P. 1–13.
5. Онлайн ресурс <http://www.gebcos.net/> (дата проверки: 15.03.2018).
6. Залесный В.Б., Гусев А.В., Мошонкин С.Н. Численная модель гидродинамики Черного и Азовского морей с вариационной инициализацией температуры и солёности // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2013. № 6. С. 699–716.
7. Онлайн ресурс <http://data1.gfdl.noaa.gov/> (дата проверки: 15.03.2018).
8. William J. Emery and Richard E. Thomson *Data Analysis Methods in Physical Oceanography.* Amsterdam ; New York : Elsevier, 2001. 638 p.

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ 0827-2018-0004).



СЕКЦИЯ 10

Геофизическая термогидродинамика и защита окружающей среды



РАСЧЕТ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РОМБОЭДРИЧЕСКОЙ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

Игошин Д.Е., Губкин А.С., Игнатьев П.А., Губайдуллин А.А.

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, Тюмень.

e-mail: igoshinde@gmail.com, alexshtil@gmail.com, ignatev408@mail.ru, gubai@tmn.ru.

Математическое моделирование пористых сред периодическими структурами обладает рядом преимуществ: пористость среды задается аналитически, при численном моделировании течения решение достаточно получить в объеме одной поры. В [1] рассмотрена модельная периодическая структура на основе ромбоэдрической системы решеток

$$\alpha = \frac{r-r_0}{r}, \quad L = 2r_0, \quad r_* = \frac{r_0}{\cos(\theta/2)}, \quad (1)$$

$$\alpha_2 = 1 - 2(1-\alpha)\sin(\theta/2) \quad \text{при} \quad \alpha > 1 - \frac{1}{2\sin(\theta/2)},$$

где L — период решетки, r — радиус сферических сегментов, r_0 — радиус в случае касания, r_* — радиус в случае замкнутых пор, θ — острый угол грани ромбоэдра, α — безразмерная степень пересечения сфер, α_2 — безразмерная степень пересечения сфер, расположенных в противоположных вершинах ромба. Пористость рассмотренной структуры

$$m = \frac{V_n}{V} = 1 - \frac{V_c}{V} = 1 - \frac{\pi[2-3\alpha^2(3-\alpha)-3\alpha_2^2(3-\alpha_2)]}{12(1-\alpha)^3(1-\cos\theta)\sqrt{1+2\cos\theta}}. \quad (2)$$

Одномерная фильтрация флюида в пористой среде описывается уравнением Дарси

$$\frac{Q}{S} = \frac{k \Delta p}{\mu H}, \quad (3)$$

где Q — объемный расход флюида через поперечное сечение среды площадью S , k — проницаемость среды, Δp — перепад давления, μ — динамическая вязкость флюида, H — протяженность среды.

В силу периодичности модельной среды численное решение системы уравнений Навье-Стокса достаточно провести в объеме одной поры. По результатам численного интегрирования найден расход флюида через поперечное сечение элементарной ячейки. Проницаемость пористой среды определена на основе уравнения Дарси (3)

$$k = \frac{\mu H Q}{S \Delta p}, \quad H = L \sin \beta, \quad \cos \beta = \frac{\cos \theta}{\cos(\theta/2)}, \quad S = L^2 \sin \theta. \quad (4)$$

Окончательно

$$k = \frac{\mu Q \sin \beta}{L \Delta p \cos \theta}.$$

Численная реализация проведена в связке из открытых пакетов: SALOME-OpenFOAM-Paraview. Геометрия порового пространства и расчетная сетка построены в пакете SALOME. Расчеты проведены в пакете OpenFOAM. Визуализация расчетов реализована в пакете Paraview. Показано, что с уменьшением пористости и приближением ее к предельному значению проницаемость среды резко уменьшается, чего не дают оценки на основе метода Козени [2]. Получено хорошее соответствие между результатами расчетов и аналитической оценкой, приведенной в [1] с учетом извилистости каналов [3]. Извилистость имеет определяющее значение для проницаемости среды, образованной случайными микронеоднородностями [4].

Список литературы

1. Игошин Д.Е., Хромова Н.А., Фильтрационно-емкостные свойства периодической пористой среды ромбоэдрической структуры со скелетом из шаровых сегментов // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2016. Т. 2. № 3.
2. Губайдуллин А.А., Игошин Д.Е., Хромова Н.А., Обобщение подхода Козени к определению проницаемости модельных пористых сред из твердых шаровых сегментов // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2016. Том 2. № 2. С. 105–120.
3. Игошин Д.Е., Хромова Н.А. Гидравлическое сопротивление извилистых каналов // Вестник кибернетики. 2016. № 3 (23). С. 8–17.
4. Губкин А.С., Игошин Д.Е., Трапезников Д.В. Численный расчет проницаемости в двумерной пористой среде со скелетом из случайно расположенных пересекающихся дисков // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2016. Т. 2. № 4. С. 54–68.

*Работа поддержана РФФИ
(грант № 16-29-15119).*

РАБОТА ОСНОВНЫХ СИЛ В СРЕДНЕГОДОВОМ И СРЕДНЕСЕЗОННОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ ЦИРКУЛЯЦИИ ЧЕРНОГО МОРЯ

Демышев С.Г.

ФГБУН «Морской гидрофизический институт РАН», Севастополь

e-mail: demyshev@gmail.com

С учетом реального атмосферного воздействия на основе дискретной вихреразрешающей модели проведен численный эксперимент с высоким горизонтальным разрешением для 2016 года [1]. Модель представляет собой современный вычислительный комплекс, основанный на полных уравнениях термогидродинамики океана в приближении Буссинеска, гидростатики и несжимаемости морской воды. Конечно-разностная система уравнений аппроксимируется на сетке S и имеет второй порядок точности по пространственным переменным (с точностью до неравномерного шага). В модели реализованы схема «чехарда» для аппроксимации по времени, полуявное представление для давления и TVD-схемы для аппроксимации адвективных слагаемых в уравнениях адвекции тепла и соли (Harten 1983). Бигармонический оператор в уравнениях переноса импульса, тепла и соли обеспечивает фильтрацию вычислительного шума и стабилизирует численное решение. Пространственное разрешение модели составляет 1,64 км по горизонтальным координатам, по вертикали рассматриваются 27 z -горизонтов. Вертикальные турбулентные процессы параметризованы на основе теории Меллора-Ямады 2.5 (Mellor, Yamada 1982), учитываются сток рек и водообмен через проливы. Дискретные уравнения бюджета потенциальной и кинетической энергий являются следствием конечно-разностных уравнений модели, что обеспечивает точное соответствие рассчитанной энергетики исходной постановке.

По результатам расчета и в сравнении с энергетикой, полученной для других лет (2011 и 2006 годы), анализируются работа основных сил, которые поддерживают бароклинную циркуляцию Черного моря. Они включают работу силы ветра, плавучести, давления, трения, адвекции и диффузии. Рассчитаны средние и мгновенные энергетические потоки в уравнениях скорости изменения кинетической и потенциальной энергий. Вклад в среднегодовой баланс

кинетической энергии вносят работа силы ветра, плавучести и вертикальный турбулентный обмен, работа сил давления и адвекции малы. В изменчивость потенциальной энергии преобладающее влияние оказывают два фактора - вертикальная турбулентная диффузия и работа силы плавучести, которые приблизительно компенсируют друг друга. На среднесезонных масштабах основной вклад в эволюцию кинетической энергии вносят четыре силы - работа силы ветра, плавучести, вертикальный и горизонтальный турбулентный обмен. Имеет место значительная межсезонная изменчивость. В зимний и осенний периоды наблюдается наиболее интенсивная работа сил ветра, которая компенсируется вертикальным турбулентным трением. Работа силы плавучести наиболее интенсивна весной.

Скорость изменения потенциальной энергии в основном определяется турбулентной диффузией и работой силы плавучести. Их наибольшие значения наблюдаются в весенний сезон.

Главный вывод заключается в том, что основной баланс в энергетике моря имеет место между притоком энергии от ветра и ее диссипацией по вертикали, работой силы плавучести и трением по горизонтали.

Список литературы

1. Demyshev S.G. A numerical model of online forecasting Black Sea currents. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2012, Vol. 48, No. 1 pp. 120–132.
2. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. – *J. Comput. Phys.*, 1983, v. 49, pp. 357 – 393.
3. Mellor G.L. and Yamada T.A. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. – *Rev. Geophys.*, 1982, v. 20, p. 851 – 875.

Расчет и анализ данных 2016 г. выполнен в рамках темы госзадания (тема № 0827-2018-0003).

Расчет и анализ данных 2006, 2011 гг. выполнен при поддержке РФФИ (грант № 18-05-00353).

Дорофеев В.Л., Сухих Л.И.

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь

e-mail: viktor.dorofeev@mhi-rus.ru

Для изучения процессов, происходящих в морских системах, в последнее время широкое распространение получил метод ретроспективного анализа (реанализа). Такой метод позволяет объединить возможности, которые дают модели, с информацией, получаемой с помощью измерений тех или иных параметров морской среды. В данной работе представлены результаты анализа изменчивости динамики Черного моря на основе реанализа его гидрофизических полей за двадцатилетний срок.

Применявшаяся в работе модель основана на созданной в Морском гидрофизическом институте модели циркуляции Черного моря [1]. Это z -уровневая модель, основанная на аппроксимации системы примитивных уравнений динамики океана. Используемый вариант модели имеет горизонтальный пространственный шаг сетки 4.8 км и 40 вертикальных расчетных уровней. Такое пространственное разрешение позволяет достаточно адекватно описывать, помимо крупномасштабных, синоптические процессы.

Для более аккуратного описания термодинамических процессов в деятельном слое моря, особенно процессов вертикального обмена, к модели циркуляции была добавлена турбулентная модель. Это модель квазиравновесной турбулентной энергии *QETE*, входящая в семейство моделей Меллора-Ямады, состоящая из двух уравнений эволюции турбулентной энергии и масштаба турбулентности. Такой вариант модели циркуляции использовался для воспроизведения долговременной эволюции динамики Черного моря без ассимиляции данных измерений [2].

В качестве граничных условий на свободной поверхности моря для уравнений модели циркуляции и турбулентной модели использовались параметры атмосферного воздействия, полученные по результатам атмосферного реанализа *ERA-Interim (ECMWF)*: приповерхностный ветер, потоки тепла и пресной воды, солнечная радиация. В устьях рек и проливов задавались среднемесячные климатические значения расходов.

Важным элементом реанализа является ассимиляция данных наблюдений. Гидрофизические поля, анализируемые в данной работе, получены при ассимиляции в модели циркуляции Черного моря данных спутниковых измерений температуры поверхности моря (ТПМ), аномалий уровня и среднегодовых профилей температуры и солёности. Температура поверхности моря бралась из архива *GHRSSST* и *NODC*, а для последнего периода – из архива *OSI TAC*. Для ассимиляции данных об аномалии уровня моря использовались все доступные данные спутниковой альтиметрии за период реанализа, представленные архивами *NASA*, *AVISO* и *SL TAC*. Среднегодовые профили температуры и солёности были подготовлены на основе всех имеющихся за рассматриваемый

период данных гидрографических съёмок и всплывающих буев.

Анализ гидрофизических полей Черного моря, проводился для периода 1993 – 2012 гг. Для оценки их качества, была проведена валидация результатов реанализа. Для этого полученные результаты сравнивались с данными гидрографических измерений. Использовался набор данных измерений температуры и солёности по съёмкам, проведенным в Черном море с 1993 года. Поля температуры и солёности, полученные в реанализе, интерполировались по пространству и времени в те точки и моменты времени, в которых имелись измеренные профили. После этого были построены средние для каждого сезона и для всего массива данных профили средних и среднеквадратичных ошибок. Валидация результатов реанализа показала в целом, что полученные поля достаточно хорошо описывают реальную термохалинную структуру моря. При этом наибольшие ошибки возникают на глубинах максимального градиента соответствующих параметров.

Анализ результатов проведенных расчетов показал, что за рассматриваемый период верхний слой Черного моря нагревался, что проявилось в повышении поверхностной температуры и уменьшении объема холодного промежуточного слоя. Повышение температуры верхнего слоя моря сопровождалось увеличением солёности. Полученные результаты хорошо воспроизводят горизонтальную циркуляцию в верхнем слое Черного моря. Как известно, она носит в основном циклонический характер, что вызвано положительной, в среднем, завихренностью поля ветра над акваторией моря. Результаты реанализа воспроизводят как крупномасштабные черты течений, так и синоптические процессы, наиболее яркими из которых являются антициклонические вихри на периферии Основного черноморского течения. Временная изменчивость циркуляции носит в основном сезонный характер. Максимальная плотность кинетической энергии течений наблюдается в зимний сезон. В этот же сезон наблюдается максимальная завихренность поля ветра над морем. В результатах реанализа хорошо видна также межгодовая изменчивость интенсивности циркуляции.

Список литературы

1. Демьшев С.Г., Коротаев Г.К. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана с неровным дном на сетке C // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. М.: ИВМ РАН, 1992. С.163-231.
2. Дорофеев В.Л., Сухих Л.И. Моделирование долговременной эволюции гидрофизических полей Черного моря // Океанология. 2017. Т. 57, № 6. С. 871 – 884.

Работа поддержана РНФ (грант № 17-77-30001).

ОСОБЕННОСТИ СИНОПТИЧЕСКОЙ И МЕЗОМАСШТАБНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ЦИРКУЛЯЦИИ ЧЕРНОГО МОРЯ В 2011 И 2016 ГГ

Дымова О.А.

ФГБУН «Морской гидрофизический институт РАН», Севастополь

e-mail: olgadyim@yahoo.com

Целью работы было сопоставить результаты расчетов циркуляции Черного моря для двух временных интервалов длительностью один год и оценить закономерности синоптической и мезомасштабной изменчивости гидрофизических полей. Численные эксперименты выполнены на основе вихреразрешающей модели МГИ на равномерной сетке $1,6 \times 1,6$ км [1]. Пространственное разрешение модели меньше бароклинного радиуса деформации Россби в Черном море (в среднем 8 км), что позволяет реконструировать мезомасштабные вихревые образования. Условия проведения экспериментов идентичные, за исключением данных атмосферного форсинга. В первом расчете взяты данные реанализа SKIRON за 2011 г., во втором – за 2016 г. Получены трехмерные поля температуры, солёности, скоростей течений на каждые сутки обоих периодов.

Реконструированные гидрофизические поля сопоставлены с данными контактных наблюдений. Для сопоставления выбраны измерения температуры и солёности, полученные в 69 (2 – 11 августа 2011 г.) и 87 (30 июня – 18 июля 2016 г.) рейсах научно-исследовательского судна «Профессор Водяницкий», а также двух термопрофилирующих буев ARGO № 1901200 (5 января – 31 декабря 2011 г.) и № 6901832 (2 января – 27 декабря 2016 г.). Анализ результатов показал, что для обоих численных экспериментов наибольшие отличия по температуре наблюдаются в слое 10 – 30 м в теплые периоды. Это обусловлено заглублением сезонного термоклина по данным моделирования. В поле солёности максимальные расхождения с данными измерений выявлены в слое 50 – 100 м в осенне-зимние периоды для обоих экспериментов. На глубинных горизонтах (ниже 300 м) наблюдается хорошее соответствие данным наблюдений: разница между измеренными и рассчитанными значениями температуры в среднем составляет $0,04^\circ\text{C}$, солёности – $0,05\text{‰}$.

При анализе полей скоростей течений получены следующие особенности. В обоих экспериментах воспроизведены известные из наблюдений элементы черноморской циркуляции и качественно повторяются основные черты их сезонной изменчивости.

Зимой и осенью 2011 г. центральная часть моря была охвачена Основным черноморским течением (ОЧТ). Струя имела гладкий характер, средние скорости течения – около 30 см/с. В холодные периоды 2016 г. наблюдалось сильное меандрирование ОЧТ, скорости течения были ниже в среднем на 5 см/с. Весной и летом 2016 г. целостность ОЧТ периодически нарушалась в результате меандрирования струи и формирования интенсивных циклонических и антициклонических вихрей с размерами 50 – 70 км в центральной части, в то время как в 2011 г. ОЧТ существовало в течение всего года.

Получены отличия в параметрах Севастопольского и Батумского антициклонов. В весенне-летний сезон 2011 г. Севастопольский антициклон был слабее чем в 2016 г. Его размеры в 2011 г. изменялись от 60 до 90 км, скорость – до 35 см/с, а в 2016 г. максимальные скорости достигали 45 см/с, а диаметр – 120 км в идентичные фазы развития. Вследствие ослабления ОЧТ летом 2016 г. для Батумского антициклона наблюдалась обратная ситуация. В 2011 г. размеры и скорость вихря были практически в два раза выше величин аналогичных характеристик в 2016 г.

Интенсификация мезомасштабной изменчивости для обоих экспериментов выявлена в весенне-летние сезоны в районе северо-западного шельфа, у берегов Крыма и Анатолийского побережья. Получено, что более интенсивная мезомасштабная изменчивость развивалась в северной части моря в 2016 г., а в южной части – в 2011 г. Такие особенности прибрежной циркуляции у берегов Турции привели к усилению Батумского антициклона в 2011 г.

При анализе результатов представленных расчетов выделяются два режима изменчивости циркуляции Черного моря. Известно, что одним из основных факторов, определяющих кинетическую энергию течений и вихрей в Черном море, является вклад работы силы ветра [2]. Для выявления механизмов формирования структуры циркуляции были проанализированы поля касательных напряжений трения ветра. Получено, что зимой 2011 г. среднемесячные значения скорости ветра были выше, чем в 2016 г. При этом для направлений ветра были характерны северные и северо-восточные румбы в 2011 г. и южные и юго-западные – в 2016 г. Таким образом, ослабление ветрового воздействия в 2016 г. привело к ослаблению струи ОЧТ, формированию меандров и усилению мезомасштабной изменчивости в прибрежных зонах. В результате уменьшения энергии ОЧТ в южной части моря вихри, возникавшие около Анатолийского побережья летом 2016 г., получали меньше энергии и практически не оказывали влияния на Батумский антициклон.

1. Demyshev S.G., Dymova O.A. Numerical analysis of the mesoscale features of circulation in the Black Sea coastal zone // *Izv., Atmos. Ocean. Phys.* 2013. V. 49, No. 6. P. 603 - 610.
2. Зацепин А.Г., Кременецкий В.В., Станичный С.В., Бурдюгов В.М. Бассейновая циркуляция и мезомасштабная динамика Черного моря под ветровым воздействием // Сб. статей: Современные проблемы динамики океана и атмосферы. М.: ТРИАДА ЛТД, 2010. С. 347 - 368.

Расчет и анализ данных 2016 г. выполнен в рамках темы госзадания (тема № 0827-2018-0003).

Расчет и анализ данных 2011 г. выполнен при поддержке РФФИ (грант № 18-05-00353 а).

МУЛЬТИВАРИАНТНОЕ УСВОЕНИЕ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В МОДЕЛИ ДИНАМИКИ ОКЕАНА ВЫСОКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Кауркин М.Н.^{1,2,3}, Ибраев Р.А.^{1,2,3,4}

¹ Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва

² Гидрометцентр России, Москва

³ Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь

⁴ Институт вычислительной математики РАН, Москва

e-mail: maksim.kaurkin@phystech.edu

Рассматривается метод ансамблевой оптимальной интерполяции (eng. Ensemble Optimal Interpolation, EnOI)[1] для усвоения данных наблюдений в модели динамики океана ИВМИО [2] высокого пространственно-временного разрешения. Описывается его реализация в виде программного сервиса DAS (eng. Data Assimilation Service) на базе платформы CMF 3.0 [3]. Разработанный параллельный алгоритм на основе EnOI рассчитан на усвоение данных с различных измерителей (дрифтеры, спутники) с возможностью построения кросс-ковариационных матриц (между различными модельными величинами) для корректировки всех модельных полей и модельного прогноза в целом, в том числе для тех величин, измерения для которых отсутствуют. Данный метод на базе EnOI планируется использовать для всех данных наблюдений доступных на сегодняшний день для Мирового океана [4].

Приводятся результаты численных экспериментов по усвоению различных данных: данные температуры и солёности с дрейфтеров АРГО, данные спутниковой альтиметрии и поверхностной температуры океана. Получены качественные и количественные оценки эффективности используемого метода и точности получаемого модельного решения, которые соответствуют результатам ведущих научных коллективов – участников проекта GODAE Ocean View (<https://www.godae-oceanview.org>).

Основные уравнения, используемые при усвоении данных динамико-стохастическими методами:

$$\mathbf{x}_a = \mathbf{x}_b + \mathbf{K}(\mathbf{y}_{\text{obs}} - \mathbf{H}\mathbf{x}_b) \quad (1)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \quad (2)$$

В формулах (1), (2):

\mathbf{x}_a , \mathbf{x}_b – векторы модельного решения после и до усвоения (анализа и прогноза, eng. analysis and background) размера n , где n – количество точек модельной сетки, умноженное на число корректируемых модельных величин (температура, солёность, уровень, скорости и т.д.), $n \sim 10^8$ для модели Мирового океана с разрешением 0.1 градуса; \mathbf{y}_{obs} – вектор наблюдений размера m , где m – число точек наблюдения ($m \sim 10^3 - 10^5$). Может содержать различные данные наблюдений, такие как температура, солёность, уровень океана и т.д.; $\mathbf{K}(n \times m)$ – весовая матрица (eng. Kalman gain matrix); $\mathbf{R}(m \times m)$ – ковариационная матрица ошибок наблюдений; $\mathbf{H}(m \times n)$ – матрица проектирования значений модели в пространство данных

наблюдений; \mathbf{B} – ковариационная матрица ошибок состояния модели.

Основная идея ансамблевых методов усвоения данных, таких как ансамблевый фильтр Калмана (eng. Ensemble Kalman Filter, EnKF) или ансамблевая оптимальная интерполяция (EnOI) заключается в том, что матрица \mathbf{B} аппроксимируется на основе набора векторов-состояний модели (выборки).

$$\mathbf{A}_b = [\mathbf{x}_b^1 \dots \mathbf{x}_b^N] - [\overline{\mathbf{x}_b} \dots \overline{\mathbf{x}_b}] \quad (3)$$

В (3) \mathbf{A}_b – матрица размера $n \times N$, где N – количество элементов ансамбля ($N \sim 10^2$), столбцы которой равны значениям состояния модели минус среднее по ансамблю. При этом ансамбль состояний модели в методе EnKF строится по модельным расчетам с разными начальными условиями. В методе EnOI для ансамбля состояний выбираются модельные расчеты сохраненные при долговременном интегрировании модели. Тогда матрица \mathbf{B} аппроксимируется так:

$$\mathbf{B} \approx \frac{1}{N-1} \mathbf{A}_b(\mathbf{A}_b)^T \quad (4)$$

В статье [5] проводится сравнение EnKF и EnOI для модели океана MOM4 разрешения 0.1 градуса и при значительно возрастающих (пропорционально N) вычислительных затратах, точность прогноза с использованием EnKF выше лишь на 10 – 17 %.

Вычислительная эффективность и параллельная масштабируемость разработанной системы в целом подтверждена тестами на различных современных суперкомпьютерах массивно-параллельной архитектуры («Ломоносов», «МВС-10П», «РСК Торнадо»).

Список литературы

1. Oke P.R., Brassington G.B., Griffin D.A., Schiller A. Ocean data assimilation: a case for ensemble optimal interpolation // AMOJ. 2010. V. 59. P. 67–76.
2. Ибраев Р.А., Хабеев Р.Н., Ушаков К.В. Вихреразрешающая 1/10° модель Мирового океана // Известия РАН. ФАО. 2012. Т. 48. № 1. С. 45–55.
3. Kaurkin M., Ibrayev R., Koromyslov A. EnOI-Based Data Assimilation Technology for Satellite Observations and ARGO Float Measurements in a High Resolution Global Ocean Model Using the CMF Platform // Supercomputing. Eds. Voevodin V., Sobolev S. Series: CCIS. Springer. 2016. V. 687. P. 57–66.
4. Кауркин М.Н., Ибраев Р.А., Беляев К.П. Усвоение данных альтиметрии в модели динамики океана методом ансамблевой интерполяции // Известия РАН. ФАО. 2018. Т. 54. № 1. С. 64–72.
5. Sakov P., Sandery P.A. Comparison of EnOI and EnKF regional ocean reanalysis systems // Ocean Modelling. 2015. V. 89. P. 45–60.

*Работа поддержана РФФ
(грант № 17-77-30001).*

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ГЛУБОКОВОДНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ЧЕРНОГО МОРЯ ПО ДАННЫМ РЕАНАЛИЗА

Маркова Н.В.

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь

e-mail: n.v.markova@mail.ru

Рассматриваются результаты реанализа гидрофизических полей Черного моря за период 2001-2012 гг., выполненного на основе z -координатной нелинейной модели динамики океана Морского гидрофизического института (МГИ) [1]. Этот массив составляет часть архива данных Экспериментального центра морских прогнозов МГИ [2, 3] и содержит модельные данные распределения приведенного уровня моря, температуры, солёности и горизонтальных составляющих скорости на 38 горизонтах от поверхности до дна. Шаг расчетной сетки в горизонтальных направлениях равен 5 км, данные записаны на каждые сутки указанного периода.

Исследования внутрigoдовой и долговременной изменчивости динамики Чёрного моря ведутся непрерывно, в том числе, на основе данных гидрофизического реанализа. С использованием модели МГИ за последнее время выполнен большой объём работ по изучению общей циркуляции Черного моря и детальному анализу полей – преимущественно в его верхнем слое [4-7].

В представленной работе акцент ставится на изучение годового цикла и межгодовой изменчивости гидрофизических полей в глубоководной части Черного моря, на горизонтах под основным пикноклином (глубины более 300 м).

В ходе анализа как мгновенных, так и осредненных полей температуры, солёности и скорости течений построены карты их распределения и установлены особенности структуры в глубоких слоях моря в различные годы.

В том числе, рассматривается вопрос о наличии в модельных полях элементов обратной (антициклонической) циркуляции вдоль материкового склона Черного моря, затронутый в недавней в работе [8], которая была выполнена на основе результатов прогностических численных экспериментов на сетке 1.6 км для отдельных периодов 2006, 2010 и 2013 гг. Тогда было установлено существование подобных течений, наиболее часто возникающих в районе северо-восточного свала глубин. Такие квазипериодические структуры присутствуют и в данных моделирования климатических полей [9], проведенном с разрешением 5 км. Поэтому было интересно также установить, реконструируются ли такие течения по результатам данного реанализа. Было показано, что в отдельные периоды обратные течения формируются, однако они менее часты и продолжительны, чем в указанных выше работах. Это предположительно связано с тем,

что при проведении реанализа использован более крупный шаг расчетной сетки по сравнению с [8], а также учитывался реальный, а не гладкий климатический атмосферный форсинг, в отличие от [9]. В ходе анализа рассматриваются также другие элементы структуры поля скорости под основным пикноклином и их эволюция.

Список литературы

1. Демышев С.Г., Коротаев Г.К. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана на сетке C // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. М.: ИВМ РАН, 1992. С. 163-231.
2. Коротаев Г.К., Ратнер Ю.Б., Иванчик М.В., Холод А.Л., Иванчик А.М. Оперативная система диагноза и прогноза гидрофизических характеристик Черного моря // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2016. 52, № 5. С. 609-617.
3. Экспериментальный центр морских прогнозов <http://innovation.org.ru/>
4. Лишаев П.Н., Коротаев Г.К., Кныш В.В., Мизюк А.И., Дымова О.А. Восстановление синоптической изменчивости гидрофизических полей Черного моря на основе реанализа за 1980 – 1993 годы // Морской гидрофизический журнал. 2014. № 5. С. 49-68.
5. Коротаев Г.К., Саркисян А.С., Кныш В.В., Лишаев П.Н. Реанализ сезонной и межгодовой изменчивости полей Черного моря за 1993–2012 гг. // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2016. 52, № 4. С. 475-487.
6. Дорофеев В.Л., Сухих Л.И. Анализ изменчивости гидрофизических полей Черного моря в период 1993 – 2012 годов на основе результатов выполненного реанализа // Морской гидрофизический журнал. 2016. № 1. С. 33-48.
7. Дорофеев В.Л., Сухих Л.И. Моделирование долговременной эволюции гидрофизических полей Черного моря // Океанология. 2017. 57, № 6. С. 871-884.
8. Демышев С.Г., Дымова О.А., Маркова Н.В., Пиотух В.Б. Численные эксперименты по реконструкции глубинных течений в Черном море // Морской гидрофизический журнал. 2016. №2. С. 38-52.
9. Демышев С.Г., Иванов В.А., Маркова Н.В. Анализ климатических полей Черного моря ниже основного пикноклина, полученных на основе усвоения архивных данных температуры и солёности в численной гидродинамической модели // Морской гидрофизический журнал. 2009. №1. С 3-15.

Обработка данных реанализа выполнена по теме госзадания 0827-2018-0002, сравнение с результатами прогностических экспериментов выполнено при поддержке РФФИ (грант № 18-05-00353 а).

ТОЧНОСТЬ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ЧЕРНОГО МОРЯ В СИСТЕМАХ ДИАГНОЗА И ПРОГНОЗА

Мизюк А.И., Сендеров М.В., Пузина О.С.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Морской гидрофизический институт РАН», г. Севастополь

E-mail: artem.mizyuk@mhi-ras.ru

Восстановление пространственно-временной изменчивости, близкой к реальному состоянию океана, на основании численного моделирования является одной из основных задач океанологии. Исследование модельных гидрофизических полей нужны для развития и совершенствования систем диагноза и прогноза. Примером такой системы является система Центра морских прогнозов Черного моря МГИ (ЦМП ЧМ МГИ) (<http://mis.bsmfc.net>). Она позволяет на регулярной основе получать поля гидрофизических параметров (продукты) в бассейне моря с разрешением 5 км.

В настоящей работе исследуется качество предоставляемых продуктов. За основу взят массив анализа ЦМП ЧМ. Ядро системы – численная модель циркуляции МГИ [1] с пространственным разрешением по горизонтали 5 км. По вертикали используются 38 z-горизонтов с улучшенным разрешением в верхнем слое. Атмосферное воздействие получено на основе результатов работы системы SKIRON (<http://forecast.uoa.gr/>) Афинского университета. Для сравнения также использовались результаты оперативных систем, аналогичных отмеченной выше. Один из них выполнен в Евро-средиземноморском центре по изменению климата (СМСС) и предоставляется в рамках службы CMEMS (<http://marine.copernicus.eu/>). Данная прогностическая система основана на гидродинамической модели NEMO [2]. Для атмосферного воздействия используются оперативные данные Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) (<http://www.ecmwf.int/>). Предоставляемые поля гидрофизических параметров имеют пространственное разрешение около 3 км. По вертикали продукт доступен на 31 неравномерно расположенных z-горизонтах. Другой – получен в военно-морской исследовательской лаборатории (NRL). Система основана на модели HYCOM [3]. Особенность этой модели – использование гибридной вертикальной координаты s-z. Атмосферное воздействие используемое для выполнения расчетов – NAVy Global Environmental Model (<http://www.usno.navy.mil/FNMOC>). Результаты численного моделирования представлены на сетке с пространственным разрешением порядка 9 км. По вертикали – 32 уровня. Сопоставление проводилось для периода 2016 – 2017 гг.

Продукты верифицировали с использованием данных наблюдений температуры с буёв-профилемеров ARGO и спутниковой температурой поверхности моря (ТПМ) уровня L3 из системы CMEMS (<http://marine.copernicus.eu/>).

В качестве основной характеристики для верификации в данной работе мы используем температуру

моря. В частности, проведен анализ разностей и среднеквадратических отклонений модельной температуры от данных буев ARGO в деятельном слое Чёрного моря. В летне-осенний период в слое 10-30 м точность воспроизведения температуры ниже – разность колеблется в пределах от -5 до 5 °С. Зимой в этом же слое модельная температура ближе к данным наблюдений. Глубже, в слое 30-100 м в осенний период температура CMEMS выше, чем наблюдаемая (разность до 2 °С), у HYCOM – еще выше (до 4 °С). При этом данные ЦМП ЧМ лучше согласуются с наблюдениями – разность лежит в интервале от -1 до 1 °С. В слое 100-300 м значения температуры всех систем незначительно отклоняются от данных измерений. Во всех рассматриваемых продуктах отсутствует холодный промежуточный слой.

Средняя по пространству ТПМ системы CMEMS отличается от данных спутниковых наблюдений и имеет максимальное значение 2,5 °С. Минимальное отклонение (-2 °С) наблюдается у систем HYCOM и Copernicus. Для ЦМП ЧМ температура на поверхности отличается от наблюдений не больше, чем на 1 °С. Значения среднеквадратического отклонения (СКО) модельной ТПМ от спутниковой в северо-западной части черноморского бассейна максимальны в данных предоставляемых HYCOM и Copernicus. В восточной части моря все системы имеют явно выраженную сезонную изменчивость СКО, с максимальными значениями 0,6 °С в осенне-зимний период и минимальными около 0,1 °С в весенне-летний. СКО результатов полученных ЦМП ЧМ для всего бассейна Черного моря не превышает значения 0,4 °С, в отличие от HYCOM и Copernicus, у которых максимальные значения достигают 0,5 °С и 0,6 °С соответственно. В полях ТПМ выдаваемых системой CMEMS видны двухшаговые волны.

Валидация для различных прогностических системах по измерениям *in-situ* и спутниковым данным показала, что количественно более точно температура воспроизводится в ЦМП ЧМ.

Список литературы

1. Демьшев С.Г. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана с неровным дном на сетке C / С.Г. Демьшев, Г.К. Коротаяев // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. – М.: ИВМ РАН. 1992. – С. 163-231
2. Madec G. NEMO ocean engine // Note du pôle de modélisation, IPSL, France N°27 ISSN N. 2012. – P.1288-1619.
3. Wallcraft A., Carroll S., Kelly K., Rushing K. HYCOM User's Guide // 2003. 71 pp.

Работа поддержана РНФ (грант № 17-77-30001).

ОЦЕНКА ТОЛЩИНЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ЧЕРНОГО МОРЯ И ЕГО СВЯЗИ С АТМОСФЕРНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПО ДАННЫМ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ И *IN SITU* ИЗМЕРЕНИЙ

Ратнер Ю.Б., Холод А.Л.

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Морской гидрофизический институт РАН»

e-mail: yubrat@gmail.com

Для решения поставленной задачи были использованы данные модельных расчетов Черноморского центра морских прогнозов (ЧЦМП) ФГБУН МГИ в период с 2012 по 2016 гг., где функционирует автоматическая оперативная система анализа и прогноза состояния Черного моря (<http://bsmfc.net>) и данные атмосферных прогнозов системы СКИРОН, (<http://forecast.uoa.gr>), предоставляемые группой по атмосферному моделированию и прогнозу погоды Афинского национального университета.

Толщина (глубина) верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) Черного моря была рассчитана по трехмерным полям температуры из специализированного архива данных бассейновых прогнозов ЧЦМП [1]. Поля температуры воды, хранящиеся в этом архиве, имеют пространственное разрешение по горизонтали, равное примерно 5 км (238 узлов по долготе, 132 узла по широте). Разрешение модели по глубине – неравномерное, данные представлены на сетке из 38 узлов расположенных на глубинах от 2,5 до 2100 м. Периодичность по времени – один раз в сутки. Всего с 2012 по 2016 гг. было доступно 1826 исходных трехмерных полей температуры морской воды. Кроме полей гидрофизических параметров в этом архиве хранится информация о полях коэффициента вертикального турбулентного обмена, которая использовалась в одном из вариантов расчета глубины верхнего слоя моря.

Вопросы определения глубины верхнего квазиоднородного слоя рассматривались в работах многих авторов. Нами были использованы три метода расчетов: метод, основанный на задании ограничения на перепад температур в верхнем квазиоднородном слое; метод, излагаемый в работе [2]; метод, основанный на задании ограничений на коэффициент вертикального турбулентного обмена.

Следует отметить, что применение методов оценки глубины ВКС в любой акватории требует предварительной настройки их параметров. Так, например, при попытке применения метода, описанного в работе [2], с использованием указанных в ней параметров, нам не удалось получить адекватных результатов глубины ВКС – глубины получались слишком малы. Аналогично и для первого метода, ограничения на разность температур было необходимо менять каждый месяц.

Основываясь на расчете среднемесячных коэффициентов корреляции, или среднеквадратичного отклонения между температурой на первом горизонте модели и горизонтах, соответствующих границам ВКС, полученных с применением используемых методов, нам удалось упростить и частично автоматизировать процедуры настройки их параметров.

Согласно полученным результатам отличия в глубинах ВКС, рассчитанных тремя способами, зимой относительно невелики и в среднем не превышают 5 – 10 %. В летнее время года относительные отличия в глубинах верхнего слоя, полученные разными методами, становятся более существенными, достигая 50% по величине, хотя по абсолютной величине не превышают 2-5 метров. Результаты расчетов сопоставлены с оценками, полученными по данным измерений *in situ* [3].

Исходные данные атмосферного форсинга по полям потоков тепла из атмосферы в море, потокам коротковолновой радиации, потокам испарения и осадков и компонентам вектора напряжения трения ветра имеют пространственное разрешение равное 0.1° по широте и долготе. В архивах данных Черноморского центра морских прогнозов ФГБУН МГИ эти поля записаны на каждые три часа 2012-2016 гг. При выполнении расчетов температуры морской воды и других параметров состояния Черного моря, данные атмосферного форсинга были преобразованы, проинтерполированы на горизонтальную сетку узлов морской модели и записаны в специальный архив данных, хранящийся в ЧЦМП. Именно данные из этого архива были использованы в качестве полей атмосферного форсинга.

По рассчитанным глубинам верхнего квазиоднородного слоя моря и данным атмосферного форсинга были изучены зависимости между его глубиной, скоростью ветра и потоком тепла. Полученные результаты подтверждают качественные особенности этих зависимостей, получаемые в рамках одномерных моделей верхнего слоя моря [4].

Список литературы

1. Кортаев Г.К., Ратнер Ю.Б., Иванчик М.В., Холод А.Л., Иванчик А.М. Оперативная система диагноза и прогноза гидрофизических характеристик Черного моря // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. №. 5. С. 609-617.
2. Кузнецов А.А., Мамонтова Т.В. Алгоритм автоматизированной обработки данных глубоководных измерений при определении глубины ВКС // Вопросы прикладной океанологии. 1988. №.144. С. 69-77
3. Толстошеев А. П., Лунев Е. Г., Мотыжев С. В. Анализ результатов натуральных экспериментов с термопрофилирующими дрейфующими буями в Черном море и других районах Мирового океана // Морской гидрофизический журнал. 2014. №. 5.
4. Kraus E.B., Turner J.S. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. The general theory and its consequences. // Tellus v.XIX. 1967. №. 1. P. 98-106

*Работа поддержана РФФ
(грант № 17-77-30001).*

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В СЛОЕ СЕЗОННОГО ПИКНОКЛИНА В СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ

Самодуров А.С., Чухарев А.М.

Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь

E-mail: anatol_samodurov@mail.ru

Северо-западная часть Черного моря часто рассматривается отдельно от остальной области бассейна, как регион, характеризующийся рядом особенностей, связанных с гидрологическим режимом, структурой течений и топографией дна (например, [1]). Наличие относительно большого притока распределенных вод от впадающих в регион рек обуславливает некоторые специфические черты, проявляющиеся по-разному в зависимости от сезона. На сезонные изменения плотностной стратификации верхнего слоя рассматриваемого региона накладываются процессы субдукции, наличие Основного черноморского течения и Севастопольского антициклона. При наличии сложных гидрофизических процессов в этом регионе, создание моделей для описания интенсивности вертикального обмена в стратифицированных слоях должно опираться на объективные данные о сезонной и пространственной изменчивости основных характеристик перемешивания.

На протяжении последних десяти лет в данном районе (см. рис.1) проводились натурные исследования турбулентного режима.

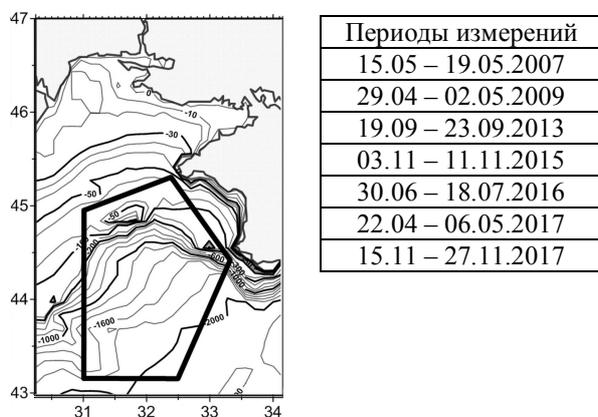


Рис. 1. Акватория, где проводились экспедиционные исследования в указанные периоды времени.

В работе [2] было, например, установлено соответствие зависимостей скорости диссипации энергии ε и коэффициента вертикальной диффузии K от частоты плавучести N в верхнем деятельном слое и в нижней части основного пикноклина [3] при отсутствии резкого пикноклина в сезон поздней осени:

$$\varepsilon \propto N, \quad K \propto N^{-1}$$

В данной работе анализ указанных зависимостей для деятельного слоя в северо-западной части исследуемого бассейна позволил установить ряд закономерностей вертикального турбулентного обмена в верхнем стратифицированном слое, располагающемся ниже резкого сезонного термоклина. Измерения проводились зондирующим измерительным комплексом «Сигма-1», обладающим высоким простран-

ственно-временным разрешением. Интенсивность турбулентности характеризовалась скоростью диссипации турбулентной энергии, определявшейся экспериментально по вертикальным сдвигам пульсаций скорости. Основным параметром, влияющим на вертикальное перемешивание являлась частота плавучести, которая в рассматриваемом слое резко убывает от максимальных значений (~ 20 цикл/ч) до минимальных (~ 2 цикл/ч). Анализ данных в одном из слоев, расположенном ниже сезонного пикноклина, показал зависимость $K(N)$, представленную на рис. 2.

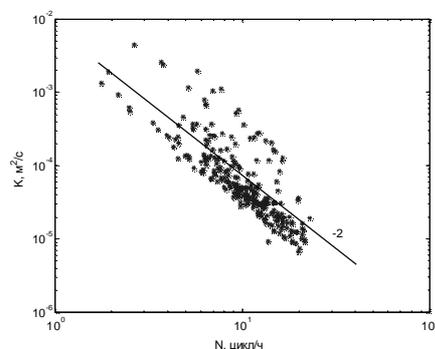


Рис. 2. Полуэмпирическая зависимость $K(N)$ ниже сезонного пикноклина для исследуемого района по данным 2007 г.

Эта зависимость здесь имеет вид $K \propto N^{-2}$. Отметим, что полученное соотношение качественно соответствует результатам осредненной 1.5D модели [4].

Кроме того, в работе установлены полуэмпирические соотношения для практического расчета коэффициента вертикальной турбулентной диффузии в зависимости от частоты плавучести, а также показано различие турбулентных режимов для глубоководной части региона, шельфовой зоны и зоны сопряжения шельфа и континентального склона.

1. Косарев А.Н., Архипкин В.С., Катыхева М.В. Гидрологическая структура вод северо-западной части Черного моря // Вестник Московского университета. 2001. 5. С. 50–55.
2. Самодуров А.С., Чухарев Ф.М., Кульша О.Е. Режимы вертикального турбулентного обмена в верхнем стратифицированном слое Черного моря в районе Гераклийского полуострова // Процессы в геосредах. 2015. № 3. С. 63–69.
3. Самодуров А.С. Взаимодополняемость различных подходов для оценки интенсивности вертикального турбулентного обмена в естественных стратифицированных бассейнах // Морской гидрофизический журнал. 2016. № 6. С. 37–48.
4. Samodurov A.S., Chukharev A.M. The Vertical Turbulent Exchange Features in the Black Sea Active Layer // In: Karev V., Klimov D., Pokazeev K. (eds) Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes. PMMEEP 2017. Springer Geology, Cham. 2018. P. 148–156.

Работа выполнена в рамках государственных заданий по темам: № 0827-2018-0003 и № АААА-А18-118013190197-7

ВЛИЯНИЕ РЕЧНОГО СТОКА НА ВОДООБМЕН ЧЕРЕЗ ПРОЛИВ БОСФОР

Сендеров М.В., Мизюк А.И., Коротаев Г.К.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Морской гидрофизический институт РАН», г. Севастополь

E-mail: senderovmaxim@gmail.com

Черное море является полузамкнутым, на формирование циркуляции в котором существенное влияние оказывает пролив Босфор. Известно, что в проливе имеется двухслойная структура течения, например [1]. Нижнебосфорское течение обусловлено разностью давления, возникающего из-за более высокой солености средиземноморских вод по сравнению с соленостью Черного моря. Влияние речного стока, осадков и испарения приводит к разности уровней, образуя тем самым верхнебосфорское течение.

Для того, чтобы проанализировать, как водообмен через пролив Босфор зависит от речного стока, был проведен ряд численных экспериментов, основанных на теории черноморского потопа [2]. В предположении ее достоверности было проведено численное моделирование втока высокосоленых мраморноморских вод в пресноводный черноморский бассейн.

В настоящей работе используется региональная конфигурация модельного комплекса NEMO [3]. Граничные условия имеют следующий вид. На твердых боковых границах для компонент скорости ставится условие прилипания. На дне задается нелинейное трение. Для уравнений переноса – диффузии тепла и соли на боковых границах и дне ставятся условия отсутствия потоков. В Мраморном море используется открытая граница, на которой задаются профили температуры и солености и ставится условие свободного протекания. В качестве начальных условий задаются равномерно распределенные по вертикали значения температуры (6 °C) и солености (16 ‰). В начальный момент времени во всех расчетах уровень в морях задается однородным по пространству. В используемой конфигурации учитываются климатические расходы 11 рек. В устьях рек задаются климатическая температура и постоянная соленость (2 ‰). При этом значения термохалинных характеристик корректируются во всем столбе жидкости от поверхности до дна. Кроме того, в этих точках используется вертикальное перемешивание в слое 10 м с увеличенным коэффициентом. В качестве внешнего воздействия учитывается разность между испарением и осадками.

В созданной конфигурации используется регулярная географическая сетка, покрывающая бассейны Черного, Азовского и Мраморного морей с шагом по горизонтали порядка 20 км. Дискретизация по вертикали осуществляется с использованием 34 нерегулярных z -горизонтов с увеличением разрешения у поверхности. Шаг по времени - 10 минут. Расчеты проводились на 67 модельных лет.

Влияние речного стока на расход в проливе Босфор исследовалось на основе численных экспериментов, в которых климатические значения расходов рек были умножены на коэффициенты 0,5; 0,75; 1,5; 2.

Показано, что расход верхнебосфорского течения в большей степени зависит от изменения стока рек по сравнению с нижнебосфорским, которое во всех экспериментах имеет достаточно близкие величины. Изменение речного стока значительно влияет на вертикальную халинную структуру поверхностного слоя: увеличение значения расходов в 2 раза приводит к сильному распреснению в слое 0-50 м. При этом глубина залегания галоклина в расчетах с увеличенным речным стоком становится ниже. Его характерная глубина в численных экспериментах составляет 50 — 100 м. Вертикальная халинная структура по результатам моделирования качественно близка к наблюдаемой. Глубже 100 м пространственная и временная изменчивость поля солености во всех экспериментах незначительна.

Список литературы

1. А. К. Богданова Водообмен через Босфор и его роль в перемешивании вод Черного моря // Академия наук СССР, труды севастопольской биологической станции, том 12 . - 1959
2. W.B. Ryan and W.C. Pitman Noah's Flood: The New Scientific Discoveries About the Event That Changed History // New York: Simon and Schuster, 1999, 319 p.
3. Madec G. NEMO ocean engine // Note du pôle de modélisation, IPSL, France N°27 ISSN N. 2012. – P.1288-1619.

Работа поддержана РФФ (грант № 17-77-30001).

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕРМОХАЛИННЫХ ПОЛЕЙ ЧЕРНОГО МОРЯ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ БУЕВ-ПРОФИЛЕМЕРОВ ARGO

Холод А.Л., Ратнер Ю.Б., Иванчик М.В., Мартынов М.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Морской гидрофизический институт РАН»

e-mail: antonholod@mail.ru

С 2012 года в Морском гидрофизическом институте функционирует оперативная автоматическая система диагноза и прогноза состояния Черного моря [1]. В основе работы системы лежит трехмерная гидродинамическая модель Демьшева-Коротаева [2]. Ежедневно выполняются расчеты полей температуры, солёности, скоростей течений и уровня моря. Данные численных расчетов доступны с пространственным разрешением по горизонтали – 5 километров, по вертикали имеется 38 нерегулярных уровней от поверхности до дна Черного моря, временное разрешение составляет 3 часа.

Неотъемлемой компонентой прогностических систем такого типа является подсистема валидации [3], задачей которой является оценка точности (достоверности) численных расчетов по модели динамики Черного моря на основе сопоставления с данными натурных измерений.

Одним из современных технических средств, которое позволяет выполнять на регулярной основе натурные измерения профилей температуры и солёности в Черном море, являются буи-профилемеры ARGO. Достоинство их использования состоит в том, что, начиная с 2012 года, в Черном море регулярно функционирует не менее 5 таких платформ. Подсистема входа системы диагноза и прогноза состояния Черного моря ежедневно, в автоматическом режиме, осуществляет прием, обработку и архивирование данных измерений буев-профилемеров ARGO. В результате накоплены достаточно большие объемы информации, которые были использованы в настоящей работе.

Для того чтобы выполнить сопоставление результатов численного моделирования полей температуры и солёности Черного моря с данными измерений буев-профилемеров ARGO была сформирована их совместная выборка. Одна из центральных проблем при ее формировании была связана с тем, что точки локализации натурных измерений и узлы сетки модели разнесены в пространстве и времени. Поэтому необходимо наилучшим образом осуществить совмещение данных так, чтобы свести к минимуму ошибки сопоставления, связанные с пространственно-временной рассогласованностью.

Временная несинхронность между сопоставляемыми данными в среднем составляет 0.75 часа. Пространственное рассогласование сопоставляемых источников информации возникает по двум причинам: 1) узлы горизонтальной сетки модели не совпадают с точками, в которых выполнялись контактные измерения профиля буем-прифилемером ARGO. При этом среднее расстояние между ближайшим узлом модели и точкой измерения профиля составляет 1.25 км; 2) вертикальные горизонты, на которых осуществляют-

ся модельные расчеты, в общем случае не совпадают с глубинами, на которых выполняются измерения температуры и солёности буем-профилемером ARGO. Учитывая изменчивость полей температуры и солёности для формирования совместной выборки и устранения пространственно-временной рассогласованности были использованы методы интерполяции данных.

В работе оценена точность численного моделирования термохалинных полей Черного моря на основе сопоставления с буями-профилемерами ARGO с 2012 по 2015 г.г. За этот период времени в Черном море были доступны измерения 25 буев.

Среднее значение ошибки расчета солёности при прогнозе на 1-5 суток в слое 0-5 м составляет от -0,05 до -0,03 ‰, в слое 5-30 м – от -0,09 до 0,1 ‰, в слое 30-100 м – от 0,08 до 0,09 ‰, в слое 100-300 м – 0,04 ‰, в слоях 300-800 м и от 800 м до дна величина средней ошибки не превышает 0,01 ‰ по абсолютной величине. Стандартное отклонение в слое 0-5 м составляет 0,23- 0.24 ‰, в слое 5-30 м – 0.27-0.28 ‰, в слое 30-100 м – 0.44-0.45 ‰, в слое 100-300 м – 0,25-0,26 ‰, в слоях 300-800 м и от 800 м до дна величина стандартного отклонения равна 0,02 ‰

Среднее значение ошибки расчета температуры воды при прогнозе на 1-5 суток в слое 0-5 м составляет составляют от -0,21 до -0,06 °С, в слое 5-30 м – от 0,68 до 0,71 °С, в слое 30-100 м – 0.21 °С, в слое 100-300 м – 0,04 °С, в слоях 300-800 м и от 800 м до дна величина средней ошибки не превышает 0,02 °С по абсолютной величине. Стандартное отклонение в слое 0-5 м составляет 0,58- 0.67 °С, в слое 5-30 м – 2.54-2.60 °С, в слое 30-100 м – 0.86-0.88 °С, в слое 100-300 м – 0,14 °С, в слоях 300-800 м и от 800 м до дна величина стандартного отклонения соответственно равна 0,04 и 0.1 °С.

Большие величины ошибок в слое 5-30 м возникают из-за наличия в весенне-летний период узкого термоклина в этом слое, который плохо разрешается на вертикальной сетке модели.

1. Коротаев Г.К., Ратнер Ю.Б., Иванчик М.В., Холод А.Л., Иванчик А.М. Оперативная система диагноза и прогноза гидрофизических характеристик Черного моря // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2016. Т. 52. №. 5. С. 609-617.
2. Демьшев С.Г., Коротаев Г.К. Численная энергосбалансированная модель бароклинных течений океана с неровным дном на сетке С. // Численные модели и результаты калибровочных расчетов течений в Атлантическом океане. – М: ИВМ РАН. 1992. С. 163 – 231.
3. Ратнер Ю. Б., Холод А. Л. Структура системы валидации результатов диагноза и прогноза состояния Черного моря // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря. 2009. №. 19. С. 199-202.

Работа поддержана РФФ (грант № 17-77-30001).

Содержание

Пленарные лекции

Байдаков В.Г. Компьютерное моделирование метастабильных фазовых состояний.....	5
Головизнин В.М. Предсказательное математическое моделирование турбулентных течений, при неполном разрешении спектра турбулентных пульсаций, без настроечных параметров	6
Губайдуллин А.А. От микроструктуры пористой среды (цифровой керн) к макропараметрам фильтрации	7
Дедов А.В. Интенсификация теплоотдачи при кипении	8
Исаев С.А., Леонтьев А.И., Попов И.А. Явление аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена в наклоненных овално-траншейных лунках на структурированных поверхностях узких каналов.....	9
Коротаев Г.К. Нелинейный отклик прибрежной струи на интенсивное штормовое воздействие	10
Кузнецов В.В. Многомасштабная структура газожидкостных течений и межфазный теплообмен в сложных канальных системах	11
Михеев Н.И., Душин Н.С., Газизов И.М. Теплообмен и характеристики турбулентности в пульсирующем потоке.....	12
Никитин Н.В., Пиманов В.О. Новые данные о механизме самоподдержания пристенной турбулентности.....	13
Ральников П.А., Абаймов Н.А., Лаптев В.А, Рыжков А.Ф. Исследование процесса поточной газификации угля в среде O_2 - CO_2 для Oxy-Fuel IGCC	14

Секция 1. Теплообмен и гидродинамика в однофазных средах

Анискин В.М., Маслов Н.А. Определение коэффициентов теплоотдачи при натекании сверхзвуковой турбулентной микроструи воздуха на нагреваемую пластину.....	17
Аслаев А.К., Молочников В.М., Михеев А.Н., Душина О.А. Экспериментальное исследование гидродинамики и теплообмена пучка труб в пульсирующем потоке.....	18
Беляев И.А., Бирюков Д.А., Сардов П.А., Разуванов Н.Г., Свиридов Е.В., Свиридов В.Г. Температурные пульсации, сопровождающие МГД-теплообмен жидкого металла в вертикальных каналах	19
Васильев А.Ю., Фрик П.Г., А. Kumaг, Степанов Р.А., Сухановский А.Н., М.К.Verma Механизм переориентации крупномасштабного конвективного течения в кубической полости	20
Веретенников С.В., Пиралишвили Ш.А., Евдокимов О.А. Теплообмен закрученных потоков в вихревых трубах	21
Гатаулин Я.А., Юхнев А.Д., Росуховский Д.А. Численное моделирование течения в венозном клапане.....	22
Гейнц О.М., Архипов Д.Г., Вожаков И.С., Гузанов В.В. Эволюция трёхмерных волн на вертикально стекающих пленках жидкости. Сравнение расчетов и эксперимента.....	23
Гольцман А.Е., Саушин И.И. Механизм генерации турбулентности в логарифмической области пограничного слоя под действием продольного положительного градиента давления	24
Громько Ю.В., Бунтин Д.А., Поливанов П.А. Исследование положения ламинарно-турбулентного перехода на шероховатых телах затупленной формы при $M=6$	25
Давлетшин И.А., Паерелий А.А. Интенсификация теплоотдачи в конфузоре при пульсациях потока	26
Дектерев Ар.А. Дектерев А.А., Горюнов Ю.Н., Дектерев Д.А. Исследование влияния конструкции и режимных параметров циклоидального пропеллера на его аэродинамические и энергетические характеристики	27
Денисенко Д.С., Макаренко Н.И. Сверхкритическое обтекание комбинированного препятствия стратифицированной жидкостью	28
Борзенко Е.И., Дьякова О.А. Течение степенной жидкости в Т-образном канале с условием проскальзывания на твердой стенке	29
Дьяконова Т.А., Хоперсков А.В. Сопротивление потоку в канале переменного сечения в численной модели мелкой воды	30
Забилов А.Р., Канин П.К., Виноградов М.М., Шарафутдинов А.М. Факторы, влияющие на темп охлаждения в криожидкостях.....	31
Зубарева А.Н., Уткин А.В., Лавров В.В. Ударно-волновые свойства пористых сред	32
Иваченко В.А., Мулладжанов Р.И. Спектральный перенос энергии в турбулентных струях с переменной плотностью	33
Кашкарова М.В. Сравнение полей скорости в цилиндрическом сосуде с вращающейся крышкой, заполненного одной и двумя несмешивающимися жидкостями.	34
Кот В.А. Новый взгляд на интегральные методы решения задач теплопереноса	35
Куянова Ю.О., Паршин Д.В. Об оценке риска ревазуляризации церебральных аневризм	36
Листратов Я.И., Тялина Н.А. Смешанная конвекция при подъемном течении в вертикальном обогреваемом канале	37
Мазо А.Б., Калинин Е.И., Малюков А.В., Душина О.А. Локальный переход к турбулентности за препятствием в канале при низких числах Рейнольдса	38
Макаров М.С., Макарова С.Н., Наумкин В.С. Эффективность газодинамического энергоделения гелий-ксеноновой смеси в одиночной трубе Леонтьева с оребренной стенкой	39

Кирсанов Ю.А., Юдахин А.Е., Макарушкин Д.В., Кирсанов А.Ю. Теплоотдача пластин в кратковременных процессах	40
Мамыкин А.Д., Колесниченко И.В., Павлинов А.М., Халилов Р.И. Турбулентная конвекция Релея-Бенара в цилиндре, заполненном жидким натрием	41
Молочников В.М., Мазо А.Б., Охотников Д.И., Калинин Е.И., Малюков А.В. Влияние пульсаций потока на теплоотдачу за препятствием в канале на режимах перехода к турбулентности.....	42
Макаров М.С., Наумкин В.С. Теплообмен при течении гелий-ксеноновой смеси в скрученных трубках квадратного поперечного сечения	43
Наумов И.В., Подольская И.Ю., Шарифуллин Б.Р. Самоорганизующиеся вихревые структуры в замкнутых гидротоках.....	44
Никулин В.В., Паненко Р.А. Экспериментальное наблюдение турбулентного обмена между вихревым кольцом и окружающей жидкостью другой плотности	45
Шевченко И.В., Осипов С.К., Вегера А.Н., Комаров И.И. Исследование эффективности охлаждения входной кромки лопатки газовой турбины с помощью закрытого циклона.....	46
Киндра В.О., Роголев А.Н., Осипов С.К., Шевченко И.В. Разработка и экспериментальное исследование высокоэффективных турбулизаторов потока для интенсификации теплоотдачи в теплообменных устройствах.....	47
Давлетшин И.А., Паерелий А.А. Теплоотдача и кинематическая структура пульсирующего потока в плоском диффузоре	48
Поздеева И.Г., Митрофанова О.В. Вихревая структуризация при критическом истечении импактной закрученной струи.....	49
Поплавская Т.В., Кириловский С.В. Численное исследование влияния одиночной шероховатости на развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое затупленного конуса.....	50
Решетова А.И., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С. Моделирование взаимодействия длинноволновых возмущений с ударной волной на пластине с учетом реальных свойств газа.....	51
Рыльцева К.Е., Шрагер Г.Р. Неизотермическое течение степенной жидкости в трубе с внезапным расширением.....	52
Дмитриев С.М., Добров А.А., Доронков Д.В., Зорина О.С., Пронин А.Н., Рязанов А.В., Солнцев Д.Н. Постановка верификационного эксперимента по моделированию процессов перемешивания потоков теплоносителя в напорной камере реакторных установок	53
Солдатов И.Н., Ключева Н.В. Волновые движения в закрученной струе вязкой жидкости, окруженной потенциальным течением.....	54
Терехов В.В., Терехов В.И. Пассивное управление турбулентным отрывным потоком при различных числах Рейнольдса	55
Борзенко Е.И., Хегай Е.И. Кинематика течения вязкой жидкости при заполнении канала с центральным телом.....	56
Цырюльников И.С., Анискин В.М., Маслов Н.А., Миронов С.Г., Цибульская Е.О. Газодинамическая структура осесимметричных сверхзвуковых микроструй многоатомных газов.....	57
Филиппов М.В., Чохар И.А., Терехов В.В. Влияние конфигурации струй на интенсивность их смешения.....	58
Шалаев В.И. Физические механизмы повышения тепловых потоков и раннего перехода в гиперзвуковом пограничном слое на затупленном треугольном крыле.....	59

Секция 2. Гидродинамика и тепломассообмен в многофазных системах

Аль-Музейкер М.А., Флягин В.М., Иванова Н.А. Термоиндуцированная конвекция марангони для самоорганизации частиц в коллоидных растворах	63
Белослудов В.Р., Божко Ю.Ю., Гец К.В., Кавазое Ё., Субботин О.С. Клатратные гидраты для хранения и транспортировки энергии	64
Борзенко Е.И., Шрагер Г.Р. Заполнение круглой трубы вязкой жидкостью с учетом сил поверхностного натяжения	65
Беляев А.В., Дедов А.В., Крапивин И.И. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении насыщенного потока хладонов в миниканалах при высоких приведенных давлениях.....	66
Слесарева Е.Ю., Дехтярь Р.А., Овчинников В.В. Экспериментальное исследование взаимодействия между паровыми пузырями на вертикальном нагревателе в ацетоне.....	67
Евсеев А.Р. Влияние статического давления на снижение трения при газонасыщении турбулентного пограничного слоя	68
Мелешкин А.В., Елистратов Д.С. Влияние интенсивности кипения сжиженного газа на процесс гидратообразования в циклическом процессе кипения-конденсации	69
Иванова Н.А., Есенбаев Т.Е., Ключев Д.С. Изотермическая левитация капли бутанола-1 над растворами бутанола-1 в силиконовом масле, индуцированная эффектом марангони	70
Князева А.Г. Влияние адсорбции и химической вязкости на течение смесей в пористой среде	71
Лежнин С.И., Алексеев М.В., Прибатурин Н.А. Моделирование динамики истечения газа (пара) в жидкость с высокой плотностью при учёте межфазного теплообмена	72

Мелешкин А.В., Елистратов Д.С. Экспериментальное исследование влияние уровня рабочего объема на процесс гидратообразования в рамках метода взрывного вскипания при декомпрессии.....	73
Мусакаев Н.Г., Бородин С.Л. Построение решений задачи разложения газового гидрата при закачке газа в гидратонасыщенную залежь	74
Поплавский С.В. О межфазном и внутрифазном взаимодействии частиц и газа в слое сыпучих материалов за ударной волной	75
Левашов В.Ю., Пузина Ю.Ю. Влияние параметров на темп охлаждения шара в недогретой жидкости	76
Сажин И.А. Реализация двухфазных течений хладагентов, увеличивающих теплоотдачу конденсатора холодильной установки.....	77
Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лобанов П.Д., Светоносков А.И., Калпана Мохан В.П., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Экспериментальное и численное исследование режимов импульсной инжекции газа в различные жидкости.....	78
Хасанов М.К., Мусакаев Н.Г., Столповский М.В. Инжекция жидкого диоксида углерода в газогидратный пласт.....	79
Цвелодуб О.Ю., Бочаров А.А. Солитонные решения в модели стекающей пленки жидкости, увлекаемой газовым потоком	80
Чиглицева А.С. Особенности образования газогидрата в снежном массиве, насыщенном газом, при нагнетании этого же газа	81
Усов Э.В., Лобанов П.Д., Кутлиматов А.Э., Чухно В.И., Прибатурин Н.А., Мосунова Н.А. Расчетно-экспериментальное исследование движения газа в потоке тяжелого жидкого металла	82
Алексеев С.В., Ануфриев И.С., Мальцев Л.И., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Исследование характеристик газокапельного потока при различных условиях диспергирования жидкости пневматической форсункой.....	83
Шарифуллин Б.Р., Главный В.Г., Наумов И.В. Экспериментальное исследование влияния скольжения на перенос углового момента через поверхность раздела в несмешиваемых жидкостях.....	84
Секция 3. Фазовые переходы	
Авдеев А.А., Кубриков К.Г. Дробление пузырей при барботаже	87
Анисимова М.А., Князева А.Г. Модель кристаллизации покрытия с неоднородными свойствами.....	88
Барташевич М.В., Мелешкин А.В., Елистратов Д.С., Миронова Н.В. Численное моделирование абсорбции на свободно стекающей плёнке	89
Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Назаров А.Д., Слесарева Е.Ю., Li X., Sui H., Li H., Gao X. Динамика изменения локальной плотности расхода жидкости и эффективность разделения смесей при периодическом орошении структурированной насадки.....	90
Забиров А.Р., Канин П.К., Рязанцев В.А., Лексин М.А., Кабаньков О.Н. Влияние коррозии на теплообмен при закалке металлов в жидкостях.....	91
Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Кубриков К.Г., Синкевич О.А., Тепляков И.О. Экспериментальное исследование термогидромеханических процессов, сопутствующих кризису пленочного кипения.....	92
Коновалов В.В., Любимова Т.П. Коррекция нелинейной невязкой модели стабилизации неустойчивости Рэлея-Тейлора фазовым переходом	93
Королев П.В., Ячевский И.А. Эксперимент по кипению He-II на цилиндрическом нагревателе внутри пористой структуры	94
Крылов В.С., Птахин А.В. Исследование процесса конденсации движущейся парогазовой смеси	95
Лосев Г.Л., Колесниченко И.В., Халилов Р.И. Управление процессом кристаллизации металла модулированным бегущим магнитным полем.....	96
Игуменов И.К., Макаров М.С., Макарова С.Н. Влияние излучения на сублимацию одиночных частиц бета-дикетонатов хрома(III) и циркония(IV) в смесь аргона и гелия.....	97
Маликов А.Г., Оришич А.М. Влияние термообработки на структурно-фазовый состав высокопрочных лазерных сварных соединений алюминиевого сплава системы Al-Mg-Li	98
Мисюра С.Я., Морозов В.С. Испарение тонкого слоя раствора соли на горизонтальной поверхности нагрева.....	99
Пильник А.А., Чернов А.А. Моделирование стадии нуклеации при интенсивном охлаждении расплава металла	100
Антонов Д.В., Пискунов М.В., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Влияние условий нагрева на взрывное дробление двухкомпонентных капель	101
Слепцов С.Д., Саввинова Н.А., Рубцов Н.А. Численное моделирование таяния льда с учетом селективного поглощения излучения.....	102
Бородулин В.Ю., Летушко В.Н., Низовцев М.И., Стерлягов А.Н. Влияние смачиваемости поверхности на испарение капель воды	103
Стерлягов А.Н., Низовцев М.И., Бородулин В.Ю., Летушко В.Н. Экспериментальное исследование испарения капель водно-спиртового раствора, подвешенных на нити	104
Томин А.С. Получение гидрата этана низкотемпературной конденсацией сверхзвуковых молекулярных пучков	105

Хазиев И.А., Дедов А.В., Лахарев Д.А. Исследование кипения на структурированных поверхностях в большом объеме	106
Хазиев И.А., Дедов А.В., Серебрякова М.О. Определение температуры лейденфроста на структурированных поверхностях	107
Хмель С.Я., Барсуков А.В. Влияние размера частиц индиевого катализатора на морфологию нанопроволок оксида кремния	108
Чернов А.А., Пильник А.А., Давыдов М.Н., Ерманюк Е.В. Рост газового пузырька в высоковязкой жидкости в сильно неравновесных условиях	109
Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Низовский В.Л., Низовский Л.В., Щигель С.С. О возможности получения бимодальных и одномодальных распылов перегретой метастабильной воды в микронном и субмикронном диапазонах капель	110

Секция 4. Гидрогазодинамика реагирующих сред, детонационные процессы

Ануфриев И.С., Арсентьев С.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сжигание некондиционных жидких углеводородов при их распылении струей перегретого водяного пара	113
Бедарев И.А. Численное моделирование подавления ячеистой детонации инертными частицами	114
Абдуракипов С.С., Бурдуков А.П., Бутаков Е.Б. Исследование горения механоактивированного угольного топлива с использованием методов машинного обучения	115
Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная спиновая детонация смесей метан/водород – воздух с добавочной подачей воздуха в продукты сгорания	116
Габитов И.Р., Сагдеев Д.И., Зарипов З.И. Плотность и вязкость олеиновой кислоты, а также изобарная теплоёмкость тройной системы олеиновая кислота-вода-пероксид водорода	117
Глушков Д.О. Теплоперенос при зажигании гелеобразного топлива	118
Данилин А.В., Соловьев А.В., Головизнин В.М. Численное моделирование ускорения фронта пламени с переходом в детонацию в узком канале при помощи схемы КАБАРЕ	119
Сатонкина Н.П., Борзиловский С.А., Данилко Д.А., Ершов А.П., Караханов С.М., Пластинин А.В., Рафейчик С.И., Юношев А.С. Влияние алюминия на характеристики эмульсионных ВВ при детонации	120
Дектерев Ар.А., Дектерев А.А., Необъявляющий П.А. Расчетное исследование процессов дожигания анодных газов в подколлольном пространстве электролизера	121
Егоров Р.И., Зайцев А.С. Светоиндуцированная газификация водо-угольных топливных композиций	122
Елистратов С.Л., Глебов Р.А. Кинетика разложения горючих газогидратов при тепловом воздействии	123
Янковский С.А., Кузнецов Г.В., Зенков А.В. О возможности применения композитных топлив на основе угля и мелкодисперсной древесины в теплоэнергетике	124
Зенков А.В., Мишаков И.В., Громов А.А. Влияние наноксидных добавок на характеристики процесса терморазложения нитрата аммония	125
Каграманов Ю.А., Тупоногов В.Г., Рыжков А.Ф., Осипов П.В., Киктев Е.К. Аналитический расчет реактора горячей сероочистки синтез газа	126
Козлов А.Н. Исследование кинетики образования газообразных продуктов при термохимической конверсии древесного топлива	127
Копьев Е.П., Агафонцев М.В., Лобода Е.Л., Шадрин Е.Ю. Термография факела при сжигании дизельного топлива в испарительном горелочном устройстве с газификацией	128
Бурдуков А.П., Бутаков Е. Б., Кузнецов А.В. Исследования кинетики термического разложения углей и горения механоактивированных углей микропомола	129
Федоров А.В., Лаврук С.А. Влияние теплофизических характеристик на процессы плавления и детонационного горения алюминия	130
Ларионов К.Б., Мишаков И.В., Громов А.А. Исследование динамики процесса термодеструкции угольных частиц в окислительной среде в присутствии нитрата меди	131
Левин А.А., Козлов А.Н. Верификация модели двухступенчатой системы газификации низкосортного твердого топлива	132
Минаев С.С., Серещенко Е.В., Фурсенко Р.В., Марута К. Упрощенные модели воспламенения и распространения пламени в вихревых течениях	133
Мисюра С.Я., Морозов В.С. Влияние размера гранул и однородности их состава на диссоциацию гидрата метана	134
Моисеева К.М., Крайнов А.Ю. Расчет критических условий искрового зажигания аэрозвеси порошка алюминия	135
Никитин А.Д., Рыжков А.Ф. Исследование режимов паровой конверсии угля при получении нанопористых сорбентов	136
Пономарева А.А., Лесных А.В., Ковалько Н.Ю., Шилова О.А., Урюпин Г.В., Бабушок В.И. Особенности термического разложения мелкодисперсного бурого угля и композитов в различных газовых средах	137
Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф., Самсонов А.Н., Попов Е.Л. Детонация водородо-кислородной смеси в плоскорadiaльной камере с истечением к периферии в режиме эжекции кислорода	138

Слюсарский К.В., Губин В.Е., Гвоздяков Д.В., Толокольников А.А. Влияния изоконверсионного и интегрального методов на кинетические параметры окисления угля	139
Счастливцев А.И., Борзенко В.И. Исследование распределения тепловых потоков в камере сгорания водородно-кислородного парогенератора	140
Тен К.А., Прууэл Э.Р., Кашкаров А.О., Титов В.М., Жуланов В.В., Шехтман Л.И., Толочко Б.П., Рубцов И.А. Динамическая регистрация углеродных наночастиц при детонации энергетических материалов	141
Лукашов В.В., Терехов В.В. О влиянии преференциальной диффузии на структуру водородных пламен	142
Троцюк А.В. Численное моделирование детонационных режимов в водородно-воздушной смеси в сверхзвуковой кольцевой камере	143
Филиппов П.С., Худяков П.Ю., Котегов А.А., Рыжков А.Ф. Экспериментальное исследование влияния высокотемпературного нагрева воздуха на процесс горения низкокалорийных модельных синтез-газов.....	144
Хмель Т.А., Лаврук С.А. Моделирование распространения детонации в нанодисперсных газозвесах алюминия в плоских и расширяющихся каналах	145
Худякова Г.И., Козлов А.Н., Свищев Д.А., Пензик М.В. Термический анализ процесса пиролиза древесного топлива.....	146
Янковский С.А., Кузнецов Г.В. Влияние древесной компоненты на физико-химические превращения в условиях высокотемпературного нагрева смесевых топлив на основе каменных углей	147

Секция 5. Численные методы в теплофизике и физической гидрогазодинамике

Актершев С.П., Алексеенко С.В. Моделирование нелинейных плоских волн в ривулете.....	151
Вожак И.С., Архипов Д.Г., Цвелодуб О.Ю. Особые точки поверхностей стационарно-бегущих решений математических моделей стекающей пленки жидкости	152
Божко Ю.Ю., Гец К.В., Жданов Р.К., Субботин О.С. Моделирование термодинамических свойств смешанных гидратов озона и аргона квантово-химическими методами	153
Глотов В.Ю., Головизнин В.М., Канаев А.А., Кондаков В.Г., Киселев А.Е. Беспараметрическое моделирование задач водородной безопасности	154
Гологуш Т.С., Черевко А.А., Остапенко В.В. Численное моделирование и оптимизация эмболизации как задачи двухфазной фильтрации	155
Евтушенко Ю.Г., Горчаков А.Ю., Головизнин В.М. Быстрое автоматическое дифференцирование в задачах четырехмерного вариационного усвоения данных (4Dvar)	156
Гришин М.А., Рубцов Н.А., Бессмельцев В.П. Численное моделирование процесса абляции алюминия под действием коротких лазерных импульсов.....	157
Дауэнгауэр Е.И., Мулладжанов Р.И. Численное моделирование обтекания гидропрофиля	158
Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Филимонов С.А., Литвинцев К.Ю., Харламов Е.Б., Редель В.Д. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения задач гидродинамики и теплообмена	159
Денисенко Н.С., Черевко А.А. Применение уравнения нелинейного осциллятора для моделирования течения вязкой жидкости в эластичной трубе в приложении к гемодинамике	160
Белослудов В.Р., Божко Ю.Ю., Жданов Р.К. Моделирование эффекта самоконсервации в гидратообразующих системах методами решёточной динамики	161
Кликунова А.Ю., Хоперсков А.В. Численная Гидродинамическая модель Волги на основе данных гидропостов.....	162
Литвинцев К.Ю., Финников К.А. Построение упрощенной математической модели теплообмена в вакуумной электропечи	163
Перевалова Е.Г., Макаренко Н.И. Обратная задача восстановления параметров термохалинной стратификации по кинематическим характеристикам внутренних волн	164
Абрамов А.Г., Смирнов Е.М., Смирновский А.А., Смирнов П.Е. Численное моделирование турбулентности, возникающей в свободноконвективном пограничном слое за поперечным рядом прямоугольных препятствий	165
Головизнин В.М., Залесный В.Б., Соловьев А.В. Консервативные вычислительные алгоритмы для уравнений мелкой воды на сфере	166
Фортова С.В., Опарина Е.И., Трошкин О.В., Белоцерковская М.С. Численное моделирование течения Колмогорова под действием периодического поля внешней силы	167
Черевко А.А., Борд Е.Е., Шишленин М.А. Анализ поведения решений обобщенного уравнения Ван Дер Поля – Дуффинга, описывающего гемодинамику церебральных сосудов.....	168
Шепелев В.В., Иногамов Н.А., Данилов П.А., Кудряшов С.И., Кучмижак А.А., Витрик О.Б. Действие фемтосекундного лазерного излучения на тонкие металлические пленки	169
Янченко А.А. Численное моделирование течения сжимаемой жидкости сквозь упругий пористый скелет в приложении к задачам гемодинамики	170
Янькова Г.С., Черевко А.А., Акулов А.Е., Тур Д.А., Паршин Д.В. Влияние сахарного диабета 1 типа на гемодинамику и архитектуру крупных сосудов головного мозга	171

Секция 6. Методы и средства теплофизического и гидрогазодинамического эксперимента

Алексеев Р.А., Грибин В.Г., Тищенко А.А., Гаврилов И.Ю., Тищенко В.А., Попов В.В. Применение PTV алгоритма для исследования полидисперсных потоков влажного пара.....	175
Душин Н.С., Михеев Н.И., Шакиров Р.Р. Метод моделирования непрерывных полей яркости для оценки характеристик оптических методов измерений с высокой концентрацией трассеров.....	176
Емельянов А.А., Лебедев В.А., Юдин И.Б. Расчет и измерение температуры цилиндрической спирали с помощью термопары в заданных геометрических условиях.....	177
Забиров А.Р., Ягов В.В., Лексин М.А., Канин П.К. Методика восстановления граничных условий на поверхности высокотемпературного шара в процессе охлаждения.....	178
Зарвин А.Е., Каляда В.В., Яскин А.С., Дубровин К.А., Художитков В.Э., Чиненов С.Т. Особенности методов регистрации сверхзвуковых кластированных потоков.....	179
Знаменская И.А. Экспериментальное моделирование задачи Римана (распад разрыва).....	180
Лепешкин А.Р. Моделирование теплового состояния вращающихся дисков турбин ГТД при испытаниях.....	181
Михеев А.Н. Характеристики турбулентности в ближнем следе цилиндра на основе SIV-измерений.....	182
Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С., Конев А.Г. Изучение возможностей компьютерного зрения в криминалистических исследованиях следов выстрела.....	183
Саушин И.И., Гольцман А.Е. Оценка турбулентного диффузионного переноса в пограничном слое методом SIV.....	184
Беркович А.Е., Смирнов Е.М., Юхнев А.Д., Гатаулин Я.А., Сеницына Д.Э., Тархов Д.А. Опыт использования метода нагретой проволоки для оценки точности результатов ультразвуковой термометрии.....	185

Секция 7. Теплофизические свойства веществ и новые материалы

Дашапилов Г.Р., Кашкаров А.О., Рубцов И.А., Шупик А.А. Измерение вольт-амперной характеристики взрывчатых композитов пентаэритрита тетранитрата и тротила с одностенными углеродными нанотрубками.....	189
Ездин Б.С., Каляда В.В., Ищенко А.В., Зарвин А.Е. Получение наноразмерных кристаллических материалов (Si, SiC) высокоэффективным гипербарическим методом.....	190
Исламов Д.Р., Пильник А.А., Чернов А.А. Коррелированное образование дефектов в диэлектриках при локализации заряда на ловушках.....	191
Заворин А.С., Саломатов В.В., Табакаев Р.Б., Карелин В.А. Исследование элементного и технического состава, теплофизических свойств контрольных проб угля Таловского месторождения Сибири.....	192
Кривошенина М.Н., Туч Е.В. Уравнения состояния в материалах при отсутствии допущения об изотропии объемной сжимаемости.....	193
Леган М.А., Любашевская И.В. Температурная зависимость скорости ползучести реакторной стали.....	194
Морозов А.В., Питык А.В., Сахипгареев А.Р., Шлепкин А.С. Экспериментальное исследование теплофизических свойств растворов борной кислоты при параметрах характерных для аварийного режима ВВЭР.....	195
Немировский Ю.В., Станиславович А.В. Теплопроводность композитных пластин.....	196
Перевалов Т.В., Исламов Д.Р. Самоорганизация вакансий кислорода в оксидных high-K диэлектриках: первопринципное моделирование.....	197
Поливода Ф.А. Методика расчета теплофизических свойств полимерной анизотропной изоляции для трубопроводов тепловой сети.....	198
Романов И.А., Борзенко В.И., Казаков А.Н. Влияние добавок с высокой теплопроводностью на РСТ-изотермы сплавов накопителей водорода.....	199
Рыков С.В., Кудрявцева И.В., Рыков В.А., Зайцев А.В. Методы расчета равновесных свойств чистых веществ, учитывающие особенности критической точки.....	200
Савченко И.В. Метод расчета температуропроводности тяжелых легкоплавких металлов в жидком состоянии.....	201
Самошкин Д.А., Савченко И.В., Станкус С.В., Агажанов А.Ш. Коэффициенты переноса тепла самария в конденсированном состоянии.....	202
Самошкин Д.А., Савченко И.В. Особенности удельной теплоемкости магнитотвердых материалов систем Td-Fe-B и Sm-Co.....	203
Станкус С.В., Савченко И.В., Самошкин Д.А., Яцук О.С. Калорические свойства интерметаллического соединения RbV ₂ в твердом и жидком состояниях.....	204
Большухин М.А., Будников А.В., Свешников Д.Н., Патрушев Д.Н. Экспериментальные исследования влияния случайных температурных пульсаций на ресурсные характеристики материалов.....	205
Смовж Д.В., Костогруд И.А., Бойко Е.В. Вторичная кристаллизация меди в условиях CVD синтеза графена.....	206
Смовж Д.В., Сахапов С.З. Вторичная кристаллизация меди в условиях CVD синтеза графена.....	207

Стребкова Е.А., Кривошеина М.Н. Особенности определения напряжений в изотропных и анизотропных материалах при динамических нагрузениях на примере алюминиевого сплава Д16	208
Чугунков Д.В., Кузма-Кичта Ю.А., Сейфельмлюкова Г.А., Лавриков А.В., Скурихина А.Д. Исследование теплопроводности защитных материалов теплообменных трубок сетевых подогревателей	209

Секция 8. Тепломассообмен и гидродинамика на микро- и наномасштабах

Ивочкин Ю.П., Тепляков И.О., Виноградов Д.А. О влиянии индуцированных токов в электровихревом течении жидкого металла при наличии внешнего магнитного поля	213
Демин Н.А., Федосеев А.В., Пинаев В.А., Исупов М.В., Сухинин Г.И. Моделирование плазмы низкочастотного индукционного разряда для ионно-плазменного травления	214
Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Яландин М.И. Критерии убегания электронов в резко неоднородном электрическом поле, обусловленном геометрией электродов	215
Зубарева О.В., Зубарев Н.М. Точные решения для равновесных форм поверхности проводящей жидкости во внешнем электрическом поле	216
Карпов Д.И., Мередова М.Б. Моделирование частичного разряда в заполненной гелием эллиптической полости в диэлектрике	217
Куперштох А.Л. Моделирование методом решеточных уравнений Больцмана нагрева “плазмы” в каналах электрического разряда в жидком диэлектрике	218
Медведев Р.Н. Спектральные характеристики СВЧ разряда в парах воды	219
Пальчиков Е.И., Долгих А.В., Клыпин В.В., Самойленко М.С. Создание нового мощного импульсного рентгеновского аппарата с самосогласованной системой магнитных и электрических полей	220
Ридель А.В., Коробейников С.М., Овсянников А.Г., Карпов Д.И. Исследование частичных разрядов в пузырьках и микросфере в трансформаторном масле	221
Ренев М.Е., Сафронова Ю.Ф., Стишков Ю.К. Управление обтеканием круглого цилиндра с помощью коронного разряда для низких чисел Рейнольдса	222
Федосеев А.В., Демин Н.А., Сахапов С.З., Зайковский А.В., Смовж Д.В. Численное моделирование плазмы дугового разряда в гелии низкого давления	223

Секция 9. Электрофизические явления в газовых и жидких средах

Агапов К.В., Дуников Д.О. Жидкостное охлаждение энергоустановки киловаттного класса на топливных элементах	227
Бабенков М.Б. Оценка и учет влияния температурных эффектов на гидравлический разрыв пласта	228
Блинов Д.В., Борзенко В.И., Дуников Д.О. Экспериментальные исследования тепловых процессов при очистке водорода с помощью проточного металлгидридного реактора	229
Вендланд Л.Е., Монин С.В., Пугачук А.С., Косой А.А., Синкевич М.В. Разработка и испытания утилизатора-аккумулятора тепловой энергии	230
Гаврилов И.Ю., Попов В.В. Влияние температуры греющего пара на характеристики жидкой фазы за сопловой турбинной решеткой	231
Гаврилова Ю.А., Бесчастных В.Н., Борисов Ю.А., Ачкасов Д.А., Косой А.С. Оптимизация теплообменной поверхности рекуператора микротурбинной установки	232
Деев Равад (Сирия), Сиденков Д.В. Расчетно-экспериментальное исследование теплообмена в трубопроводе, оборудованном кабельной системой электрообогрева	233
Добров А.А., Хробостов А.Е., Солнцев Д.Н., Пронин А.Н., Рязанов А.В. Экспериментальные исследования и CFD-моделирование локальной гидродинамики теплоносителя во входном участке топливной сборки	234
Аньшаков А.С., Домаров П.В., Сеницын В.А. Моделирование тепломассообмена в шахтной электропечи комбинированного нагрева	235
Борзенко В.И., Блинов Д.В., Дуников Д.О., Леонтьев А.И. Особенности процессов тепломассообмена в системах водородного аккумулирования энергии	236
Евдокимов О.А., Пиралишвили Ш.А., Веретенников С.В. Исследование рабочего процесса вихревых эжекторных устройств в условиях однофазного и двухфазного течения	237
Мирнов С.В., Комов А.Т., Варава А.Н., Люблинский И.Е., Дедов А.В., Вертков А.В., Захаренков А.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи при охлаждении двухкомпонентным газо-жидкостным потоком высоконагруженных элементов конструкций	238
Кабардин И.К., Наумов И.В., Окулов В.Л. Исследование производительности цепочки из четырех ветрогенераторов	239
Мильман О.О., Картусова А.Ю., Птахин А.В., Крылов В.С. Экспериментальные исследования модели конденсатора в условиях переменных режимов работы	240
Комаров И.И., Каверин А.А., Ростова Д.М., Бычков Н.М. Совершенствование технологии слоевого сжигания гранулированного биотоплива в котлах малой мощности	241
Мильман О.О., Кондратьев А.В., Птахин А.В., Корлякова Е.Ю., Жилин А.Е. Приближенная оценка термического сопротивления контакта ребро-стенка для овальных труб с насадным оребрением	242

Кондратьева О.Е., Росляков П.В., Боровкова А.М., Локтионов О.А. Проблемы реализации требований нового природоохранного законодательства в энергетике	243
Локтионов В.Д., Мухтаров Э.С., Любашевская И.В. Особенности теплообмена в двухслойной и инверсной стратифицированных ваннах расплава кориума в корпусных ядерных реакторах при тяжелых авариях	244
Немировский Ю.В., Мозгова А.С. Проблемы теплопроводности для резервуаров хранения сжиженных газов и нефтепродуктов.....	245
Зейгарник Ю.А., Косой А.С., Низовский В.Л., Низовский Л.В. Использование завихрителей потока для интенсификации теплоотдачи в аппаратах системы влажной регенерации тепла отработанных газов.....	246
Вершинина К.Ю., Курганкина М.А., Няшина Г.С. Оценка перспектив использования водоугольных и органоводоугольных топлив, приготовленных из отходов углеобогащения.....	247
Павлинов А.М., Попова Е.Н., Сухановский А.Н., Щапов В.А. Лабораторная модель тропического циклона с контролируемым форсингом	248
Платонов Д.В., Минаков А.В., Горюнов Ю.Н., Жигарев В.А., Дектерев Д.А. Исследование влияния закрутки потока на эффективность локальной системы газоудаления	249
Ртищева А.С. Разработка системы воздухообмена для дозвуковой аэродинамической трубы.....	250
Штым К.А., Соловьёва Т.А., Лесных А.В., Гончаренко Ю.Б. Особенности формирования приосевой области в циклонно-вихревом предтопке с комбинированной генерацией закрученного потока.....	251
Любимова Т.П., Паршакова Я.Н., Лепихин А.П., Ляхин Ю.С., Тиунов А.А. К проблеме расчета зон техногенного теплового загрязнения в крупных водохранилищах	252
Тищенко В.А., Алексеев Р.А. Моделирование движения эрозионно-опасных капель в проточных частях турбомашин	253
Токарев М.П., Абдуракипов С.С., Гобызов О.А., Плохих И.А., Середкин А.В., Дулин В.М. Мониторинг режимов горения на основе визуализации пламени и методов машинного обучения	254
Упский М.В., Штым К.А., Упский В.А. Повышение эффективности сжигания жидкого топлива путем применения многосопловых центробежных форсунок.....	255
Аньшаков А.С., Домаров П.В., Урбах А.Э., Фалеев В.А. Электроплазменная установка для газификации органических отходов.....	256
Филимонов М.Ю., Ваганова Н.А. Моделирование оптимальной эксплуатации геотермальной системы из нескольких скважин.....	257
Шульга Т.Я. Моделирование эволюции баротропных захваченных волн распространяющихся на шельфе переменной ширины	258

Секция 10. Теплообмен и гидродинамика в технологических процессах и защита окружающей среды

Игошин Д.Е., Губкин А.С., Игнатъев П.А., Губайдуллин А.А. Расчет проницаемости периодической ромбодрической пористой структуры.....	261
Демьшев С.Г. Работа основных сил в среднегодовом и среднесезонном энергетическом балансе циркуляции Черного моря	262
Дорофеев В.Л., Сухих Л.И. Изучение динамики черного моря на основе результатов реанализа	263
Дымова О.А. Особенности синоптической и мезомасштабной изменчивости циркуляции Черного моря в 2011 и 2016 гг.	264
Кауркин М.Н., Ибраев Р.А. Мультивариантное усвоение данных наблюдений в модели динамики океана высокого пространственного разрешения.....	265
Маркова Н.В. Изменчивость глубоководной циркуляции Черного моря по данным реанализа.....	266
Мизюк А.И., Сендеров М.В., Пузина О.С. Точность моделирования температуры верхнего слоя Черного моря в системах диагноза и прогноза	267
Ратнер Ю.Б., Холод А.Л. Оценка толщины верхнего слоя Черного моря и его связи с атмосферным воздействием по данным модельных расчетов и in situ измерений.....	268
Самодуров А.С., Чухарев А.М. Особенности вертикального турбулентного обмена в слое сезонного пикноклина в северо-западной части Черного моря	269
Сендеров М.В., Мизюк А.И., Коротаев Г.К. Влияние речного стока на водообмен через пролив Босфор.....	270
Холод А.Л., Ратнер Ю.Б., Иванчик М.В., Мартынов М.В. Оценка точности численного моделирования термохалинных полей Черного моря на основе использования буев-профилемеров ARGO.....	271

Авторский указатель

- Gao X. 90
 Kumar A. 20
 Li H. 90
 Li X. 90
 Sui H. 90
 Verma M.K. 20
 Абаимов Н.А. 14
 Абдуракипов С.С. 115, 254
 Абрамов А.Г. 165
 Авдеев А.А. 87
 Агажанов А.Ш. 202
 Агапов К.В. 227
 Агафонцев М.В. 128
 Актершев С.П. 151
 Акулов А.Е. 171
 Алексеев М.В. 72, 78
 Алексеев Р.А. 175, 253
 Алексеенко С.В. 83, 151
 Аль-Музайкер М.А. 63
 Анисимова М.А. 88
 Анискин В.М. 17, 57
 Антонов Д.В. 101
 Ануфриев И.С. 83, 113
 Аньшаков А.С. 235, 256
 Арсентьев С.С. 113
 Архипов Д.Г. 23, 152
 Аслаев А.К. 18
 Ачкасов Д.А. 232
 Бабенков М.Б. 228
 Бабушок В.И. 137
 Байдаков В.Г. 5
 Барсуков А.В. 108
 Барташевич М.В. 89
 Бедарев И.А. 114
 Белослудов В.Р. 161
 Белослудов В.Р. 64
 Белоцерковская М.С. 167
 Беляев А.В. 66
 Беляев И.А. 19
 Беркович А.Е. 185
 Бессмельцев В.П. 157
 Бесчастных В.Н. 232
 Бирюков Д.А. 19
 Блинов Д.В. 229, 236
 Божко Ю.Ю. 153, 161
 Божко Ю.Ю. 64
 Бойко Е.В. 206
 Большухин М.А. 205
 Борд Е.Е. 168
 Бордзиловский С.А. 120
 Борзенко В.И. 140, 199, 229,
 236
 Борзенко Е.И. 29, 56, 65
 Борисов Ю.А. 232
 Боровкова А.М. 243
 Бородин С.Л. 74
 Бородулин В.Ю. 103, 104
 Бочаров А.А. 80
 Будников А.В. 205
 Бунтин Д.А. 25
 Бурдуков А.П. 115, 129
 Бутаков Е. Б. 129
 Бутаков Е.Б. 115
 Быковский Ф.А. 116, 138
 Бычков Н.М. 241
 Ваганова Н.А. 257
 Варава А.Н. 238
 Васильев А.Ю. 20
 Вегера А.Н. 46
 Ведерников Е.Ф. 116, 138
 Вендланд Л.Е. 230
 Веретенников С.В. 21, 237
 Вертков А.В. 238
 Вершинина К.Ю. 247
 Виноградов Д.А. 213
 Виноградов М.М. 31
 Витрик О.Б. 169
 Вожаков И.С. 23
 Вожаков И.С. 78, 152
 Габитов И.Р. 117
 Гаврилов А.А. 159
 Гаврилов И.Ю. 175, 231
 Гаврилова Ю.А. 232
 Газизов И.М. 12
 Гатаулин Я.А. 22, 185
 Гвоздяков Д.В. 139
 Гейнц О.М. 23
 Гец К.В. 64, 153
 Главный В.Г. 84
 Глебов Р.А. 123
 Глотов В.Ю. 154
 Глушков Д.О. 118
 Гобызов О.А. 254
 Головизнин В.М. 119, 154, 156,
 166
 Головизнин В.М. 6
 Гологуш Т.С. 155
 Гольцман А.Е. 24, 184
 Гончаренко Ю.Б. 251
 Горчаков А.Ю. 156
 Горюнов Ю.Н. 27, 249
 Грибин В.Г. 175
 Гришин М.А. 157
 Громов А.А. 125, 131
 Громыко Ю.В. 25
 Губайдуллин А.А. 261
 Губайдуллин А.А. 7
 Губин В.Е. 139
 Губкин А.С. 261
 Гузанов В.В. 23
 Давлетшин И.А. 26, 48
 Давыдов М.Н. 109
 Данилин А.В. 119
 Данилко Д.А. 120
 Данилов П.А. 169
 Дауэнгауэр Е.И. 158
 Дашапилов Г.Р. 189
 Дедов А.В. 66, 106, 107, 238
 Дедов А.В. 8
 Дееб Равад (Сирия) 233
 Дектерев А.А. 27, 121, 159
 Дектерев Ар.А. 27, 121
 Дектерев Д.А. 27, 249
 Демин Н.А. 214, 223
 Демьшев С.Г. 262
 Денисенко Д.С. 28
 Денисенко Н.С. 160
 Дехтярь Р.А. 67
 Дмитриев С.М. 53
 Добров А.А. 53, 234
 Долгих А.В. 220
 Домаров П.В. 235, 256
 Доронков Д.В. 53
 Дорофеев В.Л. 263
 Дубровин К.А. 179
 Дулин В.М. 254
 Дуников Д.О. 227, 229, 236
 Душин Н.С. 12, 176
 Душина О.А. 18, 38
 Дымова О.А. 264
 Дьякова О.А. 29
 Дьяконова Т.А. 30
 Евдокимов О.А. 21, 237
 Евсеев А.Р. 68
 Евтушенко Ю.Г. 156
 Егоров Р.И. 122
 Ездин Б.С. 190
 Елистратов Д.С. 69, 73, 89
 Елистратов С.Л. 123
 Емельянов А.А. 177
 Ерманюк Е.В. 109
 Ершов А.П. 120
 Есенбаев Т.Е. 70
 Ждан С.А. 116, 138
 Жданов Р.К. 153, 161
 Жигарев В.А. 249
 Жилин А.Е. 242
 Жуков В.Е. 90
 Жуланов В.В. 141
 Забиров А.Р. 31, 91, 178
 Заворин А.С. 192
 Зайковский А.В. 223
 Зайцев А.В. 200
 Зайцев А.С. 122
 Залесный В.Б. 166
 Залкинд В.И. 110
 Зарвин А.Е. 179, 190
 Зарипов З.И. 117
 Захаренков А.В. 238
 Зейгарник Ю.А. 92, 110, 246
 Зенков А.В. 124, 125
 Знаменская И.А. 180
 Зорина О.С. 53
 Зубарев Н.М. 215, 216
 Зубарева А.Н. 32
 Зубарева О.В. 216
 Ибраев Р.А. 265
 Иванова Н.А. 63, 70
 Иванчик М.В. 271
 Иващенко В.А. 33
 Ивочкин Ю.П. 92, 213
 Игнатъев П.А. 261
 Игошин Д.Е. 261
 Игуменов И.К. 97
 Иногамов Н.А. 169
 Исаев С.А. 9

- Исламов Д.Р. 191, 197
Исупов М.В. 214
Ищенко А.В. 190
Кабаньков О.Н. 91
Кабардин И.К. 239
Кавазое Ё. 64
Каверин А.А. 241
Каграманов Ю.А. 126
Казаков А.Н. 199
Калинин Е.И. 38, 42
Калпана Мохан В.П. 78
Каляда В.В. 179, 190
Канаев А.А. 154
Канин П.К. 31, 91, 178
Караханов С.М. 120
Карелин В.А. 192
Карпов Д.И. 217, 221
Картусова А.Ю. 240
Кауркин М.Н. 265
Кашкаров А.О. 141, 189
Кашкарова М.В. 34
Киктев Е.К. 126
Киндра В.О. 47
Кириловский С.В. 50
Кирсанов А.Ю. 40
Кирсанов Ю.А. 40
Киселев А.Е. 154
Кликунова А.Ю. 162
Клыпин В.В. 220
Клюев Д.С. 70
Клюева Н.В. 54
Князева А.Г. 71
Князева А.Г. 88
Ковалько Н.Ю. 137
Козлов А.Н. 127
Козлов А.Н. 132, 146
Колесниченко И.В. 41, 96
Комаров И.И. 46, 241
Комов А.Т. 238
Кондаков В.Г. 154
Кондратьев А.В. 242
Кондратьева О.Е. 243
Конев А.Г. 183
Коновалов В.В. 93
Копьев Е.П. 113, 128
Корлякова Е.Ю. 242
Коробейников С.М. 221
Королев П.В. 94
Кортаев Г.К. 10
Кортаев Г.К. 270
Косой А.А. 230
Косой А.С. 232, 246
Костогруд И.А. 206
Кот В.А. 35
Котегов А.А. 144
Крайнов А.Ю. 135
Крапивин И.И. 66
Кривошеина М.Н. 193, 208
Крылов В.С. 95, 240
Кубриков К.Г. 87, 92
Кудрявцева И.В. 200
Кудряшов С.И. 169
Кузма-Кичта Ю.А. 209
Кузнецов А.В. 129
Кузнецов В.В. 11
Кузнецов Г.В. 101, 124, 147
Куперштох А.Л. 218
Курганкина М.А. 247
Кутлиметов А.Э. 82
Кучмижак А.А. 169
Куянова Ю.О. 36
Лавриков А.В. 209
Лавров В.В. 32
Лаврук С.А. 130, 145
Лаптев В.А. 14
Ларионов К.Б. 131
Лахарев Д.А. 106
Лебедев В.А. 177
Левашов В.Ю. 76
Левин А.А. 132
Леган М.А. 194
Лежнин С.И. 72, 78
Лексин М.А. 91, 178
Леонтьев А.И. 9, 236
Лепешкин А.Р. 181
Лепихин А.П. 252
Лесных А.В. 137, 251
Летушко В.Н. 103, 104
Листратов Я.И. 37
Литвинцев К.Ю. 159, 163
Лобанов П.Д. 78, 82
Лобода Е.Л. 128
Локтионов В.Д. 244
Локтионов О.А. 243
Лосев Г.Л. 96
Лукашов В.В. 142
Любашевская И.В. 194, 244
Любимова Т.П. 93, 252
Люблинский И.Е. 238
Ляхин Ю.С. 252
Мазо А.Б. 38, 42
Макаренко Н.И. 28, 164
Макаров М.С. 39, 43, 97
Макарова С.Н. 39, 97
Макарушкин Д.В. 40
Маликов А.Г. 98
Мальцев Л.И. 83
Малюков А.В. 38, 42
Мамыкин А.Д. 41
Маркова Н.В. 266
Мартынов М.В. 271
Марута К. 133
Маслов Н.А. 17, 57
Медведев Р.Н. 219
Мелешкин А.В. 69, 73, 89
Мередова М.Б. 217
Месяц Г.А. 215
Мизюк А.И. 267, 270
Мильман О.О. 240, 242
Минаев С.С. 133
Минаков А.В. 249
Мирнов С.В. 238
Миронов С.Г. 57
Миронова Н.В. Ч 89
Мисюра С.Я. 99, 134
Митрофанова О.В. 49
Михеев А.Н. 18
Михеев А.Н. 182
Михеев Н.И. 12, 176
Мишаков И.В. 125, 131
Мозгова А.С. 245
Моисеева К.М. 135
Молочников В.М. 18, 42
Монин С.В. 230
Морозов А.В. 195
Морозов В.С. 99, 134
Мосунова Н.А. 82
Мулладжанов Р.И. 33, 158
Мусакаев Н.Г. 74, 79
Мухтаров Э.С. 244
Назаров А.Д. 90
Наумкин В.С. 39, 43
Наумов И.В. 44, 84, 239
Немировский Ю.В. 196, 245
Необъявляющий П.А. 121
Низовский В.Л. 110, 246
Низовский Л.В. 110, 246
Низовцев М.И. 103, 104
Никитин А.Д. 136
Никитин Н.В. 13
Никулин В.В. 45
Няшина Г.С. 247
Овсянников А.Г. 221
Овчинников В.В. 67
Окулов В.Л. 239
Опарина Е.И. 167
Оришич А.М. 98
Осипов П.В. 126
Осипов С.К. 46, 47
Остапенко В.В. 155
Охотников Д.И. 42
Павленко А.Н. 90
Павлинов А.М. 41, 248
Паерелий А.А. 26, 48
Пальчиков Е.И. 220
Пальчикова И.Г. 183
Паненко Р.А. 45
Паршакова Я.Н. 252
Паршин Д.В. 36
Паршин Д.В. В 171
Патрушев Д.Н. 205
Пензик М.В. 146
Перевалов Т.В. 197
Перевалова Е.Г. 164
Печеркин Н.И. 90
Пильник А.А. 100, 109, 191
Пиманов В.О. 13
Пинаев В.А. 214
Пиралишвили Ш.А. 21, 237
Пискунов М.В. 101
Питык А.В. 195
Пластинин А.В. 120
Платонов Д.В. 249
Плохих И.А. 254
Подольская И.Ю. 44
Поздеева И.Г. 49
Поливанов П.А. 25
Поливода Ф.А. 198
Пономарева А.А. 137
Поплавская Т.В. 50, 51
Поплавский С.В. 75
Попов В.В. 175, 231

- Попов Е.Л. 138
 Попов И.А. 9
 Попова Е.Н. 248
 Прибатурин Н.А. 72, 78, 82
 Пронин А.Н. 53, 234
 Прууэл Э.Р. 141
 Птахин А.В. 95, 240, 242
 Пугачук А.С. 230
 Пузина О.С. 267
 Пузина Ю.Ю. 76
 Разуванов Н.Г. 19
 Ральников П.А. 14
 Ратнер Ю.Б. 268, 271
 Рафейчик С.И. 120
 Редель В.Д. 159
 Ренев М.Е. 222
 Решетова А.И. 51
 Ридель А.В. 221
 Рогалев А.Н. 47
 Романов И.А. 199
 Росляков П.В. 243
 Ростова Д.М. 241
 Росуховский Д.А. 22
 Ртищева А.С. 250
 Рубцов И.А. 141, 189
 Рубцов Н.А. 102, 157
 Рыжков А.Ф. 14, 126, 136, 144
 Рыков В.А. 200
 Рыков С.В. 200
 Рыльцева К.Е. 52
 Рязанов А.В. 53, 234
 Рязанцев В.А. 91
 Саввинова Н.А. 102
 Савченко И.В. 201
 Савченко И.В. 202, 203, 204
 Сагдеев Д.И. 117
 Сажин И.А. 77
 Саломатов Вл.В. 192
 Самодуров А.С. 269
 Самойленко М.С. 220
 Самошкин Д.А. 202, 203, 204
 Самсонов А.Н. 138
 Сардов П.А. 19
 Сатонкина Н.П. 120
 Саушин И.И. 24, 184
 Сафронова Ю.Ф. 222
 Сахапов С.З. 207, 223
 Сахипгареев А.Р. 195
 Светоносов А.И. 78
 Свешников Д.Н. 205
 Свиридов В.Г. 19
 Свиридов Е.В. 19
 Свищев Д.А. 146
 Сейфельмлюкова Г.А. 209
 Сендеров М.В. 267, 270
 Серебрякова М.О. 107
 Середкин А.В. 254
 Серещенко Е.В. 133
 Сиденков Д.В. 233
 Синицын В.А. 235
 Синицына Д.Э. 185
 Синкевич М.В. 230
 Синкевич О.А. 92
 Скурихина А.Д. 209
 Слепцов С.Д. 102
 Слесарева Е.Ю. 67, 90
 Слюсарский К.В. 139
 Смирнов Е.М. 165, 185
 Смирнов Е.С. 183
 Смирнов П.Е. 165
 Смирновский А.А. 165
 Смовж Д.В. 206, 207, 223
 Солдатов И.Н. 54
 Солнцев Д.Н. 53, 234
 Соловьев А.В. 119
 Соловьев А.В. 166
 Соловьёва Т.А. 251
 Станиславович А.В. 196
 Станкус С.В. 202, 204
 Степанов Р.А. 20
 Стерлягов А.Н. 103, 104
 Стишков Ю.К. 222
 Столповский М.В. 79
 Стребкова Е.А. 208
 Стрижак П.А. 101
 Субботин О.С. 64, 153
 Сухановский А.Н. 20, 248
 Сухинин Г.И. 214
 Сухих Л.И. 263
 Счастливец А.И. 140
 Табакаев Р.Б. 192
 Тархов Д.А. 185
 Тен К.А. 141
 Тепляков И.О. 92, 213
 Терехов В.В. 55, 58, 142
 Терехов В.И. 55
 Титов В.М. 141
 Тиунов А.А. 252
 Тищенко А.А. 175
 Тищенко В.А. 175, 253
 Токарев М.П. 254
 Толокольников А.А. 139
 Толочко Б.П. 141
 Томин А.С. 105
 Троцюк А.В. 143
 Трошкин О.В. 167
 Тупоногов В.Г. 126
 Тур Д.А. 171
 Туч Е.В. 193
 Тялина Н.А. 37
 Упский В.А. 255
 Упский М.В. 255
 Урбах А.Э. 256
 Урюпин Г.В. 137
 Усов Э.В. 82
 Уткин А.В. 32
 Фалеев В.А. 256
 Федоров А.В. 130
 Федосеев А.В. 214, 223
 Филимонов М.Ю. 257
 Филимонов С.А. 159
 Филиппов М.В. 58
 Филиппов П.С. 144
 Финников К.А. 163
 Флягин В.М. 63
 Фортова С.В. 167
 Фрик П.Г. 20
 Фурсенко Р.В. 133
 Хазиев И.А. 106, 107
 Халилов Р.И. 41, 96
 Харламов Е.Б. 159
 Хасанов М.К. 79
 Хегай Е.И. 56
 Хмель С.Я. 108
 Хмель Т.А. 145
 Холод А.Л. 268, 271
 Хоперсков А.В. 30, 162
 Хробостов А.Е. 234
 Художитков В.Э. 179
 Худяков П.Ю. 144
 Худякова Г.И. 146
 Цвелодуб О.Ю. 80, 152
 Цибульская Е.О. 57
 Цырюльников И.С. 51, 57
 Черевко А.А. 155, 160, 168, 171
 Чернов А.А. 100, 109, 191
 Чиглинцева А.С. 81
 Чиненов С.Т. 179
 Чохар И.А. 58
 Чугунков Д.В. 209
 Чухарев А.М. 269
 Чухно В.И. 82
 Шадрин Е.Ю. 83, 128
 Шакиров Р.Р. 176
 Шалаев В.И. 59
 Шарафутдинов А.М. 31
 Шарифуллин Б.Р. 44, 84
 Шарыпов О.В. 83, 113
 Шевченко И.В. 46, 47
 Шепелев В.В. 169
 Шехтман Л.И. 141
 Шилова О.А. 137
 Шишленин М.А. 168
 Шлепкин А.С. 195
 Шрагер Г.Р. 52, 65
 Штым К.А. 251, 255
 Шульга Т.Я. 258
 Шупик А.А. 189
 Шапов В.А. 248
 Щигель С.С. 110
 Юдахин А.Е. 40
 Юдин И.Б. 177
 Юношев А.С. 120
 Юхнев А.Д. 22, 185
 Ягов В.В. 178
 Яландин М.И. 215
 Янковский С.А. 124, 147
 Янченко А.А. 170
 Янькова Г.С. 171
 Яскин А.С. 179
 Яцук О.С. 204
 Ячевский И.А. 94

Ответственные за выпуск
к.ф.-м.н. М.С. Макаров,
к.ф.-м.н. В.С. Наумкин

Подписано в печать 14.08.2018 г. Печать офсетная.
Бумага офсетная. Формат 60x84 1/16. Усл. печ. 29 л.
Тираж 240 экз. Заказ № 438

Отпечатано в типографии «Срочная полиграфия»
ИП Малыгин Алексей Михайлович
630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 6/1, оф.104
Тел. (383) 217-43-46, 8-913-922-19-07



Хдём всеперу
с Бару!

