

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет

Сибирское отделение Российской академии наук

Национальный комитет по тепломассообмену РАН

ТЕПЛОФИЗИКА И ФИЗИЧЕСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА

Тезисы докладов Всероссийской научной конференции
с элементами школы молодых ученых

19 – 25 сентября 2016 г.

Республика Крым г. Ялта 2016

Сборник содержит тезисы научных сообщений научных сотрудников, молодых учёных, аспирантов и студентов, доложенных на Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», которая проводилась Институтами теплофизики им. С.С. Кутателадзе, гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН и Новосибирским национальным исследовательским государственным университетом в Ялте 19–25 сентября 2016 г.

Представлены тезисы докладов по следующим направлениям:

1. Теплообмен и гидродинамика в однофазных средах
2. Гидродинамика и тепломассообмен в многофазных системах
3. Фазовые переходы
4. Газодинамика реагирующих сред, детонационные процессы
5. Численные методы в теплофизике и физической газодинамике
6. Методы и средства теплофизического и газодинамического эксперимента
7. Теплофизические свойства веществ и новые материалы
8. Тепломассообмен и гидродинамика на микро- и наномасштабах
9. Электрофизические явления в газовых и жидких средах
10. Теплообмен и гидродинамика в технологических процессах и защита окружающей среды

ОРГКОМИТЕТ

Председатель

Маркович Д.М., чл.-корр. РАН (ИТ СО РАН)

Зам. председателя

Головин С.В., проф. РАН, д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН)

Учёные секретари

Шестаков М.В. (ИТ СО РАН)

Члены научного комитета

Алексеев С.В., чл.-корр. РАН (ИТ СО РАН)
Васильев А.А., проф., д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН)
Губайдуллин А.А., проф., д.ф.-м.н. (ИТПМ СО РАН)
Елистратов С.Л., проф., д.т.н. (НГТУ)
Исаев С.А., проф., д.ф.-м.н. (СПбГУГА)
Кедринский В.К., проф., д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН)
Кузнецов В.В., проф., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)

Куйбин П.А., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)
Куперштох А.Л., проф., д.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН)
Леонтьев А.И., ак. РАН
Павленко А.Н., чл.-корр. РАН (ИТ СО РАН)
Пруэлл Э.Р., к.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН)
Пухначёв В.В., чл.-корр. РАН (ИГиЛ СО РАН)
Рыжков А.Ф., проф., д.т.н.
Станкус С.В., проф., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)
Титов В.М., академик РАН (ИГиЛ СО РАН)
Токарев М.П., к.т.н. (ИТ СО РАН)
Федорук М.П., проф., д.ф.-м.н. (НГУ)
Хабахпашев Г.А., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)
Цвелодуб О.Ю., проф., д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)
Чернов А.А., проф. РАН, д.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)

Технический комитет

Смовж Д.В., к.ф.-м.н. (ИТ СО РАН)
Медведев Р.Н., к.ф.-м.н. (ИГиЛ СО РАН)
Ягодницына А.А. (ИТ СО РАН)

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

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЁТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКА ВОЗДУШНОГО ПОТОЧНОГО ГАЗИФИКАТОРА КАМЕННОГО УГЛЯ ДЛЯ ПГУ-ВЦГ

Абаимов Н.А.¹, Шурчалин А.А.², Шестаков Н.С.², Осипов П.В.¹, Ральников П.А.¹, Рыжков А.Ф.¹

¹ ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Россия

² ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию
энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», г. Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nick.sum41@mail.ru

Угольная энергетика широко распространена во всём мире благодаря дешевизне и доступности твёрдых ископаемых топлив. Среди всех освоенных технологических схем использования твёрдого топлива одной из наиболее перспективных считается парогазовая установка с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ). Её основными достоинствами являются околонулевые значения вредных выбросов в атмосферу, а также относительно большой электрический КПД (до 50-55%). В отличие от традиционных ТЭС, в которых уголь сжигается в котле для получения пара, в высокомошных ПГУ-ВЦГ уголь конвертируется в поточном газификаторе в синтез-газ – топливо для камеры сгорания газотурбинной установки (ГТУ). Таким образом, параметры работы ПГУ-ВЦГ в целом во многом определяются узлом газификации твёрдого топлива. Основные требования, предъявляемые к поточному газификатору высокомошной ПГУ-ВЦГ:

- 1) высокая эффективность (в частности химический КПД);
- 2) большая степень выгорания углерода;
- 3) образование минимального количества загрязняющих веществ;
- 4) эксплуатационная надёжность;
- 5) производство синтез-газа с составом, требуемым для высокоэффективной работы ГТУ.

Для разработки газификатора, который бы полностью обеспечивал выполнение вышеперечисленных условий, требуется проведение комплексных исследований. В ходе эти исследований должны быть изучены:

- 1) проектное топливо, в частности его кинетические характеристики и свойства золы (состав, температура плавления, вязкость и т.д.);
- 2) термохимические процессы (ТХП), происходящие с углём в газификаторе – сушка, пиролиз, гетерофазные реакции;
- 3) аэродинамика внутреннего пространства газификаторов;
- 4) влияние стадийной организации подачи сред на параметры работы газификатора.
- 5) особенности шлакования стенок установки при работе на проектном топливе.

Исследование свойств топлива могут быть проведены несколькими методами: падающие в потоке частицы, кипящий слой, термогравиметрический анализ (ТГА) и т.д. Эти методы также позволяют определить некоторые закономерности ТХП, но ввиду различия условий в лабораторных и промышленных установках, истинный характер ТХП можно понять только в результате исследований на пилотных и полупромышленных газификаторах. Однако проведе-

ние измерений в поточных газификаторах крайне затруднительно из-за особенностей конструкций, высокого давления (до 3 МПа) и температуры (до 1700°C) в камерах газификации. В связи с этим последнее время физические экспериментальные исследования зачастую комбинируют с математическими методами моделирования, из которых наиболее функциональным считается метод вычислительной гидродинамики (Computational Fluid Dynamics - CFD). Создаваемые с помощью CFD-метода модели поточной газификации состоят из нескольких подмоделей: ТХП, турбулентности, излучения, конвекции, движения дискретной фазы, шлакование и др.

Для обеспечения достоверности данных моделирования все используемые подмодели должны быть верифицированы с использованием экспериментальных данных. Подмодель ТХП является наиболее важной и, в тоже время, наименее отработанной подмоделью. При создании и настройке подмоделей ТХП необходимо использовать данные, полученные на лабораторных и пилотных газификационных установках.

С целью верификации подмодели ТХП и экспериментальной отработки технологии газификации пылеугольного топлива использовался поточный газификатор под давлением ОАО «НПО ЦКТИ».

Вертикально расположенный газификатор с нисходящим потоком состоит из двух камер: газификации и охлаждения. В верхней части расположена камера газификации с внутренним диаметром 0.21 м и высотой 1.6 м. Ниже – камера охлаждения, включающая в себя секцию водяного квенчинга и шлаковую ванну. Двухтопливная горелка оборудуется вихревой форсункой при работе на воздушном дутье и прямооточной – на кислороде. Имеется возможность подачи дутья с необходимым соотношением воздуха, кислорода и пара и температурой до 350-550°C.

Разработка воздушного поточного газификатора под давлением проводилась с помощью верифицированной модели. В связи с низкой скоростью протекания ТХП в воздушной среде использована двухступенчатая схема подачи топлива (по типу МНП). С ростом содержания водяного пара в рабочем теле КПД ГТУ растёт. Для увеличения доли водорода в синтез-газе предлагается добавлять пар во вторую ступень газификатора, а тепло, необходимое для паровой газификации компенсировать дополнительным нагревом дутьевого воздуха.

Исследование выполнено в Уральском федеральном университете за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

ИМПУЛЬСНОЕ ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ В ВОДОМЁТНЫХ ДВИЖИТЕЛЯХ**Фролов С.М.^{1,2,3}, Авдеев К.А.^{1,2}, Аксёнов В.С.^{1,2,3}, Тухватуллина Р.Р.², Шамшин И.О.^{1,2,3}**¹ Институт химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН, Москва² Центр импульсно-детонационного горения, Москва³ НИЯУ «МИФИ», МоскваE-mail: smfrol@chph.ras.ru

В наших работах для создания гидрореактивной тяги вместо механических двигателей типа гребного винта предложено использовать импульсно-детонационный водометный двигатель. Основные элементы такого двигателя – импульсно-детонационная трубка, периодически заполняемая топливно-воздушной смесью для генерации ударных волн, и профилированный водовод, в котором с помощью ударных волн заборная вода ускоряется, создавая гидрореактивную тягу. Эффективное вовлечение заборной воды в движение за ударными волнами обеспечивается повышенной сжимаемостью воды в водоводе за счет наличия в ней пузырьков газообразных продуктов детонации. Цель работы – выбор геометрических и режимных параметров такого двигателя, а также оценка его тяговых характеристик на основе многовариантных двумерных параметрических расчетов и экспериментов.

Расчёты выполнены с использованием физико-математической модели двухфазного сжимаемого вязкого реагирующего течения, основанной на концепции взаимопроникающих континуумов. На рис. 1 в виде трех мгновенных распределений объемного газосодержания показан пример течения в половине плоского водовода в промежуток времени между двумя последовательными детонационными импульсами при рабочей частоте водометного двигателя, равной 20 Гц. Скорость натекающего потока заборной воды (слева направо) равна 5 м/с. Под воздействием ударной волны и струи продуктов детонации (красный цвет), проникающих в водовод из импульсно-детонационной трубки (расположена в центре водовода), в выходной части водовода временно формируется скоростной поток пузырьковой жидкости, создающий направленный импульс тяги.

Эксперименты проведены на экспериментальном образце импульсно-детонационного водометного

двигателя на лабораторном тяговом стенде с проточной водой. На рис. 2 показаны фотографии поля течения в водоводе двигателя, выполненного из оргстекла, в последовательные моменты времени. Зарегистрированные в экспериментах импульсы тяги сопоставлены с расчетными данными. Сделан вывод об удовлетворительном согласии расчетов с экспериментами.

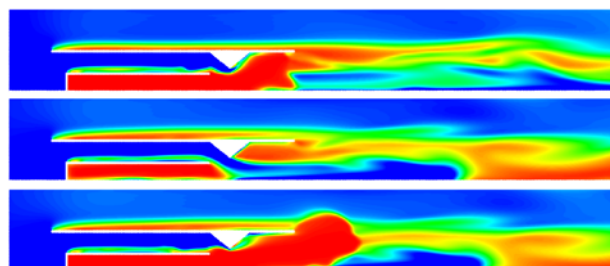


Рис. 1.

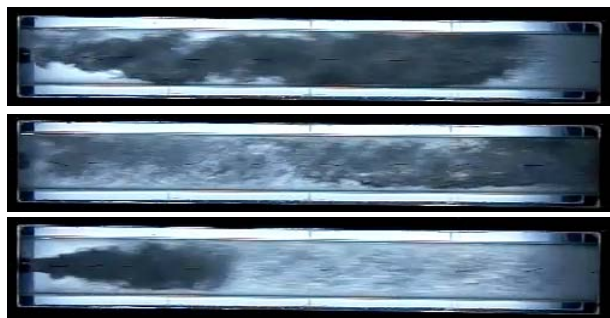


Рис. 2

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России по государственному контракту № 14.609.21.0001 (идентификатор контракта RFMEFI57914X0038).

Актершев С.П.^{1,2}, Алексеенко С.В.^{1,2}, Архипов Д.Г.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный университет

E-mail: sergey-aktershev@mail.ru

Течение тонкого слоя жидкости (пленки) по твердой поверхности реализуется в различных технологических процессах для интенсификации процессов теплообмена. Такой тип пленочного течения, когда жидкость стекает в виде множество струек принято называть ривулетным (ручейковым) течением, а отдельную струйку, ограниченную двумя контактными линиями – ривулетом. Особое внимание к ривулетному течению обусловлено его прикладным значением, поскольку такое течение реализуется в различных аппаратах энергетики и химической технологии – в абсорберах, ректификационных колоннах, испарителях, теплообменниках для ожижения природного газа. Большинство теоретических исследований, начиная с пионерской работы [1], посвящены стационарным и гладким (без волн) ривулетам, стекающим по наклонной плоскости. В литературе практически отсутствует как теоретическое, так и экспериментальное описание волновых режимов ривулетного течения. Впервые волновая структура ривулета с прямыми контактными линиями экспериментально исследовалась в [2] при стекании жидкости по нижней части наклонного цилиндра. Методом PIV впервые были измерены мгновенные поля скорости в волновом ривулете, проведено сопоставление с известными характеристиками двумерного пленочного течения. Возбужденные волны в ривулете, стекающем по вертикальной пластине, впервые экспериментально исследованы в работе [3]. В работе [4] методом численного моделирования изучено пространственное развитие линейных и нелинейных трехмерных вынужденных волн в прямом вертикальном ривулете. Расчеты выполнены для двух жидкостей с различными физическими параметрами, которые использовались в экспериментах [3]. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными показало, что используемая модель в целом адекватно описывает форму волновой поверхности ривулета.

В настоящей работе теоретически исследуются линейные волны в вертикальном ривулете. Для описания волнового течения ривулета использована модель Капицы-Шкадова. В безразмерных переменных уравнения, описывающие волновое течение тонкого слоя жидкости, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{6}{5} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{q^2}{h} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{qm}{h} \right) &= \frac{3}{Re_m} \left(h - \frac{q}{h^2} \right) + hWe \frac{\partial \Delta h}{\partial x}, \\ \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{6}{5} \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{m^2}{h} + \frac{\partial}{\partial x} \frac{qm}{h} \right) &= hWe \frac{\partial \Delta h}{\partial z} - \frac{3m}{Re_m h^2}, \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial m}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь q и m – расходы жидкости по осям Ox и Oz , $We = (3Fi / Re_m^5)^{1/3}$ – число Вебера $Fi = \sigma^3 / \rho^3 g \nu^4$ – число Капицы, $Re_m = gH_0^3 / 3\nu^2$ – число Рейнольдса, $\Delta h = \partial^2 h / \partial x^2 + \partial^2 h / \partial z^2$, H_0 – толщина пленки на оси симметрии ривулета. Применительно к ривулетному течению уравнения (1) дополнены граничными условиями на контактной линии: $h|_{z=\pm b} = 0$,

$q|_{z=\pm b} = 0$, $m|_{z=\pm b} = 0$. Здесь $2b$ – ширина ривулета.

При стационарном течении (в отсутствие волн) решением системы уравнений (1) будет $h_0 = 1 - z^2 / b^2$, $q_0 = h_0^3$. На основе метода взвешенной невязки выведены уравнения, которые получаются проецированием уравнений (1) на специальным образом построенную систему базисных ортогональных функций. В простейшем случае квазиплоских волн полученные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{32}{33} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{H} \right) &= \frac{35}{8Re_m} \left(H - \frac{Q}{H^2} \right) + \frac{We}{6} H \left(7 \frac{\partial^3 H}{\partial x^3} - \frac{35}{2b^2} \frac{\partial H}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{96}{143} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{QM}{H} \right) &= \frac{96}{143} \frac{M^2}{bH} - \frac{63}{8Re_m} \frac{M}{H^2} - \frac{21}{4b} WeH \frac{\partial^2 H}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{24}{35} \frac{\partial Q}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Система уравнений (2) похожа на уравнения пленочного течения, но отличается коэффициентами, и содержит дополнительный параметр b (безразмерная полуширина ривулета), от которого зависят дисперсионные свойства.

Из линеаризованных уравнений (2) впервые получены дисперсионные соотношения для 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.

1. Towell, G. D., Rothfeld, L. B. Hydrodynamics of rivulet flow // *AIChE J.* 1966. Vol.12 P. 972–980.
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. 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.
4. 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

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

Алексеев М.В.¹, Вожаков И.С.¹, Лежнин С.И.¹, Прибатурин Н.А.¹¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: alekseev@itp.nsc.ru

Формулирование задачи о разгерметизации сосудов или трубопроводов с нагретым водяным теплоносителем было выполнено в 60-80 годах прошлого столетия (см., например [1,2]). Основная цель данных исследований – прогнозирование нештатных режимов работы энергетического оборудования при аварийной разгерметизации. При этом для расчета вскипания жидкого водяного теплоносителя, вызванного разгерметизацией сосуда высокого давления, использовались термодинамически равновесные и неравновесные модели, основанные на гипотезе гетерогенного зародышеобразования [3]. Модель усложнялась с учетом возможности дробления пузырьков за счёт неустойчивости межфазной границы [4]. Другой подход для решения данной задачи, это использование неравновесной двухфазной модели основанной на обработке экспериментальных данных по времени релаксации (перехода) «неравновесное – равновесное вскипание» [6]. В работе [5] было показано, что нестационарная релаксационная модель кипения адекватно описывает неравновесное кипение при дозвуковых и сверхзвуковых течениях кипящей жидкости в каналах. На базе релаксационной модели с применением вычислительного комплекса LCPFCT [7] авторами был разработан программный код для решения широкого класса задач [9] по разгерметизации сосудов или трубопроводов с перегретым водяным теплоносителем. При решении нестационарных уравнений Эйлера [8] осреднением по элементарной ячейке и временному интервалу методом консервативных потоков эквивалентно модели крупномасштабных вихрей с некоторой подсеточной моделью турбулентности.

В предлагаемой работе приведены результаты численных расчетов по моделированию нестационарного истечения из канала при аварийной разгерметизации кипящего жидкого водяного теплоносителя, так и истечения перегретого пара. Проведен анализ ударно-волновых процессов в начальной стадии истечения в открытом пространстве. Выполнены расчеты воздействия волн сжатия на преграду. Проведено исследование динамики пульсационного взаимодействия вихревых структур на преграду при квазистационарном истечении перегретого пара. На рис. 1 представлены экспериментальные [10] и расчетные значения давления на мишени в зависимости от расстояния до центра в калибрах при квазистационарном истечении струи перегретого пара. Напорное давление перегретого пара составляла, $P_0 = 4,02$ МПа, диаметр круглого сопла составлял $D = 10$ мм, расстояние мишени от сопла $H/D = 6,3$. Осреднение давления по времени пульсации показало удовлетворительное совпадение профилей давления на мишени с

экспериментом вплоть до расстояний мишени от сопла $H/D = 6,3$.

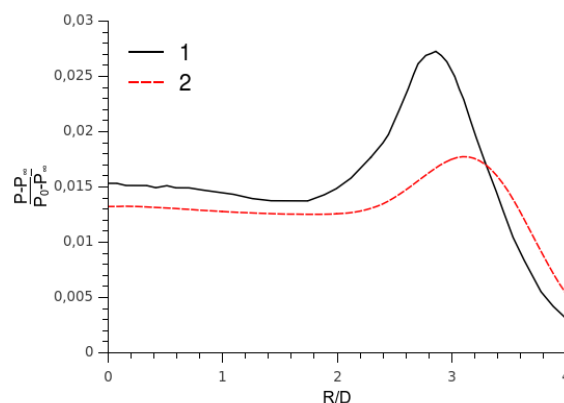


Рис. 1. Профиль безразмерного давления на мишени в зависимости от радиуса в калибрах при истечении струи перегретого пара: 1-эксперимент [10], 2-расчёт; $P_0 = 4,02$ МПа; $D = 10$ мм; $H/D = 6,3$

1. A.R. Edwards and T.P. O'brien Studies Of Phenomena Connected With The Depressurization Of Water Reactors // J. Br. Nucl. Energy Soc. – 1970. – V. 9. – С. 125-135.
2. Б. И. Нигматулин, К. И. Сопленков Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически неравновесном при-ближении // Теплофизика высоких температур. – 1980. – Т. 18. – №. 1. – С. 118-131.
3. Р. Х. Болотнова, Р. Х. Бузина Пространственное моделирование нестационарной стадии истечения вскипающей жидкости из камер высокого давления // Вычислительная механика сплошных сред. – 2014. – Т. 7, №4. – С. 343-352.
4. О. Е. Ивашнев Об особенностях моделирования течений кипящей жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2008. – №. 3. – С. 64-76.
5. В.И. Артемов, К.Б. Минко, Г.Г. Яньков Численное моделирование процессов тепло- и массопереноса в сопле и расширительной системе сепаратор –парогенератор теплоутилизированного комплекса // Теплоэнергетика. – 2015 № 12. с. 61-69
6. Downar-Zapolski P., Bilicky Z., Bolle L., Franco J. The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1996. – Vol.22, No 3. – P. 473 - 483.
7. Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations.
8. О. М. Белоцерковский, Прямое численное моделирование свободной развитой турбулентности, // Ж. вычисл. Матем. и матем. физ., 1985, том 25, номер 12, с. 1856–1882
9. М.В. Алексеев, С.И. Лежнин, Н.А. Прибатурин Формирование и эволюция волн при торцевом разрыве трубопровода со вскипающем теплоносителем // Вестник Тюменского Государственного Университета. Физико-математическое моделирование, нефть, газ, энергетика. – 2015. – №2. – С. 75-84.
10. F. Masuda, T. Nakatogawa, K. Kawanishi, M. Isono, Experimental study on an impingement high-pressure steam jet. //Nuclear Engineering and Design – 1982, January, Vol 67 (2), 273-286.

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

Ануфриев И.С.¹, Агафонцев М.В.², Копьев Е.П.¹, Лобода Е.Л.²¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Томский государственный университет, ТомскE-mail: anufriev@itp.nsc.ru

В настоящее время актуальной задачей является утилизация большого объема накопленных на предприятиях энергетики и других отраслей жидких углеводородных отходов (отработанные масла и смазочные жидкости, некондиционные остатки топлив, отходы нефтепереработки и др.), которые не находят на сегодня широкого практического применения и представляют значительную опасность техногенного загрязнения окружающей среды. Существующие технологии сжигания не позволяют использовать подобные углеводороды для замещения качественных видов органического топлива в силу несоответствия технологий экологическим требованиям, низкой энергоэффективности, проблем коксования горелочных устройств. Для решения проблемы утилизации этих опасных отходов необходима разработка технологий сжигания, отвечающих современным требованиям экологической безопасности и эффективности.

Одно из перспективных направлений создания таких технологий основано на сжигании низкокачественных жидких углеводородных топлив в режиме с паровой газификацией [1]. Предварительные исследования, проведенные в ИТ СО РАН [2], показали, что горение жидких углеводородов резко интенсифицируется при подаче в зону горения перегретого водяного пара. Такой способ может быть эффективен при утилизации жидких углеводородов с получением тепловой энергии. Ключевая стадия процесса горения – паровая газификация продуктов термического разложения и неполного сгорания топлива – обеспечивает достижение более высоких экологических характеристик по сравнению с технологиями сжигания, использующими воздушное дутье.

В данной работе проведены тепловизионные исследования пламени перспективного горелочного устройства при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией – для понимания основных механизмов реакции и роли физических факторов. Ранее установлено [2, 3], что температура в факеле достигает 1500 °С, а распределение температуры в факеле соответствует диффузионному режиму горения. Однако при проведении этих исследований использовалось автономное горелочное устройство (мощностью 10 кВт), и не позволяющее варьировать режимные параметры водяного пара а, следовательно, составить режимную карту температур факела, необходимую для анализа эффективности исследуемого процесса горения.

В связи с этим в данной работе проведены тепловизионные исследования факела при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией в широком диапазоне параметров пара. Исследования выполнены на лабораторном образце нового горелочно-

го устройства для сжигания низкокачественных углеводородных топлив с принудительной регулируемой подачей перегретого водяного пара или воздуха в зону горения с использованием разработанного лабораторного электрического парогенератора (см. рис.1).

Для измерения температуры в высокотемпературном факеле горелочного устройства использовалась уникальная 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.

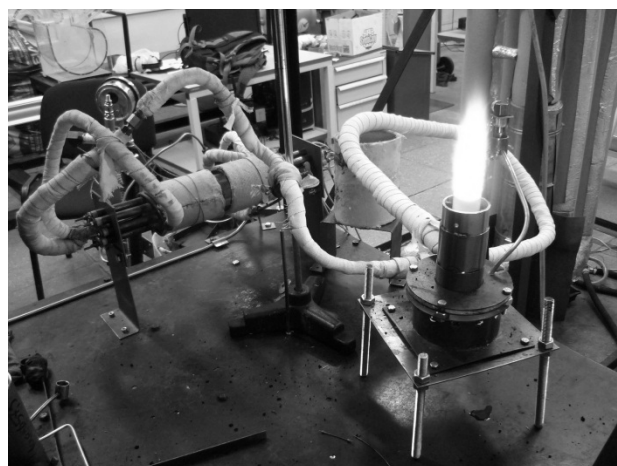


Рис.1. Горелочное устройство для сжигания жидких углеводородов с принудительной подачей пара в зону горения

В результате комплексной ИК-диагностики факела получены новые данные по температуре пламени в широком диапазоне параметров пара (расход и температура).

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-38-50006-«мол_нр»).

1. Патент РФ 2219435, Способ беспламенного сжигания топлива / Вигриянов М.С., Саломатов В.В., Алексеенко С.В.; ИТ СО РАН; зарегистрирован 20.12.2003, приоритет от 11.02.2002.
2. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики процесса сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // Физика горения и взрыва. 2016. Т.52. № 3.
3. Anufriev I.S., Kopyev E.P., Loboda E.L. Study of flame characteristics during liquid hydrocarbons combustion with steam gasification // Proc. SPIE 9292, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 929226 (November 25, 2014); doi:10.1117/12.2086623

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПЕРЕГРЕВЫ И РАСТЯЖЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Байдаков В.Г.

¹ Институт теплофизики УрО РАН, ЕкатеринбургE-mail: baidakov@itp.uran.ru

Твердые тела обычно плавятся с их поверхности. Перегрев кристалла возможен, если нагревать его изнутри, либо производить нагрев за время, много меньшее времени плавления образца с поверхности [1]. Другой путь реализации большой степени метастабильности в твердых телах связан с ударно-волновыми экспериментами и лазерной абляцией [2].

Новые возможности в изучении фазовой метастабильности в твердых телах открывает метод молекулярно-динамического моделирования, который позволяет на атомном уровне проследить процесс зарождения новой фазы, определить границы устойчивости кристалла относительно конечных и бесконечно малых изменений параметров состояния.

Нами методом молекулярной динамики исследована устойчивость леннард-джонсовского ГЦК кристалла и изучен процесс зарождения новой (жидкой и газовой) фазы при положительных и отрицательных давлениях. Результаты исследования интерпретируются в рамках термодинамической теории устойчивости Гиббса.

Рассмотрим механическую устойчивость кубического кристалла относительно бесконечно малых однородных деформаций. По результатам расчета изотермических упругих постоянных c_{ij} кубического кристалла под гидростатическим давлением p определены модули объемной $K = (c_{11} + 2c_{12})/3$ и сдвиговой $\mu = c_{44}$, $\mu' = (c_{11} - c_{12})/2$ упругости. Установлено, что при температурах выше температуры конечной точки линии плавления T_K кристалл теряет устойчивость относительно сдвиговых деформаций, а при температурах ниже этой точки – относительно объемных деформаций.

При неоднородных деформациях граница устойчивости кристаллического состояния определяется модулями одностороннего сжатия. Так, в направлении [100] кристалл достигает границы устойчивости, когда $\tilde{K} = K + 4/3\mu' = 0$. Неоднородные флуктуации плотности в твердом теле – это тепловые продольные звуковые волны. Характерный масштаб неоднородности в этом случае – длина звуковой волны.

Показано, что при больших отрицательных давлениях граница устойчивости кристалла относительно неоднородных деформаций находится за границей устойчивости относительно однородных деформаций, а при положительных давлениях наоборот. Таким образом, с точки зрения термодинамической теории устойчивости при отрицательных давлениях и температурах ниже T_K нет запрета не только на достижение спиноподального состояния ($K = 0$), но и на проникновение за спиноподаль при сохранении однородности кристаллической фазы.

Исследования процесса зарождения новой фазы

показали, что при $T > T_K$ фазовый распад леннард-джонсовского кристалла начинается с образования зародышей жидкой фазы, а при $T < T_K$ в кристалле образуются кавитационные полости (пустоты). Сферическая форма зародыша новой фазы в изотропном твердом теле в общем случае не является энергетически самой выгодной. При малых перегревах (растяжениях) образование в кристалле сферического зародыша невозможно (термодинамический гистерезис [3]), в то время как зародыши, размер которых в одном из направлений превышает его размеры в двух других направлениях, не запрещены. Рост перегрева (растяжения) кристалла сопровождается сферолизацией зародышей и вблизи границы термодинамической устойчивости твердой фазы сферическая форма критического зародыша, с точки зрения энергетических затрат, становится выгодной. Это имеет место как для зародышей жидкой фазы, так и для кавитационных полостей.

С учетом упругой энергии определена работа образования критических зародышей жидкой и газовой фаз. Показано, что в отличие от работы образования критического парового пузырька в перегретой жидкости, работа образования критических капель и пустот в твердом теле зависит от сдвигового модуля. При условии независимости поверхностной свободной энергии на границе твердое тело–жидкость и твердое тело–газ от кривизны межфазной границы это означает конечную высоту активационного барьера на спиноподали твердого тела при отрицательных давлениях. Таким образом, при отрицательных давлениях в твердом теле отсутствуют не только термодинамические, но и кинетические ограничения на достижение спиноподального состояния.

Исследование кинетики зарождения новой фазы показало, что при больших отрицательных давлениях твердое тело на спиноподали находится в состоянии локального термодинамического равновесия и обладает конечным временем жизни. Активационный механизм фазового распада сохраняется и за спиноподалью до тех пор, пока не достигается граница существенной неустойчивости, на которой нулевое значение принимает модуль одностороннего сжатия \tilde{K} . Только за этой границей фазовый распад принимает релаксационный (безактивационный) характер.

1. Хайкин С.Э., Бене Н.П. О явлении перегрева твердого тела // Доклады академии наук СССР. 1939. Т. 23, No. 1. С. 31-35.
2. Канель Г.И., Фортов В.Е., Разоренов С.В. Ударные волны в физике конденсированного состояния // Успехи физических наук. 2007. Т. 177, No. 8. С. 809-830.
3. Ройтбурд А.Л. Модифицированное уравнение Клапейрона-Клаузиуса для гистерезиса фазовых превращений в твердых телах // Физика твердого тела. 1983. Т. 25, No. 1. С. 33-40.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-19-00567).

Банщикова И.А.¹, Горев Б.В.¹, Леган М.А.¹¹ Институт гидродинамики им. М.А.Лаврентьева СО РАН, Новосибирск

E-mail: binna@ngs.ru

Обработка новых высокопрочных конструкционных материалов в квазистатическом режиме со скоростями деформирования порядка нескольких процентов в секунду часто приводит к тому, что в материале возникают сильные дефекты, и изделие практически исчерпывает весь свой ресурс уже на стадии изготовления, не дойдя до эксплуатации. Альтернативой «мгновенному» пластическому деформированию являются медленные режимы формоизменения за счет необратимых деформаций ползучести, включая режимы, близкие к сверхпластичности. Применение таких режимов ведет к уменьшению уровня нагрузок благодаря повышению температуры и увеличению длительности силового воздействия; уменьшению поврежденности материала на стадии изготовления детали и снижению уровня остаточных напряжений после снятия нагрузок [1-3].

С целью определения рациональных режимов нагружения для сплава на основе алюминия В950чТ1 проведены экспериментальные исследования материалов на одноосное растяжение с различными скоростями деформирования. Эксперименты проводились на испытательной машине Zwick/Roell Z100. Испытывались круглые образцы $d = 8$ мм, с рабочими длинами $l_0 \approx 37$ мм. Кривые 1-8 на рис. 1 – диаграммы « σ - ε » одноосного растяжения до разрушения с различными постоянными скоростями деформирования $\dot{\varepsilon}$ при температуре старения $T = 165^\circ \text{C}$ с коротким и длительным периодом предварительного прогрева для сплава В950чТ1.

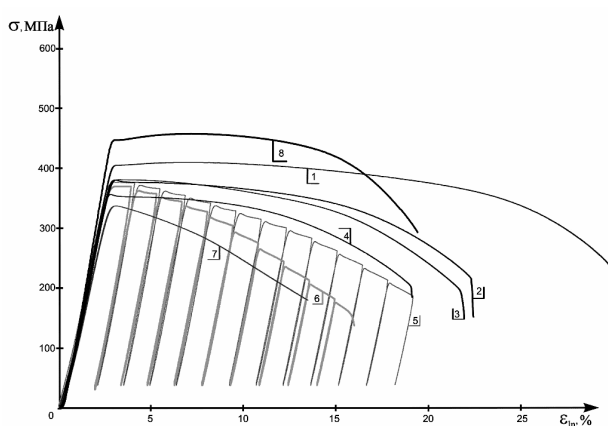


Рис. 1. Диаграммы « σ - ε » одноосного растяжения до разрушения при различных постоянных скоростях деформирования при температуре $T = 165^\circ \text{C}$ для сплава В950чТ1

Скорость и условия деформирования, время разрушения t^* указаны в таблице. Время нагрева при температуре $T = 165^\circ \text{C}$ перед нагрузкой для кривых 1, 3, 5-8 составляет 1,5 ч, время длительного прогрева для кривой 2 – 10 ч, для кривой 4 – 20 ч. Кривые

5, 6 соответствуют циклическому деформированию с разгрузкой до 40 МПа и отдыхом между циклами по 0,25 и 0,5 ч соответственно. Замер деформации производился по перемещению траверсы, поэтому на линейном участке деформация завышена.

Таблица.

Кривая	Режим деформирования			
	$\dot{\varepsilon}$, 1/с	Перед. прогрев, ч	Отдых между циклами, ч	t^* , ч
1	0,00041	1,5	—	0,2
2	0,00041	10,0	—	0,15
3	0,000041	1,5	—	1,49
4	0,00041	20,0	—	0,14
5	0,000041	1,5	0,25	6,5
6	0,000041	1,5	0,5	7,5
7	0,0000041	1,5	—	9,1
8	0,041	1,5	—	0,002

Из представленных результатов (диаграммы 1, 3, 7, 8) следует, что существует диапазон скоростей деформирования (близких к сверхпластичности, диаграмма 1), когда величина деформации при разрушении максимальна. Сравнительный анализ диаграмм 1, 2 и 4 показывает, что предварительный прогрев с последующим деформированием со скоростью $\dot{\varepsilon} = 0,00041$ 1/с так же ведет к снижению значения деформации разрушения. Увеличение или уменьшение скорости деформирования ведет к уменьшению величины деформации, при которой материал разрушается. Сравнение диаграмм 3, 5 и 6 свидетельствует, что циклическое деформирование с разгрузкой до 40 МПа аналогично ведет к снижению величины деформации, при которой образец разрушается.

Аналогичные экспериментальные исследования на одноосное растяжение с различными скоростями деформирования проведены для сплава 1561 при температуре 165°C . Найден диапазон скоростей деформаций, когда величина деформации при разрушении максимальна.

1. I.A. Bانشchikova, B.V. Gorev, I.Yu. Tsvlodub, "Creep of plates made of aluminum alloys under bending", Appl. Mech. Tech. Phys., 2007, vol. 48, Is. 5, pp. 751-754.
2. I. A. Bانشchikova, B. V. Gorev, I. V. Sukhorukov, "Two-dimensional problems of beam forming under conditions of creep", Appl. Mech. Tech. Phys., 2002, vol. 43, pp. 448-456.
3. Горев Б.В., Банщикова И.А. К описанию ниспадающего участка кривой деформирования "напряжение – деформация" по кинетическим уравнениям со скалярным параметром поврежденности // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки, 2008. №2 (17). С. 110-117.

Работа частично поддержана РФФИ (коды проектов 15-01-07631-а, 16-08-00713-а)

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ЛОКАЛЬНО-НАГРЕВЕМОГО СЛОЯ СИЛИКОНОВОГО МАСЛА

Бараховская Э.В.^{1,2}, Марчук И.В.^{1,2}, Федорев А.А.³

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

² Новосибирский государственный университет

³ Тюменский государственный университет

E-mail: ella94@bk.ru

Процессы тепломассопереноса в системах с межфазной поверхностью жидкость-газ представляют интерес для широкого круга задач. В таких системах важную роль играют термокапиллярные течения. Применение тонких слоев жидкости является актуальной задачей в системах охлаждения электронного оборудования [1-2]. Термокапиллярная (ТК) деформация слоя диметилполисилоксана (ПМС), исследовалась с применением лазерного сканирующего конфокального микроскопа, что позволило получить высокоточные данные о влиянии на геометрию ТК деформации (на стадии установившегося течения) толщины слоя. Исследование проводилось с силиконовым маслом пяти марок: ПМС-5, ПМС-50, ПМС-100, ПМС-200 и ПМС-400.

На подготовительной стадии эксперимента, с помощью высокоточного дозатора в кювете формировался равномерный слой жидкости. На дне слоя лазерным пучком, 99% мощности которого поглощался слоем лака, индуцировался источник тепла (нагреватель). Диаметр пятна нагрева на подложке составлял 180 мкм, Рис. 1.

Глубина ТК деформации определялась по двум взаимодополняющим 3D изображениям слоя – при выключенном и включенном нагревателе, Рис. 2.

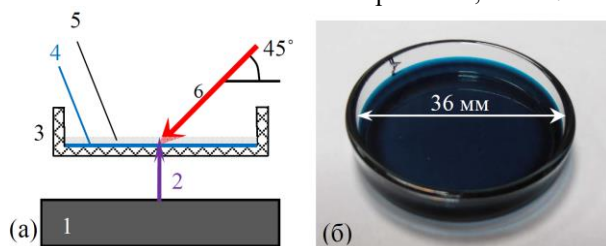


Рис. 1. (а) Схема эксперимента, 1 - объектив микроскопа, 2 - сканирующий луч микроскопа, 3 - стеклянная кювета, на дно которой нанесен слой лака, 4, 5 - слой жидкости, 6 - луч полупроводникового лазера (длина волны 650 нм, мощность $P = 16.5 \pm 0.5$ мВт); (б) Фотография стеклянной кюветы с окрашенным дном.



Рис. 2. Термокапиллярная деформация силиконового масла ПМС-5 (толщина недеформированного слоя $h_0 = 228$ мкм).

В тонких слоях глубина ТК деформации достигает более 30% от начальной толщины слоя, но быстро уменьшается с ростом h_0 (см. рис. 3). При $h > 400$ мкм величины деформаций практически совпадают.

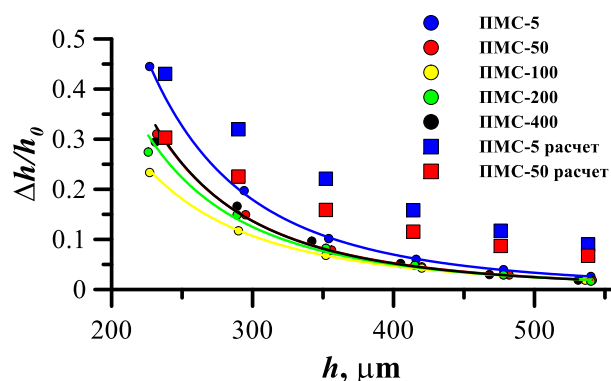


Рис. 3. Зависимость глубины ТК деформации от толщины слоя силиконового масла. h_0 – толщина недеформированного слоя, $\Delta h = h_0 - h_c$ – глубина ТК деформации, h_c – толщина слоя над центром нагревателя на стадии установившегося термокапиллярного течения.

Задача о ТК деформации локально-нагреваемого горизонтального слоя силиконового масла решается в приближении теории смазки численно для двумерного осесимметричного нестационарного случая. В модели учтены сила тяжести, поверхностное натяжение, термокапиллярный эффект, сила вязкого трения, а также теплообмен в подложке и жидкости. Испарением жидкости пренебрегалось. Стационарные решения получены методом установления. Численные расчеты показали, что при локальном нагреве горизонтального слоя возникает деформация поверхности жидкости и термокапиллярное течение. На Рис. 3. представлены результаты расчетов в сравнении с полученными экспериментальными данными. Наблюдается хорошее качественное соответствие. Различия в результатах расчетов для ПМС-5 и ПМС-50 объясняются различиями в коэффициентах поверхностного натяжения и в зависимостях коэффициентов поверхностного натяжения от температуры для указанных жидкостей

Полученные экспериментальные результаты могут использоваться для тестирования широкого класса компьютерных программ, моделирующих процессы тепломассопереноса в системах с межфазной поверхностью жидкость-газ.

Список литературы:

1. Kabov O.A., Lyulin Yu.V., Marchuk I.V. and Zaitsev D.V. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels // International Journal of Heat and Fluid Flow, V. 28, P. 103-112, 2007. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.05.010
2. I. V. Marchuk, Journal of Engineering Thermophysics, 18 (3), P. 227-237. (2009). DOI: 10.1134/S1810232809030047

Работа поддержана РФФ (проект 15-19-20049).

Бекежанова В.Б.¹, Шефер И.А.²¹ Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск² Сибирский федеральный университетE-mail: bekezhanova@mail.ru, ilya.shefer@gmail.com

При прогнозировании динамики различных технологических процессов (выращивание кристаллов, термостабилизация, термическое нанесение покрытий и т. п.), в которых в качестве рабочих сред используются неизотермические жидкости, возникает комплекс задач, связанных с моделированием течений. Одной из проблем является поиск возможностей управления течениями за счёт внешних воздействий или выбора жидкостей с различными теплофизическими свойствами. При математическом моделировании появляется возможность быстро получить априорные оценки всех характеристик, выполнение которых позволяет реализовать устойчивые режимы как в лабораторных экспериментах, так и в промышленных установках. Для этого изучается вопрос об устойчивости конвективных режимов, исследуются механизмы и характер возможных кризисных явлений.

В настоящей работе изучается задача о стационарном течении вязкой теплопроводной жидкости в вертикальном канале с твёрдыми неподвижными стенками в небуссинесковских условиях. Точное инвариантное решение уравнений микроконвекции [1] имеет вид:

$$\mathbf{w} = (u_0, v(x), 0), \theta = \theta(x), q = (\varphi - g)y + r. \quad (1)$$

Здесь модифицированный вектор скорости и давление – новые искомые функции – $\mathbf{w} = \mathbf{u} - \beta\chi\nabla\theta$ и

$q = \rho_0^{-1}(p - \lambda\text{div}\mathbf{u}) - \beta(v - \chi)\chi\Delta\theta$ соответственно (\mathbf{u}, p – истинные скорость и давление). Постоянные u_0, φ, r подлежат определению, g – ускорение свободного падения. Решение (1) изучается для случая, когда на границах канала заданы условия Неймана для температуры: $\partial\theta/\partial n = d$, где d – поток тепла.

При $u_0 \neq 0$ решение (1) описывает комбинированное течение в вертикальном слое, представляющее собой суперпозицию свободноконвективного течения с поперечным однородным потоком, который возникает за счёт просачивания через проницаемые границы. Структура решения диктует ограничения на величины потоков тепла d на границах канала. Получены точные представления всех искомых функций и неизвестных констант, при этом функция температуры линейна по поперечной координате. В силу вида решения поперечная скорость течения зависит от величины теплового потока. Изучено влияние тепловой нагрузки на границах канала, толщины слоя и гравитации на топологию течения. В предельном случае (при малых поперечных градиентах температуры) решение (1) аппроксимирует известное решение аналогичной задачи в модели Обербека-Буссинеска [2]. С ростом поперечного перепада температуры функ-

ция $v(x)$ теряет свойство нечётности, присущее продольной компоненте скорости в модели Обербека-Буссинеска.

Исследуется линейная устойчивость точного решения относительно пространственных нормальных возмущений

$$(\mathbf{W}, T, Q) = (\mathbf{W}(x), T(x), Q(x)) \cdot \exp[i(\alpha_1 y + \alpha_2 z - C\tau)].$$

Здесь α_1, α_2 – волновые числа вдоль осей x и y соответственно, $C = C_r + iC_i$ – комплексный декремент, определяющий развитие возмущений со временем, τ – безразмерное время. С помощью аналога преобразования Сквайра удаётся перейти от пространственной задаче к плоской с дополнительным параметром, характеризующим конфигурацию волны возмущения.

Решена соответствующая спектральная задача относительно комплексного декремента C для модельной среды (расплав диоксида кремния), проведён анализ спектра и собственных функций. Определены типичные формы тепловых и гидродинамических возмущений. Аналитически доказана устойчивость возмущений типа «спиральных» волн и получены представления соответствующих собственных функций. Под действием пространственных характеристических возмущений иных конфигураций в системе возникают колебательные режимы, при этом формирующиеся структуры существенно зависят от параметров задачи (гравитационного воздействия, геометрии системы, величины теплового потока или скорости поперечного продува) и конфигурации волны. Установлено, что в канале могут формироваться конвективные ячейки, гидротепловые валы и полигональные структуры. Изучены закономерности генерации и взаимодействия возмущений разных типов.

В слабом силовом поле или в условиях полной невесомости не возникают возмущения типа гидротепловых валов. Изменение тепловой нагрузки и конфигурации волны возмущения могут приводить к деформации конвективных ячеек и усложнению пространственной формы структур.

Определение характерных форм возмущений и кризисных механизмов, приводящих к потере устойчивости основного течения, позволяет решить задачу о подавлении возмущений в расплаве при получении высококачественных кристаллов.

1. В.В. Пухначёв. Модель конвективного движения при пониженной гравитации // Моделирование в механике. 1992. Т. 6. Вып. 4. С. 47-56.
2. Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1972. 392 с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-01-00067).

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ДЮФУРА И СОРЕ НА СТРУКТУРУ ВОЗМУЩЕНИЙ ДВУХСЛОЙНОГО ТЕЧЕНИЯ С ИСПАРЕНИЕМ

Бекежанова В.Б.¹, Гончарова О.Н.²

¹ Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск

² Алтайский государственный университет, Барнаул

E-mail: bekezhanova@mail.ru, gon@math.asu.ru

В настоящее время интенсивно развиваются технологии и экспериментальные методы исследования особенностей совместных течений испаряющихся жидкостей и спутных потоков газа при нормальной и пониженной гравитации. Совершенствование существующих технологий и развитие новых часто базируется на теоретических результатах, полученных при изучении двухслойных течений, сопровождающихся испарением через границу раздела сред.

При математическом моделировании подобных течений с помощью точных решений определяющих уравнений удаётся достаточно быстро и эффективно исследовать влияние таких факторов как расходы рабочих сред, их теплофизические свойства, тип тепловой нагрузки на границах области течения и геометрии системы на топологию течения.

В настоящей работе изучается точное решение уравнений Обербека-Буссинеска – аналог решения Остроумова-Бириха, описывающее однонаправленное течение испаряющейся жидкости и парогазовой смеси в горизонтальном канале при заданном расходе одной из сред в условиях отсутствия потока пара на верхней границе [1, 2]. В уравнениях конвекции в газовой фазе дополнительно учитываются взаимно обратные эффекты диффузионной теплопроводности (эффект Дюфура) и термодиффузии (эффект Сорэ). На термокапиллярной границе раздела, остающейся недеформированной, выполняются кинематическое и динамические условия, условие для тепловых потоков с учетом массопереноса, а также условия непрерывности скорости и температуры, баланса массы и соотношение для концентрации насыщенного пара.

Точное решение имеет специальный вид, когда только продольная компонента скорости отлична от нуля и зависит от поперечной координаты, а распределение температуры, концентрация пара и давление имеют линейную относительно продольной координаты составляющую. Представлены результаты аналитического исследования точного решения и согласования исходных параметров задачи, в частности, продольных градиентов температуры, определяемых на границах канала, в зависимости от учета эффектов Дюфура и Сорэ.

Анализируется влияние физико-химических факторов на структуру течений и интенсивность испарения в системе сред HFE7100 – азот и проводится сравнение с экспериментальными данными [3]. Изучаемое решение позволяет описывать течения чисто термокапиллярного, паузейлевского и смешанного типов, топология которых определяется характером взаимодействия различных механизмов [1]. Предлагаются критерии, позволяющие пренебречь эффектами Дюфура и Сорэ и упростить исходные уравнения.

Одной из главных задач данного исследования является поиск условий реализации устойчивых режимов основного течения и управления конвективными течениями. Для этого исследуется влияние внешних возмущающих воздействий, таких как расход газа и тепловая нагрузка на стенках канала, а также степень влияния эффектов Дюфура и Сорэ на устойчивость течения. Определены типичные формы возникающих возмущений – в системе могут формироваться термокапиллярные (рис. 1а) или вихревые (рис. 1б) структуры, отвечающие различным кризисным механизмам. В обоих случаях потеря устойчивости сопровождается появлением дрейфующих поперечных валов. Направление дрейфа зависит от типа основного течения – поперечные валы двигаются в направлении основного течения. При этом в системе возникают чередующиеся (с пониженной и повышенной концентрацией пара) «концентрационные» валы, распределение которых полностью определяется тепловыми и гидродинамическими возмущениями.

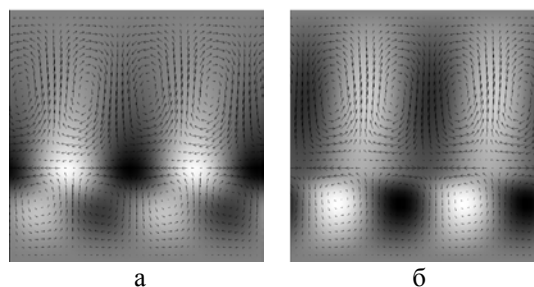


Рис. 1. Типичные формы характеристических возмущений: (а) – термокапиллярные структуры; (б) – вихревые

Получены критические значения расходов газа, приводящие к росту гидродинамических возмущений, и критические значения градиентов температуры на поверхности раздела, вызывающие развитие неустойчивости термокапиллярного типа. Изучена динамика возникающих структур.

1. Bekezhanova V.B., Goncharova O.N. Stability of the exact solutions describing the two-layer flows with evaporation at interface // Fluid Dynamics Research, 2016 (accepted for publication).
2. Гончарова О.Н., Резанова Е.В., Люлин Ю.В., Кабов О.А. Моделирование двухслойных течений жидкости и газа с учетом испарения // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т.22. № 5. С. 655-661.
3. Lyulin Y., Kabov O., Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear-stress gas flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 70. P. 599-609.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-08-00163).

Процессы сжатия газов в неохлаждаемом компрессоре и расширения в турбине с хорошим приближением можно считать адиабатными. Обычно при термодинамическом анализе этих процессов предполагается, что рабочее тело является идеальным газом, теплофизические свойства которого зависят только от температуры. В современных газотурбинных установках увеличение термодинамической эффективности достигается за счет повышения степени повышения давления в компрессоре и увеличения температуры продуктов сгорания перед турбиной, что может привести к необходимости учитывать неидеальность газа.

Зависимость теплоемкости воздуха от давления учитывалась в [1] обработкой табличных данных в виде полиномов, но теплоемкость при постоянном объеме, входящую в выражение для показателя адиабаты, вычислялась по соотношению Майера

$c_p - c_v = R$, справедливое только для идеального газа. Для реального газа это соотношение не выполняется и связь между этими теплоемкостями имеет вид

$$c_p = c_v + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = c_v - T \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p^2.$$

Производные, входящие в выражения для показателя адиабаты могут быть вычислены, если известно уравнение состояния реального газа. Наиболее подходящими уравнениями для этих целей являются уравнения Редлиха-Квонга и Дитеричи [2]. Отклонение от идеальности может быть учтено также коэффициентом сжимаемости

$z = \frac{pv}{RT}$, аналитическое выражение для которого

можно получить, обработав справочные данные [3]. Результаты обработки для воздуха приведены на рис. 1.а.

В уравнении состояния Дитеричи $p(v-b) \cdot \exp\left(\frac{a}{RTv}\right) = RT$ поправки на взаимодействие

молекул и их собственный объем определяются из условия равенства нулю первой и второй производных, $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T^{кр} = \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T^{кр} = 0$, в критической

точке и равны

$$a = 2RT_{кр}v_{кр}, \quad b = \frac{v_{кр}}{2}.$$

Результаты расчета показателей адиабаты по уравнению Дитеричи приведены на рис. 1.б.

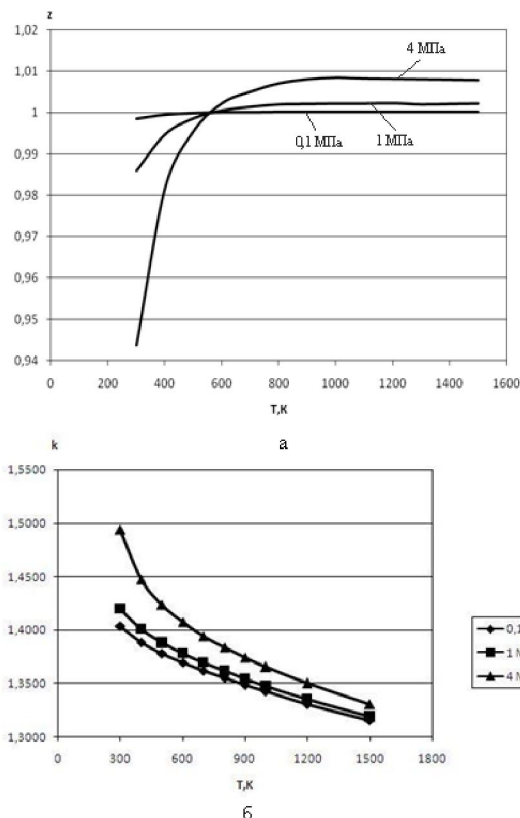


Рис. 1. Зависимость сжимаемости воздуха от температуры при различных давлениях (а); зависимость показателя адиабаты воздуха от температуры при различных давлениях (б).

Учет неидеальности при давлении 4 МПа и температуре 300 К приводит к изменению показателя адиабаты от значения $k = 1,4$ до $k = 1,5$, что увеличивает температуру в конце сжатия при степени повышения давления $\beta = 25$ и относительными КПД компрессора $\eta_{oi}^k = 0,85$ от 832 до 932 К. Таким образом, важно как можно более точно определять значения показателей адиабат, учитывая зависимость теплоемкости не только от температуры, но и от давления. Это особенно актуально для процессов сжатия в компрессоре, поскольку для температур, характерных для процессов расширения в турбине зависимость от давления не столь существенна и газ можно считать идеальным, учитывая зависимость теплоемкостей только от температуры.

1. Хасанов Н.Г., Шигапов А.Б. Влияние реальных свойств воздуха на показатели стационарных газотурбинных установок//Проблемы энергетики. 2014. N 9-10. С. 11-20.

2. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: Справочное пособие // Л.: Химия, 1982. 592 с.

3. Н.Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. // М.: Физматгиз, 1963. 708 с.

Исследование выполнено в Уральском федеральном университете за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ ОТ ПАРОВАЗОВОЙ СМЕСИ К ПЛАСТИНЕ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ВОДЯНЫХ ПАРОВ

Беспалов В.В.¹, Беспалов В.И.¹, Мельников Д.В.¹

¹ Томский политехнический университет

E-mail: bespalov_vv@mail.ru

Одной из важных задач энергосбережения на энергетических и промышленных предприятиях является утилизация тепла дымовых газов [1]. При сжигании природного газа в продуктах сгорания содержится большое количество водяных паров. Полезное использование скрытой теплоты конденсации этих водяных паров принято называть глубокой утилизацией тепла дымовых газов. Конструирование поверхностных теплоутилизаторов, реализующих такую задачу, включает расчет площади поверхности теплообмена, которая зависит от коэффициента теплопередачи. Известную сложность представляет расчет коэффициента теплоотдачи от дымовых газов к поверхности теплообмена при конденсации водяных паров [2]. Существующие методики имеют ограничения по параметрам теплоносителей и конструктивным характеристикам теплоутилизаторов. Так известны методики, основанные на экспериментальных данных, полученных при конденсации водяных паров на поверхности трубного пучка с гладкими и оребренными трубками [1, 2, 3]. Выведены критериальные уравнения для некоторых диапазонов скоростей и влагосодержаний парогазовой смеси. Применение трубного пучка обусловлено использованием воды в качестве нагреваемой среды. Однако, в ряде случаев более целесообразно использовать другую среду для нагрева. Например, применение воздуха в зимнее время существенно повышает глубину утилизации и позволяет сконденсировать максимальное количество влаги [4, 5]. Такие теплоутилизаторы обычно конструируются пластинчатыми. В силу недостатка экспериментальных данных для конденсационных поверхностных пластинчатых теплообменников поставлена задача – провести серию экспериментов по конденсации водяных паров на вертикальной поверхности теплообмена при восходящем и нисходящем движении парогазовой смеси. Целью экспериментов является определение коэффициента теплоотдачи от парогазовой смеси к вертикальной поверхности теплообмена при конденсации на ней водяных паров. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1. В качестве парогазовой смеси использован нагнетаемый вентилятором *B* поток воздуха, увлажненный водяным паром, поступающим в камеру смешения *C* из электрического парогенератора *ПГ*. Влагосодержание полученной смеси рассчитывается исходя из влагосодержания исходного воздуха и количества испаренной воды в парогенераторе. Дополнительно влагосодержание исходного потока контролируется по показаниям сухого и мокрого термометра. Паровоздушная смесь подается в вертикальный теплообменник *T*, содержащий газовый канал прямоугольного сечения 10x2 см, окруженный охлаждающим водяным каналом. Измеряются все параметры паровоздушной смеси на выходе из теп-

лообменника (показания сухого и влажного термометра) и количество сконденсировавшейся влаги.

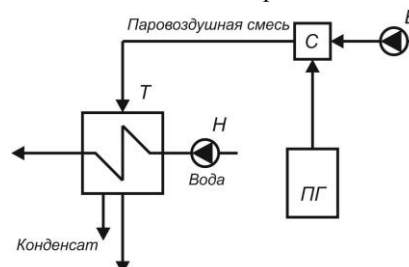


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Параметры охлаждающей воды на входе и выходе из теплообменника позволяют рассчитать тепловой баланс установки. Общий коэффициент теплопередачи k находится по уравнению теплопередачи. Коэффициент теплоотдачи α_1 от парогазовой смеси к поверхности теплообмена вычисляется при известном термическом сопротивлении стенки и коэффициенте теплоотдачи от нее к воде.

Выводы. Проведенные эксперименты позволили получить значения коэффициента теплоотдачи с погрешностью 7-10%. Из полученных данных видно, что коэффициент теплопередачи k лежит в пределах от 67 до 130 Вт/(м²·К) и при заданном термическом сопротивлении стенки существенно зависит не столько от расхода сухого воздуха, сколько от его начальной влажности. Сравнение коэффициентов теплоотдачи от воздуха без конденсации и с конденсацией водяных паров показывает увеличение последнего в 1,5 ÷ 2 раза. Это означает, что снижение конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи α_1 с лихвой компенсируется массообменом при конденсации водяных паров. Получение расчетных зависимостей требует проведения дополнительных экспериментов и аналитических исследований.

Список литературы.

1. Кудинов А.А., Зиганшина С.К. Энергосбережение в теплоэнергетике и теплотехнологиях. М.: Маш-е, 2011. 374 с.: ил.
2. Jeong K., Kessen M., Bilirgen H., Levy E. Analytical modeling of water condensation in condensing heat exchanger // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2010. V.53. P. 2361–2368.
3. Shi X., Che D., Agnew B., Gao J. An investigation of the performance of compact heat exchanger for latent heat recovery from exhaust flue gases // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2011. V. 54. P. 606–615.
4. Bespalov V.V., Beljaev L.A., Melnikov D.V. Using Air for Increasing the Depth of the Flue Gas Heat Recovery // MATEC Web of Conferences. 2015. V. 37. Paper 01009.
5. Bespalov V.V., Bespalov V.I., Melnikov D.V. Evaluation of Heat Transfer Coefficients During the Water Vapor Condensation Contained in the Flue Gas // EPJ Web of Conferences. 2016. V. 110. Paper 01007.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках реализации ФЦП, уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI58114X0001.

Бобылев А.В.¹, Гузанов В.В.¹, Квон А.З.¹, Харламов С.М.¹, Маркович Д.М.¹¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, НовосибирскE-mail: guzanov@itp.nsc.ru

Конечной стадией эволюции плёночного течения при умеренных числах Рейнольдса считается трёхмерный волновой режим, в котором поверхность плёнки покрыта многочисленными трёхмерными волнами непрерывно взаимодействующими между собой. Как правило, трёхмерные волны возникают вследствие поперечной неустойчивости нелинейных двумерных волн. Которые, в свою очередь, могут образовываться как в процессе естественной волновой эволюции, так и вследствие наложения искусственных возмущений на течение. К настоящему времени более детально исследована начальная стадия перехода к трёхмерным волновым режимам в случае эволюции возбуждённых двумерных волн. Результаты недавних экспериментальных ([1], [2]) и теоретических ([3], [4], [5]) исследований дают близкие значения характерных размеров формирующихся 3D волн, несмотря на некоторые различия в форме этих волн.

Использование современных экспериментальных методов, в первую очередь, метода лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ), позволило обнаружить существенное перераспределение жидкости в поперечном направлении в процессе перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению при изотермическом течении плёнки ([2]), что приводит к образованию ривулетов хорошо различимых на осреднённом по времени поле толщины. Формирование ривулетов при изотермическом течении плёнки является неожиданным результатом, и ранее не было обнаружено в экспериментах в первую очередь из-за использования локальных датчиков, а также теневых методов исследования, настроенных на регистрацию участков волн, имеющих высокую кривизну свободной поверхности.

Основной целью данной работы является экспериментальное изучение основных закономерностей перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению и связанного с этим формирования ривулетов на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости в диапазоне чисел Рейнольдса плёночного течения $5 < Re < 100$ на расстояниях вплоть до 140 см от начала течения. Основное внимание уделялось анализу статистических характеристик и их связи с режимами течения, в том числе с образованием струй.

В экспериментах плёнка жидкости формировалась при помощи щелевого распределителя на поверхности вертикально закреплённой прозрачной стеклянной пластины. Длина рабочей области составляла 140 см, ширина – 45 см. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и водоглицериновые растворы различной концентрации. Таким образом, значение числа Капицы варьировалось от 1100 для наиболее вязкого водоглицеринового раствора до 3700 для воды. Для регистрации общей картины течения использовался метод теневой фотографии. Из-

мерения толщины плёнки методом ЛИФ производились с частотой 1 кГц независимо на нескольких областях размером от $13 \times 13 \text{ см}^2$ до $19 \times 19 \text{ см}^2$ в зависимости от условий течения на различном удалении от начала течения. Длительность записи для каждого исследованного режима составляла 2 сек. С помощью полученных полей толщины вычислялись следующие статистические характеристики: плотность вероятности распределения толщины пленки, дисперсия и спектральная плотность мощности, которые оказались наиболее информативными для оценки направления эволюции течения.

Проведённое экспериментальное исследование позволило обнаружить три основных сценария волновой эволюции в зависимости от числа Рейнольдса.

При малых $Re < Re_1$, где Re_1 имеет различные значения для разных жидкостей и лежит в диапазоне от 5 до 15, волны имеют форму близкую к двумерным на всём протяжении течения и перехода к трёхмерному волновому режиму не происходит. В этом случае осреднённое по времени поле толщины плоское на всей поверхности пластины.

При $Re_1 < Re < Re_2$, где $40 < Re_2 < 60$, наблюдается второй сценарий эволюции с формированием в процессе 2D - 3D перехода ярко выраженных ривулетов. В этом диапазоне Re не наблюдалось установившихся трёхмерных режимов течения. Все рассмотренные статистические характеристики указывают на постепенное затухание трёхмерных волн на всём протяжении течения.

При $Re > Re_2$ наблюдается быстрая эволюция течения со стремлением к установлению трёхмерных волновых режимов течения. Формирование ривулетов в таких режимах носит немонотонный характер. Амплитуда ривулетов возрастает в верхней части течения, и далее начинает затухать, вплоть до полного исчезновения струй в нижней части течения. Установление всех рассмотренных статистических характеристик в таких режимах течения, очевидно, указывает на то, что в таких режимах происходит установление трёхмерного волнового движения.

1. Park C.D., Nosoko T. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer // *AIChE J.* 2003. V.49, No.11. P. 2715-2727.
2. Kharlamov S.M., Guzanov V.V., Bobylev A.V., Alekseenko S.V. and Markovich D.M. The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates // *Phys. of Fluids.* 2015. V.27. P. 114106.
3. Kalliadasis S. Ruyer-Quil C., Scheid B. and Velarde M. G. Falling liquid films. // Springer Science & Business Media, 2011. V. 176.
4. Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P. Wave patterns in film flows: modelling and three-dimensional waves // *J. Fluid Mech.* 2006. V.562. P. 183-222.
5. Dietze G., Kneer R. Flow separation in falling liquid films // *Frontiers in Heat and Mass Transfer.* 2011. V.2. P. 033001.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-01-06702).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ПЛОСКОГО КАНАЛА НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Борзенко Е.И.¹, Фролов О.Ю.¹, Шрагер Г.Р.¹

¹ Томский государственный университет

E-mail: borzenko@ftf.tsu.ru

В технологии переработки полимерных материалов широко распространён метод литья под давлением, одной из основных стадий которого является заполнение пресс-форм текучей средой. При этом перерабатываемая композиция характеризуется сложным реологическим поведением, а течение в большинстве случаев проходит в неизотермических условиях.

В данной работе рассматривается нестационарное неизотермическое напорное течение неньютоновской жидкости, реализующееся при заполнении плоского канала с учетом диссипативного разогрева. Сила тяжести направлена против направления движения жидкости. Область решения схематично изображена на рис. 1.

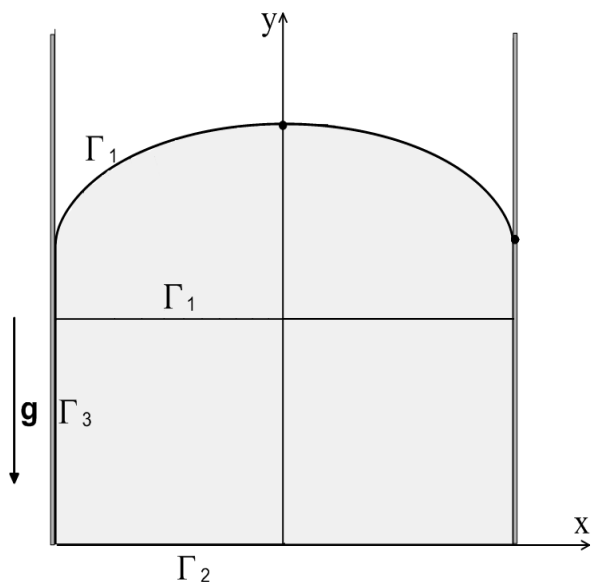


Рис. 1. Область решения

Основу математического описания процесса составляет система уравнений движения, неразрывности и теплопроводности, которая замыкается степенным реологическим законом [1]

$$\mu = \mu_0 \exp[-k(T - T_0)] \left(\frac{I_2}{2} \right)^{\frac{n-1}{2}},$$

где μ – эффективная вязкость, μ_0 , k , n – реологические параметры, T_0 – заданная температура, I_2 – второй инвариант тензора скоростей деформаций. Теплофизические характеристики жидкости считаются постоянными. Во входном сечении Γ_2 задаются профили скорости и температуры, соответствующие одномерному неизотермическому течению рассматриваемой жидкости в бесконечном канале с заданным постоянным расходом. На стенках Γ_3 выполняются условия прилипания, при этом температура равна T_0 . На свободной поверхности Γ_1 граничные

условия заключаются в равенстве касательных напряжений нулю, нормальных – внешнему давлению и в отсутствии теплового потока. В начальный момент времени свободная поверхность имеет плоскую форму и расположена на некотором удалении от входной границы. Постановка задачи записывается в безразмерной форме, при этом значения безразмерных критериев выбираются такими, чтобы обеспечить существование стационарного решения для неизотермического течения в плоском бесконечном канале [2].

Задача решается численно с использованием конечно-разностной методики, в основе которой лежит алгоритм SIMPLE [3] для расчета полей скорости, температуры и давления. Метод инвариантов [4] применяется для удовлетворения граничных условий на свободной поверхности. Последняя дискретизируется с помощью набора маркеров, равномерно расположенных вдоль нее. Условие отсутствия касательных напряжений и уравнение неразрывности записываются совместно, что позволяет использовать схему бегущего счета для расчета составляющих вектора скорости маркеров. Движение маркеров во времени определяется в соответствии с разностными аналогами кинематического условия.

Расчеты показывают, что с течением времени свободная поверхность приобретает установившуюся форму, которая перемещается вдоль канала со среднерасходной скоростью. Область течения можно условно разделить на две зоны: зону двумерного течения в окрестности свободной границы и зону одномерного течения в остальной части канала. Проведены параметрические исследования влияния определяющих параметров на распределения кинематических и динамических характеристик течения. Демонстрируются зависимости температуры, вязкости, характеристик течения от интенсивности диссипации и условий теплообмена.

1. В.И. Янков, В.И. Боярченко, В.П. Первадчук и др. Переработка волокнообразующих полимеров. Основы реологии полимеров и течение полимеров в каналах - Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008. 264 с.
2. А.М. Кутепов, А.Д. Полянин, З.Д. Запryanов и др. Химическая гидродинамика: Справочное пособие. - М.: Бюро Квантум, 1996. 336с.
3. С. Патанкар. Численные методы решения задач теплообмена и механики жидкости: Пер. с англ. - М.: Энергоатомиздат, 1984. 152с.
4. Г.Р. Шрагер, А.Н. Козлобродов, В.А. Якутенко. Моделирование гидромеханических процессов в технологии переработки полимерных материалов. - Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. 230с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-08-02256)

К МЕХАНИЗМУ ВЗРЫВНОГО ИЗВЕРЖЕНИЯ ВУЛКАНА EREBUS -- ДИНАМИКА СТРУКТУРЫ РАЗРЫВА В КАВИТИРУЮЩЕМ СЛОЕ

Е. С. Большакова¹, В. К. Кедринский¹

Институт гидродинамики¹ имени Лаврентьева СО РАН

E-mail: kedr@hydro/nsc.ru

Характер природных процессов, развивающихся в каналах вулканов при взрывных извержениях, можно определить как гидродинамику высокоскоростных нестационарных течений магматического расплава [1]. Их исследования связывают с решениями двух фундаментальных проблем. Поиск механизмов, определяющих динамику состояния магмы за фронтом волны декомпрессии, ее переход из состояния жидкого расплава в состояние «газ - частицы» с извержением в атмосферу гигантских облаков пепла [2]. И дискретность характера извержения, механизмы которого формируют структуру кавитирующего потока с разрывами в канале вулкана [3], что характерно и для закрытых (вулкан St Helens), и открытых вулканических систем (вулкан Erebus).

Очевидно, взрывной характер волны декомпрессии вполне может инициировать появление разрывов в потоке интенсивно кавитирующей магмы. Согласно [3], такие процессы характерны для больших глубин и к взрывному извержению привести не могут. Однако, сам процесс возникновения разрыва в кавитирующей жидкости представляет несомненный интерес для понимания механизмов, определяющих взрывное извержение.

Цель данной работы – экспериментальное моделирование эффекта формирования и динамики разрыва в слое кавитирующей жидкости при его ударно-волновом нагружении, анализ структуры потока. Эксперименты выполнялись на электромагнитных гидродинамических ударных трубах (ЭМ ГУТ), которые отличаются предельными энергиями накопителей - до 100 Дж и до 5 кДж. Эксперименты показали (Рис.1), что ударная волна (УВ), генерируемая в слое жидкости мембраной под действием импульсного магнитного поля, возбуждает в слое развитие интенсивных кавитационных процессов, (1). Кратковременность движения мембраны и инерционность жидкости в слое приводят к образованию разрыва, формирующегося на мембране, (2), динамика и структура которого могут рассматриваться как качественная модель упомянутого выше процесса [4]. На Рис.1 представлена характерная динамика состояния 4-см водяного слоя на поверхности мембраны при его УВ-нагружении: зона кавитации (1), разрыв в стадии максимального расширения (2) и замыкания (3) с пузырьковым кластером (точка по центру мембраны), начало расширения кластера с излучением УВ (см. вторичную зону кавитации) с большим разрешением (4). Диаметр кюветы 12.5 см, энергия нагружения $E=800$ Дж.

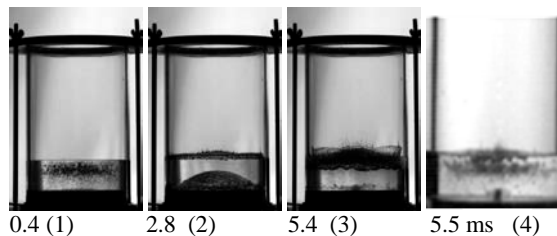


Рис.1 Динамика состояния слоя

В результате анализа экспериментальных данных обнаружено, что: 1) разрыв с его сложной структурой сохраняет форму сегмента сферы в течение практически всего периода формирования и схлопывания (1.2 – 5.4 мс), 2) последнее позволяет оценить его потенциальную энергию Q и, следовательно, долю энергии $Q = \alpha E$ накопительной батареи, затрачиваемой на формирование разрыва (показано, что $\alpha \approx 0.02$). Обобщены данные по динамике основных параметров разрыва – высоты $h(t)$ и диаметра $d(t)$ в виде аналитических зависимостей, их сравнение с экспериментом (точки) представлено на Рис.2.

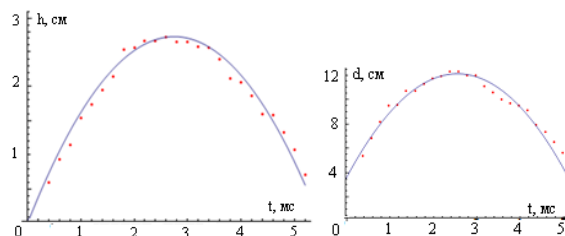


Рис.2 Динамика параметров разрыва - $h(t)$ и $d(t)$

Обнаружен ряд принципиально новых физических эффектов по динамике полости в кавитирующей среде: замыкание на твердой стенке без образования кумулятивной струи, развитие кавитационного «погран – слоя» на межфазной границе, замыкание потока на кластер.

[1] Kedrinskiy V. K. Hydrodynamic aspects of explosive eruptions of volcanoes: simulation problems // Shock Waves. — 2009. — V. 18, 6. — P. 451–464.

[2] Dobran F. Nonequilibrium flow in volcanic conduits and application to the eruptions of Mt. St. Helens on May 18, 1980, and Vesuvius in AD 79 // J. Volcanol. Geotherm. Res. — 1992. — V. 49, 3–4. — P. 285–311.

[3] Gonnermann H. M., Manga M. The fluid mechanics inside a volcano // Annu. Rev. Fluid Mech. — 2007. V. 39. — P. 321–356.

[4] Kedrinskiy V.K., Bol'shakova E.S. Empty cavity in a cavitating liquid: feature of flow structure // J the Acoustical Society of America. 2015.-Vol. 138, No. 3, Pt.2 of 2, September 2015. P.1829

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 15-05-03336).

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ СЛОЯ ЖИДКОСТИ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Бурмистрова О.А.

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

E-mail: oksanabur@mail.ru

Рассматривается задача об устойчивости жидкости, частично заполняющей цилиндр, который вращается с постоянной угловой скоростью ω .

Изотермическая задача изучалась в [1-5], а также в ссылках на [4,5]. В данной работе предполагается, что течение неизоотермическое, и сила тяжести отсутствует. Задача о термокапиллярной неустойчивости в горизонтальном слое исследована в работе [6].

Основное решение уравнений Навье – Стокса и теплопроводности имеет вид

$$\vec{V} = (0, \omega r, 0), \quad p = \rho \omega^2 r^2 / 2 + p_0, \quad T = T_1 \ln(r/r_2) + T_0,$$

где p_0, T_0, T_1 – постоянные. Поверхность $r = r_2$ является свободной. Известно, что существует область устойчивости по отношению к плоским возмущениям [5]. Обнаружено, что осесимметрические возмущения способны ее дестабилизировать.

По аналогии с [6], предположим, что потеря устойчивости основного решения приводит к появлению нового стационарного решения. В этом случае число Марангони $Ma = \kappa \delta T r_2 / \rho \nu \chi$ играет роль спектрального параметра. Температура на свободной поверхности удовлетворяет условию третьего рода. Независимыми безразмерными параметрами задачи являются $Bi = q r_2$ (число Био), $Re = \omega r_2^2 / \nu$ (число Рейнольдса), $a = r_1 / r_2$ (отношение радиуса цилиндра к расстоянию от оси симметрии до невозмущенной свободной границы), а также $St = \kappa \delta T / \sigma_0$. Последний параметр является малым. Полагая $St = 0$, приходим к краевой задаче в фиксированной области.

Система уравнений для амплитуд A и ζ возмущений радиальной скорости и температуры соответственно имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + k^2 \right) \right)^3 - 4 Re k^2 A = 0,$$

$$\frac{1}{r} (r \zeta')' - k^2 \zeta - Re \frac{A}{r} = 0,$$

с краевыми условиями

$$A(1) = A(a) = A'(a) = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + k^2 \right) \right)^2 A(a) =$$

$$= \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial r} - 1 \right) \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + k^2 \right) \right)^2 \right\} A(1) = \zeta(a) =$$

$$= -\zeta'(1) + Bi \zeta(1) = Re (A''(1) + A'(1)) - Ma \zeta(1) k^2 = 0.$$

Здесь k – волновое число.

Аналитически найдены асимптотики для критических значений Ma . Обнаружено, что

$$Ma = 64(3 - 4a^2 + a^4 + 4 \ln a) (1 + Bi \ln a) / (k^2 ((a^2 - 1)^2 (5a^2 - 1) + 2 \ln a (3a^4 + 2a^2 - 3) - 4 \ln a (2a^4 \ln a + a^4 + a^2 + 1))) + O(1)$$

при $k \rightarrow 0$,

$$Ma = 8k^2 + O(1) \text{ при } k \rightarrow \infty.$$

Численно критические значения числа Марангони Ma^* и волнового числа k^* найдены для различных значений определяющих параметров, построена нейтральная кривая на плоскости k, Ma . Исследована зависимость Ma^* от параметров Bi, a, Re . На рис. 1 изображены нейтральные кривые при различных значениях числа Био. При возрастании Bi критические числа Марангони увеличиваются. Также обнаружено, что при возрастании параметра a критические значения Ma^* уменьшаются, а при возрастании числа Рейнольдса – увеличиваются.

Кроме неустойчивости типа Пирсона, существует длинноволновая капиллярная неустойчивость, которая также имеет место для изотермического течения [1]. Что касается неустойчивости, обусловленной силой плавучести, то она может возникать только при очень больших значениях числа Прандтля [7].

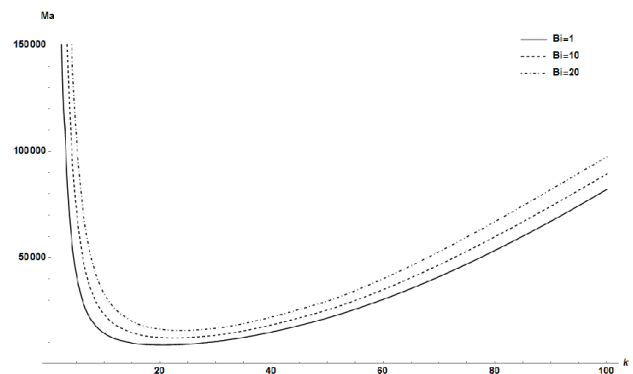


Рис. 1. Зависимость критических чисел Марангони от волнового числа при варьировании числа Био. Здесь $a=1.1$, $Re=1$.

1. Пухначев В. В. Ветвление вращательно-симметричных решений, описывающих течения вязкой жидкости со свободной поверхностью. ПИТФ. 1973. Т. 14. №2. С. 127–134.
2. Johnson R. E. Steady state coating flows inside a rotating horizontal cylinder. J. Fluid Mech. 1988. V. 190. С. 321–342.
3. Benilov E. S, Kopteva N. & O'Brien S. B. G. Does surface tension stabilize liquid films inside a rotating horizontal cylinder Q. J. Mech. Appl. Math. 2005. V. 58. С. 158–200.
4. Leslie G. A, Wilson S.K & O'Duffy B. R. Three-dimensional coating and rimming flow: a ring of fluid on a rotating horizontal cylinder J. Fluid Mech. 2013. V. 716. С. 51–82.
5. Benilov E. S, Lapin V. N. Inertial instability of flows on the inside or outside of a rotating horizontal cylinder J. Fluid Mech. 2013. V. 736. С. 107–129.
6. Pearson J. R. A. On convection cells induced by surface tension J. Fluid Mech. 1958. V. 4. С. 489–500.
7. Пухначев В. В. Тепловая конвекция во вращающемся слое жидкости в условиях невесомости Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2003. С. 285–290.

Работа поддержана грантом Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ НШ-8146.2016.1.

¹ Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н.Ельцина² Институт математики и механики им. Н.Н. Красовского УрО РАН

E-mail: fmy@imm.uran.ru

Одним из перспективных видов возобновляемой энергии является геотермальная энергия, для повышения эффективности использования которой необходимо решить задачи по определению оптимальных параметров геотермальной циклической системы (ГЦС), являющихся рентабельными для конкретного географического места. В России существуют значительные территории, которые характеризуются наличием естественных низко- и среднетемпературных (50°-150°С) коллекторов, залегающих на глубинах от 200 до 3000 метров. Наиболее перспективными для освоения геотермальных ресурсов являются Центральный, Северо-Западный, Уральский, Южный и Северо-Кавказский федеральные округа, Западно-Сибирская равнина, Красноярский край, Чукотка, Сахалин и др. Все эти ресурсы в настоящее время практически не освоены, имеются лишь единичные примеры их использования.

В работе в качестве ГЦС рассматривается геотермальная станция, состоящая из двух скважин. Для описания функционирования ГЦС, состоящей из двух скважин (нагнетательной – с холодной водой с температурой $T_1(t)$ и добывающей – с горячей водой $T_2(t)$) предложена трехмерная модель, опирающаяся на работы по подземной гидродинамике [1] течения жидкости в пористом грунте, но с учетом геотермального потока [2-4]. Перенос тепла в такой системе будет осуществляться двумя способами: конвективным и диффузионным [5]. 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. Оно сводится к уравнению Лапласа в случае однородной среды. Это и не случайно, так как имеется полная математическая аналогия между распределением электрического тока в проводящем материале и распределением скорости фильтрации в пласте. 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 [6,7].

В ходе проведения серии численных расчетов на суперЭВМ были определены оптимальные параметры ГЦС, в частности, для Ханкальской геотермальной станции на Северном Кавказе. В качестве оптимизируемых параметров рассматриваются давления, создаваемые насосами добывающей и нагнетательной скважин, расстояние между этими скважинами и технические и геометрические параметры скважин. За счет выбора этих параметров необходимо обеспечить максимально длительный период эффективной эксплуатации ГЦС. При компьютерном моделировании теплофизических и технологических процессов в геотермальных коллекторах и ГЦС также предполагалось, что управляющие параметры могут меняться в процессе эксплуатации в зависимости от времени года (например, "зимний" вариант эксплуатации ГЦС, когда температура закачиваемой воды $T_1(t)$ ниже температуры закачиваемой воды во время "летнего" варианта эксплуатации).

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. Vol. 9045. P. 385–391.
5. Samarsky, A.A., Vabishchevich, P.N. Computational Heat // Transfer, Volume 2, The Finite Difference Methodology. NY: Chichester, Wiley, 1995. 432 p.
6. 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.
7. Vaganova N. Mathematical model of testing of pipeline integrity by thermal fields // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1631. P. 218–224.

Работа поддержана проектами РФФИ (гранты № 16-01-00401, № 14-01-00155) и контрактом № 02.А03.21.0006 (постановление № 211 Правительства Российской Федерации).

Эффект возбуждения в горючей смеси процессов горения или детонации обычно носит «пороговый» характер («да» - «нет») для любого инициатора. В идеализированной модели сильного взрыва для инертной среды определяющим параметром, от которого зависит распространение взрывной волны, является энергия взрыва. По аналогии, и для горючей смеси минимальную энергию инициатора, обеспечивающую 100-процентное возбуждение режима горения или детонации, общепринято называть критической энергией. Критическая энергия зажигания (*ignition*) E_{ignition} (во всяком случае, при искровом воспламенении) традиционно выступает как основной параметр пожароопасности смеси. Критическая энергия инициирования детонации E^* идеального с точки зрения пространственно-временных характеристик инициатора служит мерой детонационной опасности смесей: чем меньше E^* , тем более опасна смесь.

Напомним, что относительно недавно был экспериментально обнаружен принципиально новый вид структуры газовой детонации, когда на следовом отпечатке одновременно фиксируются структуры различных масштабов (большая и малая). В связи с обнаружением бифуркационных ячеистых структур, когда в системе одновременно фиксируются ячейки разных размеров, принципиальным становится вопрос о том, какой масштаб ячеек ответственен за инициирование смеси. Данная работа является первым в мире исследованием, посвященным вопросам критического инициирования смесей с неоднозначными (многомасштабными) структурами.

Отметим, что проблема определения критической энергии инициирования многофронтной детонации является одной из ключевых в газодинамике реагирующих систем. А отсутствие достоверных данных по инициированию существенно сдерживает создание перспективного детонационного двигателя для авиационной и ракетно-космической отраслей, интенсивной разработкой которого занимаются ведущие мировые державы.

Широчайший набор горючих смесей – от близких к стехиометрии Топливо–Кислородных (ТКС) и Топливо–Воздушных (ТВС) до обогащенных или обедненных – делает невозможным применение какого-то одного типа инициатора (диапазон критических энергий составляет около 15 порядков). Реальные инициаторы имеют индивидуальные пространственно-временные характеристики своего энерговыделения и ввода энергии в горючую смесь. Как следствие – остро возникает проблема сравнения различных источников и определение «полезной» энергии с

помощью универсальной методики, одинаково пригодной как к различным инициаторам, так и к различным смесям.

В данной работе «полезная» энергия произвольного источника определяется по интенсивности создаваемой им взрывной волны на стадии «сильного взрыва». Подобная методика была успешно опробована для случая инициирования цилиндрической детонации с помощью взрывающейся проволоки [8]. В данной статье изложены результаты инициирования полусферической волны точечным электроразрядом.

Теория сильного взрыва [1–2] в инертной среде дает соотношение между мгновенно выделившейся энергией взрыва E_v , начальной плотностью ρ_0 , координатой взрывной волны r и временем t в виде:

$$r(t) = \left[E_v / (\alpha_v \rho_0) \right]^{1/(v+2)} \cdot t^{2/(v+2)},$$

где $v=1,2,3$ для плоского, цилиндрического и сферического случая. В координатах $r^{(v+2)} - t^2$ эта зависимость должна изображаться прямой линией. По ее наклону можно определить E_v , которой в данном случае следует приписать смысл «полезной» энергии источника.

Теория сильного взрыва использована в качестве базиса для экспериментальной методики определения энергии источника, обеспечивающей инициирование горючей смеси. В качестве теста экспериментально определены критические энергии инициирования сферической детонации E_3^* с помощью электроразряда для стехиометрической смеси ацетилена с кислородом. Аналогично, для двухтопливных смесей ацетилен – закись азота – кислород, обладающих бифуркационными свойствами ячеистых структур, определены также величины E_3^* . Установлено, что для стехиометрического по обоим топливам состава двухтопливной смеси критическая энергия E_3^* смеси с бифуркационной структурой занижена в несколько раз по сравнению с величиной E_3^* для монотопливной смеси, размер ячейки в которой при данном давлении определяется большим масштабом бифуркационных ячеек. Данный результат свидетельствует о снижении E_3^* при увеличении количества «горячих точек», каковыми являются многочисленные области соударения крупно- и мелкомасштабных поперечных волн в смеси с бифуркационными свойствами.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-01-00406).

Васильев А.Ю.¹, Сухановский А.Н.¹, Фрик П.Г.¹¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, ПермьE-mail: vasiliev.a@icmm.ru, san@icmm.ru

Естественная конвекция в замкнутых полостях — базовый объект для моделирования различных конвективных процессов в инженерных задачах. Простота геометрии чрезвычайно привлекательна для проведения тестовых расчетов при помощи различных кодов. Большое количество работ посвящено изучению конвекции в прямоугольных полостях с наложенным горизонтальным перепадом температуры (нагрев и охлаждение на боковых стенках). Использовать конвекцию в кубической полости в качестве физически реализуемого бенчмарка для проверки CFD кодов было предложено в работе [1], где рассматривалось течение воздуха в кубической полости. Конвекция в кубической полости с вертикальным перепадом температуры, характеризуется многообразием различных режимов и исследована достаточно подробно для умеренных значений числа Релея ($Ra < 10^8$). Особенностью конвективных течений при наложенном вертикальном перепаде температуры является их трехмерная структура, даже при небольших надкритичностях. Среди других важных проблем турбулентной конвекции в замкнутых полостях можно отметить инверсии в полостях различной геометрии [2]. Отдельно рассматривается вопрос набора характеристик для сравнения с экспериментальным бенчмарком. Интегральное значение числа Нуссельта может слабо зависеть от структуры течения и не является достаточным критерием для верификации CFD расчетов [3].

Целью данной работы является исследование структуры и динамики турбулентных конвективных течений в кубической полости при высоких числах Релея.

Экспериментальная установка представляет собой кубическую полость со стороной $L=250$ мм (Рис.1). Горизонтальные стенки, толщиной 30 мм, изготовлены из меди и выполняют роль теплообменников, а вертикальные стенки, толщиной 25 мм, изготовлены из плексигласа. С помощью термостатов через теплообменники прокачивается термостатирующая жидкость (тосол) и с точностью до $0,1^\circ\text{C}$ поддерживается перепад температуры $\pm \Delta T/2$ относительно комнатной температуры. Кубическая полость заполняется дистиллированной водой. Температура измерялась при помощи медь-константановых термопар. Для измерения полей скорости использовалась PIV система «Полис», разработанная и изготовленная в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (г. Новосибирск).

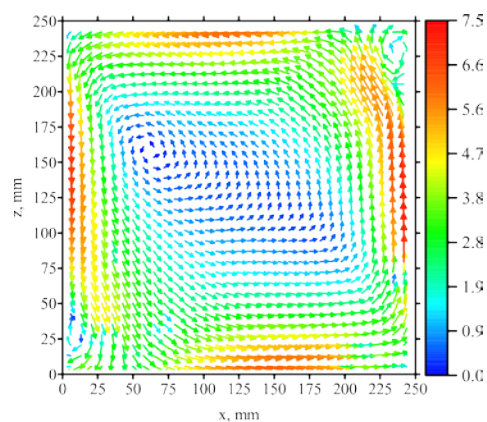


Рис. 1. Среднее поле скорости (мм/с) в центральном вертикальном сечении кубической полости при $Ra=2.0 \times 10^9$ и $Pr=6.1$.

Эксперименты показали, что пространственная структура крупномасштабной циркуляции слабо зависит от управляющих параметров (чисел Релея и Прандтля). На Рис.1 показано среднее поле скорости в центральном вертикальном сечении кубической полости при $Ra=2.0 \times 10^9$ и $Pr=6.1$. Долговременные термопарные измерения показали, что крупномасштабное течение ориентируется вдоль одной из диагоналей. Совместный анализ результатов измерений температуры и скорости показал, что крупномасштабная циркуляция периодически осциллирует около диагонали. Другим интересным результатом являются обнаружение редких и случайных смен направления крупномасштабной циркуляции. Анализ локальных характеристик показал, что они не позволяют в полном объеме описать крупномасштабную циркуляцию. Это важно в связи с тем, что часто измерения в замкнутых полостях ограничиваются измерением интегрального потока тепла и локальными измерениями температуры.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-41-590406).

1. W.H.Leong, K.G.T.Hollands, A.P.Brunger. On a physically-realizable benchmark problem in internal natural convection. International Journal of Heat and Mass Transfer 41 (23) (1998).
2. D.Funfschilling, G.Ahlers. Plume motion and large-scale circulation in a cylindrical Rayleigh-Benard cell. Physical Review Letters 92 (19) (2004).
3. E.Brown, G.Ahlers. The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent Rayleigh-Benard convection. Journal of Fluid Mechanics 638 (2009).

Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А.

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

E-mail: vozhakov@gmail.com

В настоящее время изучение волновых процессов вблизи критической интересно не только с точки зрения фундаментальной науки, но и имеет практическое значение. С современных энергетических установках в связи с ростом энергонапряженности, рабочие давления и температуры приближаются к значениям критической точки. В связи с этим чрезвычайно важно уметь предсказывать сценарии развития, например при внезапной разгерметизации рабочей области.

В настоящем исследовании рассматривается осесимметричная задача об истечении водяного теплоносителя из торца трубы. Задача описывается уравнениями Эйлера совместно с уравнением неразрывности и уравнением энергии для двухфазной гомогенной смеси.

Для описания неравновесного фазового перехода используется модель, основанная на обработке экспериментальных данных по времени релаксации (перехода) «неравновесное - равновесное вскипание» [1]. Расчет свойств пара и жидкости проводился с использованием пакета программ TTSE [2]. На базе релаксационной модели с применением вычислительного комплекса LCPFCT [3] был разработан программный код для решения широкого класса задач [4] по разгерметизации сосудов или трубопроводов с перегретым водяным теплоносителем.

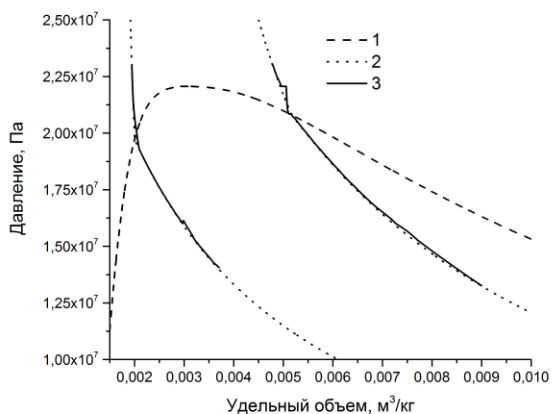


Рис. 1. Сравнение теоретических изоэнтроп и расчетных кривых процесса истечения за критической воды на PV-диаграмме (1 – граница двухфазной области, 2 – теоретические изоэнтропы, 3 – расчетные кривые)

Проведены расчеты истечения воды, находящейся в сверхкритическом состоянии. Измерение давления в расчете производилось на оси трубы на расстоянии одного калибра внутрь от торца. На рис. 1 приведена PV-диаграмма с расчетными кривыми и теоретическими изоэнтропами. Видно, что расчетные кривые в обоих случаях с хорошей точностью совпадают с линиями изоэнтроп. Таким образом в нашем случае ис-

течение жидкости хорошо описывается адиабатическим приближением. При начальных данных $P_0=23$ МПа и $T_0=370$ °С линия адиабаты на PV-диаграмме пройдет левее критической точки и пересечет линию кипения, т.е. войдет в двухфазную область с паросодержанием равным нулю. В случае, когда начальные данные примут значения $P_0=23$ МПа и $T_0=380$ °С, то линия адиабаты пройдет правее критической точки и пересечет линию конденсации, т.е. войдет в двухфазную область с паросодержанием равным единице. Таким образом незначительное отличие в начальных данных приведет нас к принципиально различному результату.

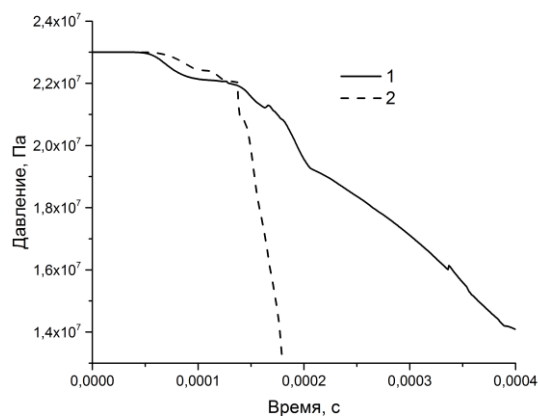


Рис. 2. Эволюция давления при истечении сверхкритической жидкости (1 – $P=23$ МПа и $T=370$ °С, 2 – $P=23$ МПа и $T=380$ °С).

На рис. 2 приведены расчетные значения давления в зависимости от времени. Для процесса с начальной температурой $T_0=380$ °С характерно резкое падение давления после входа в двухфазную область на PV-диаграмме, в то время как для процесса с начальной температурой $T_0=370$ °С резкого падения давления не наблюдается.

- Downar-Zapolski P., Bilicky Z., Bolle L., Franco J. The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1996. – Vol.22, No 3. – P. 473 - 483.
- Guideline on the Tabular Taylor Series Expansion (TTSE) Method for Calculation of Thermodynamic Properties of Water and Steam Applied to IAPWS-95 as an Example. The International Association for the Properties of Water and Steam, Vejlø, Denmark, August 2003
- Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations.
- Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А., Сорокин А.Л. Генерация ударноволновых и вихревых структур при истечении струи вскипающей воды // Теплофизика и аэромеханика. – 2014, №6. С. 795-798.

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ

Вожяков И.С., Архипов Д.Г., Цвелодуб О.Ю.

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

E-mail: vozhakov@gmail.com

Настоящая работа посвящена моделированию динамики нелинейных волн на пленке жидкости, стекающей под действием силы тяжести. Полная постановка задачи для жидкости включает уравнения Навье–Стокса и неразрывности с соответствующими кинематическими и динамическими граничными условиями. Серьезной проблемой является неопределенность положения подвижной границы, которое определяется в процессе решения. Если исключить из рассмотрения эффекты уноса капель и осушения твердой поверхности, то область течения жидкости является односвязной. Наличие поверхностного натяжения обеспечивает отсутствие острых кромок на поверхности пленки. В этих условиях функция определяющая положение точек границы области, часто является однозначной. Тогда существует непрерывно дифференцируемое преобразование координат, отображающее область течения жидкости в полосу постоянной толщины:

$$x = x, \quad \eta = y/h(x, t) - 1, \quad t = t. \quad (1)$$

Новые переменные (1) не ортогональны, поэтому обычная формулировка уравнений движения в векторной форме неприменима. Выполнить преобразование (1) можно с использованием новых переменных в уравнениях, записанных в тензорной, инвариантной относительно систем координат, форме. Используя такую запись для случая пленки, свободно стекающей по вертикальной плоскости в поле тяжести в приближении длинноволновости возмущений, в работе [1] была получена система:

$$\frac{\partial(uh)}{\partial t} + \frac{\partial(u^2h)}{\partial x} + \frac{\partial(uvh)}{\partial \eta} = -\frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho h} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + gh, \quad (2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(vh)}{\partial \eta} = 0, \quad (3)$$

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

$$u(x, -1, t) = v(x, -1, t) = 0, \quad (4)$$

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

$$\frac{\partial u}{\partial \eta}(x, 0, t) = 0, \quad v(x, 0, t) = 0 \quad (5)$$

здесь h — толщина пленки, p — давление, u и v — контравариантные компоненты продольной и поперечной скорости соответственно, ρ — плотность, μ — динамическая вязкость жидкости.

В работе [2] показано, что при умеренных числах Рейнольдса стационарно–бегущие решения системы (2)–(6) в расширенной по поперечной координате области $\eta' \in [-1, 1]$ обладают симметрией. При решении данной задачи спектральными и псевдо спектральными методами обнаруженная симметрия позволяет значительно сократить количество базисных функций.

В настоящей работе выполнено моделирование эволюции свободно–стекающей пленки жидкости при умеренных числах Рейнольдса по уравнениям (2)–(5) с помощью псевдо-спектрального метода. При моделировании была использована симметрия для сокращения количества базисных функций. Проведен анализ профилей продольной скорости в областях с большими градиентами толщины (на фронтах крупных волн, в области капиллярного предвестника и т.д.). Показано, что профили скорости в этих областях принципиально отличаются от параболического. Кроме этого обнаружено, что результаты, полученные с использованием базиса из 3 полиномов Чебышева, хорошо согласуются с результатами, полученными при большем количестве базисных функций. Проведен нелинейный анализ устойчивости стационарно–бегущих решений системы, полученных в результате бифуркационного анализа семейств, получающихся при ветвлении от нейтральной точки.

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.
2. Архипов Д.Г., Вожяков И.С., Маркович Д.М., Цвелодуб О.Ю. Симметрия в задаче о течения тонкого слоя вязкой жидкости. // Доклады академии наук. – 2016. – Т. 466, № 5. – С. 541–544.

Работа поддержана РНФ (грант №14-22-00174).

АНОМАЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЯХ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ В ПРИБЛИЖЕНИИ УРАВНЕНИЯ ГАРДНЕРА

Гасенко В.Г.

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

E-mail: gassenko@itp.nsc.ru

Возможность существования ударных волн разрежения в неидеальных газах Ван-дер-Ваальса вблизи критической точки при условии $(\partial^2 V / \partial p^2) < 0$, была показана Я.Б. Зельдовичем [1]. По его расчетам, воспроизведенными на рис.1 кривой 1 для изотермических условий и кривой 3 для адиабатических условий, последняя область появляется при теплоемкости $c_V = 40$ кал/моль · град, что отвечает нереальному показателю адиабаты $\gamma = 1 + B / c_V = 1.049$.

В данной работе рассмотрены нелинейные волны в газожидкостных смесях с газом Ван-дер Ваальса в пузырьках вблизи критической точки в приближении уравнения Гарднера для безразмерного возмущения давления

$$p_t + cp_x + 3\alpha p_x^2 + 2\beta p_x^3 + p_{xxx} = 0. \quad (1)$$

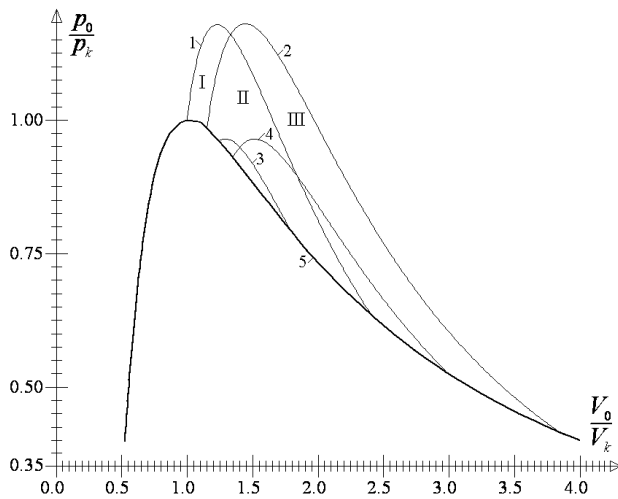


Рис. 1. Границы зон аномальных волн: 1 – $\alpha_T = 0$,
2 – $\beta_T = 0$ 3 – $\alpha_S = 0$, $\beta_S = 0$, 5 – бинодаль.

Коэффициенты (1), связанные с производными уравнения состояния газа Ван-дер Ваальса в пузырьках $c^2 \sim \partial V / \partial p$, $\alpha \sim \partial^2 V / \partial p^2$, $\beta \sim \partial^3 V / \partial p^3$, могут менять знак, поэтому солитоны (1) двуполярные

$$p = (V - c) / \left\{ \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 + \beta(V - c)} \operatorname{ch} \left[(x - Vt) \sqrt{V - c} \right] \right\}. \quad (2)$$

При $\beta < 0$ и $p_{\max} = \alpha / \beta$ (2) превращается в предельный солитон неограниченной ширины как суперпозицию кинка и антикинка. Кроме (2) уравнение (1) имеет решения в виде бризеров, солитонов «на подложке» [2] и других видов нелинейных волн, следующих из интегрируемости уравнения Гарднера методами ОЗТР [3] и преобразований Миуры и Дарбу, переводящие (1) в обычное и модифицированные уравнения КдВ. В [4] найдено точное двухсолитонное решение, включающее предельный солитон.

Уравнение Гарднера ранее было получено для внутренних волн в двухслойной жидкости со скачком плотности на границе раздела [5]. В газожидкостной смеси границы областей изменения знаков α и β при изотермическом (индекс T) и адиабатическом (индекс S , $\gamma = 1.049$) поведении газа показаны на p, V диаграмме на рис. 1. Важно, что в условиях интенсивного теплообмена мелких пузырьков газа с жидкостью его поведение близко к изотермическому, поэтому при использовании фреонов с легко достижимыми критическими условиями в обширных областях II ($\alpha < 0, \beta > 0$), III ($\alpha > 0, \beta > 0$) можно экспериментально наблюдать ударные волны разрежения, бризеры, отрицательные и положительные солитоны, а в области I ($\alpha < 0, \beta < 0$) и предельные солитоны.

В данной работе динамика всех типов аномальных волн проиллюстрирована численными решениями (1), полученными высокоточными Фурье методами с периодическими граничными условиями, позволяющими наблюдать в видео формате эволюцию и взаимодействие волн в течение неограниченного времени. Пример численного решения (1) в виде распада волны разрежения на последовательность парных отрицательных солитонов и предельный солитон приведен на рис. 2.

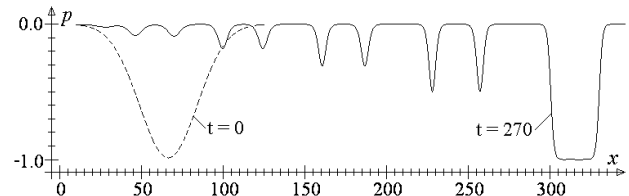


Рис. 2. Распад волны разрежения на последовательность 4-х пар отрицательных солитонов и предельный солитон.

При дальнейшей эволюции ($t > 10^4$) и многократном взаимодействии солитонов точность численных решений сохраняла абсолютную упругость взаимодействий, форму предельного солитона и парность обычных солитонов.

Автор выражает искреннюю благодарность Г.А. Хабахпашеву за ценные замечания.

1. Зельдович Я.Б. О возможности ударных волн разрежения // ЖЭТФ. 1946. Т.16. Вып. 4. С. 363-364.
2. Романова Н.Н. N-солитонное решение на пьедестале модифицированного уравнения КдВ // ТМФ. 1979. Т. 39. С. 205-214.
3. Wiles J.W. On internal solitary waves // Tellus. 1981. V. 33. P. 394-401.
4. Слоняев А.В., Пелиновский Е.Н. Динамика солитонов большой амплитуды // ЖЭТФ. 1999. Т.116. Вып.1(7). С. 318-335.
5. Kakutani T., Yamasaki N. Solitary Waves on a Two-Layer Fluid // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 45. P. 674-679.

Работа поддержана РФФ (грант № 15-19-10025).

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ПЛЕНКИ, ОРОШАЮЩЕЙ ПУЧОК ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ

И.И. Гогонин

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

E-mail: gogonin@itp.nsc.ru

К настоящему времени принято различать ламинарный, волновой и турбулентный режим течения пленки. Как показали наши эксперименты, осуществить ламинарный режим стекания пленки на пучке горизонтальных труб не удастся из-за возникновения сухих пятен.

Необходимо иметь в виду, что теплообмен при кипении всегда сопровождается теплообменом при испарении. При малых тепловых потоках их вклад в суммарный отвод тепла соизмерим.

Важнейшей особенностью теплообмена на пучке горизонтальных труб при испарении и при конденсации является установленный экспериментально факт существования начального участка теплового погра-

ничного слоя на каждой трубе пучка. Теплообмен при кипении в пленке практически не зависит от плотности орошения, а определяется тепловым потоком. При испарении теплообмен в основном определяется плотностью орошения и слабо зависит от теплового потока.

В исследованиях теплообмена при кипении в пленке принято различать два числа Рейнольдса. Одно определяется по средней скорости пленки, другое – по скорости парообразования.

В работе приведено сравнение экспериментальных данных с расчетной зависимостью, которая удовлетворительно совпадает с экспериментом.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХСЛОЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ И ГАЗА С ИСПАРЕНИЕМ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА НА ОСНОВЕ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧ КОНВЕКЦИИ

Гончарова О.Н.^{1,2}, Ю.В. Люлин², О.А. Кабов²

¹Алтайский государственный университет, Барнаул

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: gon@math.asu.ru

В последнее время особый интерес вызывают конвективные течения с учетом испарения, исследуемые в рамках классических постановок задач для уравнений Навье-Стокса вязкой несжимаемой жидкости. В данной работе представлены новые точные решения трехмерных задач конвекции двух несмешивающихся жидкостей, заполняющих бесконечный канал с прямоугольным поперечным сечением (Рис. 1). Данные решения являются трехмерным обобщением известного точного решения Остроумова-Бириха [1, 2, 3]. Компоненты вектора скорости являются функциями, зависящими от двух поперечных координат. Давление, температура и концентрация пара также имеют аналогичные составляющие. Групповая природа построенного решения специального вида систематически исследована в [4]. Вдоль границы раздела считается заданным постоянный по продольной координате градиент температуры, величина которого определит значение продольного градиента функции концентрации пара.

Постановка задачи включает в себя соотношения на границе раздела, представляющие собой кинематическое и динамические условия на свободной поверхности, условие баланса тепловых потоков с учетом диффузионного потока массы пара, уравнение баланса массы, требование непрерывности температуры и касательных скоростей, а также соотношение для концентрации насыщенного пара, как следствие уравнений Менделеева-Клапейрона и Клапейрона-Клаузиуса. На твердых стенках канала заданы условия прилипания для скорости, выполняются условия отсутствия потока пара либо условия, выражающие полную абсорбцию пара. Граничный температурный режим предполагает теплоизоляцию твердых стенок.

Аналитическое построение точных решений стационарных задач дополнено численными исследованиями, для проведения которых осуществляется редукция к двумерным постановкам. При построении численного алгоритма вводятся новые искомые функции: аналоги функции тока и завихренности вместо поперечных компонент скорости.

Данная статья содержит примеры трехмерных течений с испарением на границе раздела, которая определяется, как термокапиллярная поверхность Γ , остающаяся в рассматриваемом случае недеформированной и плоской (см. Рис. 1; вектор ускорения силы тяжести g направлен против оси x ; области Ω и Ω_g заняты жидкостью и смесью газа и пара, соответственно). Представлены результаты аналитического и численного исследования влияния эффектов, сопровождающих течения с испарением, в частности, эф-

фектов термодиффузии и диффузионной теплопроводности. Проведено сравнение результатов, полученных с использованием различных видов граничных условий для концентрации пара на твердых стенках. Представлено также сравнение количественных характеристик течений (массовой скорости испарения жидкости), найденных экспериментально [5] и численно.

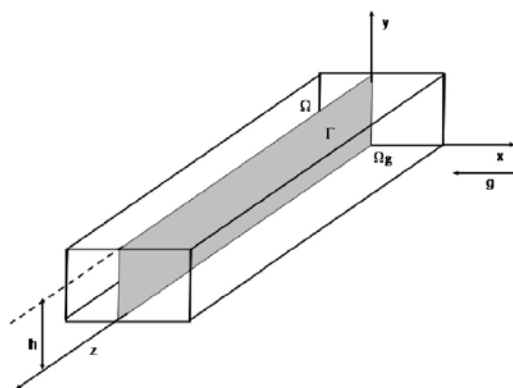


Рис. 1. Геометрия области течения

Исследованы возможности управления механизмами конвекции с испарением в условиях нормальной и пониженной гравитации. Построены альбомы трехмерных течений системы «жидкость-газ» типа «этанол-азот» в канале. Представлены сравнительные результаты теоретических и экспериментальных данных, отражающих зависимость интенсивности испарения с границы раздела от расхода газа.

1. Г.А. Остроумов. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи // М.: Гос.изд-во технико-теоретической литературы. 1952. 256 с.
2. Бирих Р.В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. 1966. № 3. С. 69-72.
3. Goncharova O.N., Kabov O.A., Pukhnachov V.V. Solutions of special type describing the three dimensional thermocapillary flows with an interface // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. V. 55. No. 4. P. 715–725.
4. Пухначев В.В. Теоретико-групповая природа решения Бириха и их обобщения. // Симметрии и дифференциальные уравнения. Сб. науч. тр. РАН. Сиб. отд.-ние. Ин-т вычисл. моделирования. Красноярск. 2000. С. 180-183.
5. Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear-stress gas flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 70. P. 599–609.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (идентификатор проекта RFMEFI61314X0011).

АКУСТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ С ТЕПЛООБМЕНОМ

Губайдуллин А.А.^{1,2}, Пяткова А.В.^{1,2,3}¹ Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Тюмень² Тюменский государственный университет, Тюмень³ Институт механики и машиностроения Казанского научного центра РАН, Казань

E-mail: annyakovenko@yandex.ru

В звуковом поле помимо периодического движения среды возникает направленный средний по времени перенос массы устойчивыми вихрями, что приводит к формированию акустического (или вторичного) течения. Данные вихри вызывают постоянные вязкие напряжения на границе, которые могут оказаться существенными в ускорении некоторых процессов. В частности, акустические течения усиливают процесс теплопереноса, способствуют ускорению изменения концентрации при очистке загрязнённых поверхностей, могут вызвать удаление поверхностной плёнки [1]. Акустические течения необходимо учитывать при разработке акустических компрессоров и термоакустических рефрижераторов.

В случае, когда нелинейные эффекты малы, компоненты скорости акустического течения можно получить с помощью приближённого аналитического решения. Например, в работе [2] получено приближённое аналитическое решение для акустического течения в прямоугольной и цилиндрической полости с учётом теплопроводности и зависимости вязкости от температуры. Однако данное аналитическое решение не учитывает неоднородность средних за период полей температуры, плотности и давления, которая имеет место при воздействии достаточной интенсивности [3].

В работе [4] при помощи численного моделирования проведено сравнение случаев теплоизолированных стенок полости и стенок, поддерживаемых при постоянной температуре при слабой нелинейности процесса и частотах вибрации, меньших резонансной. Установлено сильное влияние теплообмена на картину акустического течения. При этом амплитуда вибрации была взята малой, чтобы показать отдельно влияние термических граничных условий на акустическое течение и избежать проявления нелинейных эффектов, выражающихся, например, в неоднородности средней за период температуры в полости.

Рассмотрим круглую цилиндрическую полость (трубу) длиной L и радиусом M с непроницаемыми торцами (см. рис. 1). Полость заполнена совершенным вязким газом (воздухом). Пусть изначально газ в полости находится в состоянии покоя при постоянной температуре T_0 и постоянном давлении p_0 . Система выводится из равновесия вибрационным воздействием $A\cos(\omega t)$ с постоянными амплитудой A и частотой ω , представляющим собой гармонические колебания всей полости вдоль своей оси. Рассмотрим случаи теплоизолированных стенок полости и стенок, поддерживаемых при постоянной температуре. Коэффициенты теплопроводности, теплоемкости и вязкости будем считать постоянными. Решение зада-

чи осуществляется после перехода в подвижную систему координат, связанную с полостью.

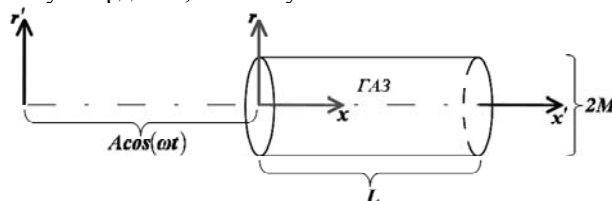


Рис. 1. Исследуемая полость.

Задача решена численно, при этом для описания процесса использована система уравнений газовой динамики в цилиндрической неинерциальной системе координат, записанная с учётом теплопроводности и вязкости, а также вязкой диссипации. В качестве уравнения состояния взято уравнение Клапейрона. На стенках полости задано условие прилипания. Частоты вибрации взяты соответствующими частотам вибрации, рассмотренными в [4]. Амплитуда вибрации варьируется таким образом, что рассмотрены акустические течения как при слабой нелинейности процесса, так и при сильно нелинейных режимах течения.

После анализа полученных результатов, были сделаны следующие выводы. В случае слабо выраженной нелинейности акустическое течение может быть описано с помощью приближённого аналитического решения, средние за период распределения температуры, плотности и давления газа в полости однородны и совпадают с их начальными распределениями. Увеличение амплитуды вибрации приводит к проявлению нелинейных эффектов, в частности, к изменению средних за период распределений температуры, плотности и давления. Это в свою очередь приводит к искажению вихрей акустического течения и образованию дополнительных вихрей. При этом минимальное по области значение средней за период температуры с ростом нелинейности процесса вначале начинает уменьшаться по сравнению с начальной температурой, затем, вследствие повышения количества тепла, выделяемого за счёт вязкой диссипации, растёт и становится уже больше начальной температуры.

1. Ниборг В. Акустические течения. В кн.: Физическая акустика // Под ред. У.М. Мэзона. Т. 2. М.: Мир, 1969. С. 302–377.
2. Hamilton M.F., Ilinskii Y.A., Zabolotskaya E.A. Thermal effects on acoustic streaming in standing waves // J. Acoust. Soc. Am. 2003. V. 114, P. 3092–3101.
3. Gubaidullin A.A., Yakovenko A.V. Effects of heat exchange and nonlinearity on acoustic streaming in a vibrating cylindrical cavity // J. Acoust. Soc. Am. 2015. V. 137. No. 6. P. 3281–3287.
4. Губайдуллин А.А., Пяткова А.В. Особенности акустического течения при учете теплообмена // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 3. С. 288–294.

Давыдов М.Н.^{1,2}¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный университетE-mail: davydov@hydro.nsc.ru

В работе численно исследуется задача о разрушении жидкого кубика, внутри которого имеется полость с высоким давлением, с использованием метода SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) [1].

В начальный момент времени жидкость представляла собой кубик со стороной 1 см, расположенный на плоскости XY, ось OZ проходит через центр кубика. Внутри жидкости, под верхней гранью, находилась сферическая полость радиуса 1мм, центр которой расположен на оси OZ на расстоянии 2.5 мм от верхней грани куба. Давление в полости оставляло 10000 атм, остальной объем жидкости был при атмосферном давлении.

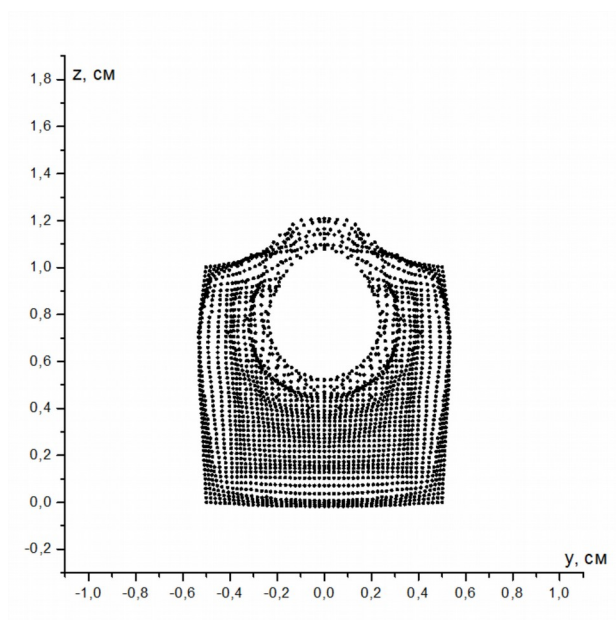


Рис. 1. Центральное сечение кубика (750 мкс.)

Хорошо заметно, что к моменту времени 750 мкс (рис. 1) полость расширилась в несколько раз, «вытянулась» вверх, выталкивая слои жидкости, образующие верхнюю грань кубика. Нижняя и боковые грани куба деформировались незначительно, а на верхней грани формируется заметная выпуклость. Внутри куба от расширяющейся полости распространяются волны, также хорошо видимые на рисунке, в результате их отражения от граней куба, на некоторой глубине от боковых поверхностей возникают зоны разрежения.

В дальнейшем на верхней грани кубика формируется вертикальная струя жидкости, которая постепенно разрушается. На боковых и нижней гранях, образуются отдельные отлетающие слои, где разрушение пока не настолько сильно выражено. В дальнейшем и на этих участках будет происходить разрушение жидкости и возникновение отколовшихся от основного объема «слоев».

Необходимо отметить, что SPH частицы, отлетая друг от друга на расстояние, большее чем радиус сглаживания, перестают влиять друг на друга, что можно интерпретировать как разрушение среды [2]. Так к моменту времени 1500 мкс частицы, ранее расположенные над полостью, фактически расплылись, и в верхней части объема образовалось отверстие.

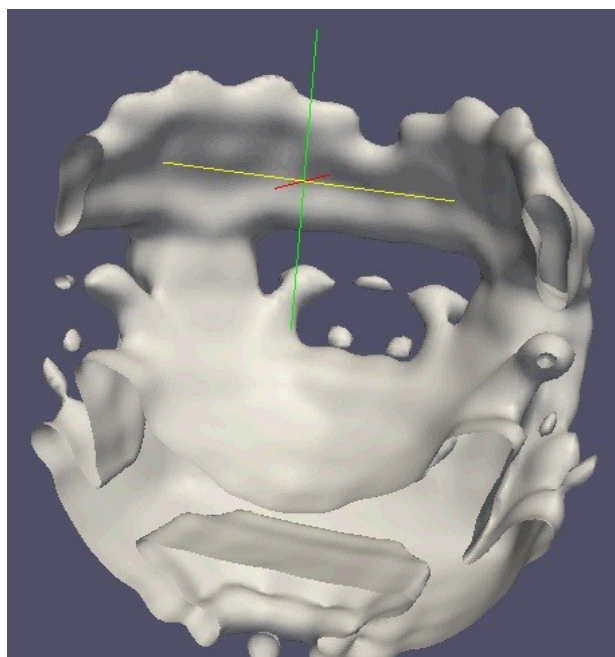


Рис. 2. Половинка кубика в объемном виде (3000 мкс.)

На рис. 2 показано развитие процесса в объемном виде. Изображена изоповерхность плотности для «половинки» кубика, построенная по значению 0.55 г/см^3 , то есть изоповерхность ограничивает область, в которой плотность среды больше или равна заданной. Видно, что среда, разлетаясь, теряет связность и распадается на отдельные фрагменты. Дальнейшее развитие процесса приводит к распылению частиц и окончательному разрушению среды.

1. Monaghan J.J. Simulating Free Surface Flows with SPH // Journal of Computational Physics, 1994, v 110, № 2, p. 399 – 406.
2. Давыдов, М. & Кедринский, В. Метод сглаженных частиц в задачах моделирования кавитационного разрушения жидкости при ударно-волновом нагружении // Прикладная механика и техническая физика, 2013, 54, 17-26

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВЫХ ПЛАМЕН

Дектерев А.А.^{1,2}, Дектерев Ар.А.¹, Минаков А.В.^{1,2}

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

² Сибирский Федеральный Университет

E-mail: dekterev@mail.ru

Большинство технологических процессов, обеспечивающих жизнеобеспечение людей основаны на процессах горения: энергетика, транспорт, металлургия, нефтехимия и другие. Проектирование оборудования и оптимизация таких процессов невозможно без детального исследования и моделирования процесса горения.

Доклад посвящен разработке и тестированию методики численного моделирования процессов газового горения, а также опыту ее применения для решения прикладных задач. Горение газа - сложный комплексный процесс, определяющийся совместным действием химических, тепло и массообменных процессов в турбулентных потоках многокомпонентных газовых смесей. Для адекватного моделирования газового горения совокупность всех этих процессов требует аккуратного воплощения в вычислительной модели.

Отработка методики и математических моделей осуществлялась с использованием коммерческого пакета Fluent. Параметры потока и турбулентные характеристики определялись на основе решения как осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, так и с применением вихререзающих моделей турбулентности. Для расчета горения газа использовались различные подходы и модели, в частности простая гибридная модель, по которой скорость реагирования рассчитывается на основе многоступенчатого механизма реагирования и скорости турбулентного перемешивания компонент, более сложная обобщенная модель диссипации вихря (EDC). Рассматривались различные редуцированные механизмы реагирования. Также применялась PDF методика с применением ламинарных флэймлетов для детального механизма реагирования GRI 3.0.

Верификации методики проводилась с использованием экспериментальных данных о прямооточном горении метана в ограниченной области [1] и в открытом пространстве (FlameD)[2]. Эти экспериментальные работы содержат очень детальные и качественные данные и широко используются во всем мире для верификации моделей газового горения.

Результаты моделирования прямооточного горения в закрытой области показали, что для данной задачи применение двухстадийного механизма как для гибридной, так и для EDC модели, дает завышение температуры. Заметное улучшение дает 4-х стадийный механизм. Применение его с обеими моделями дает достаточно хорошее согласование с экспериментальными данными. Применение более сложной схемы реакций с моделью EDC дает очень близкие к 4-х стадийной схеме результаты для температуры, CH₄ и O₂. Небольшие отличия

наблюдаются лишь на графиках концентрации CO и CO₂.

Результаты моделирования Flame D показали, что модель EDC с 4-х стадийным механизмом дает далекий от экспериментальных данных результат по всем критериям оценки. Однако переход к использованию более детальной химии (46 реакций) кардинальным образом меняет картину результатов. Было получено хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Модель PDF Flamelet с детальным механизмом реагирования GRI 3.0 также показала хорошие результаты.

Закрученные пламена рассчитывались на базе экспериментальных моделей университета г.Сидней [3] и Института Теплофизики СО РАН [4]. Получено хорошее согласование с экспериментом по температурам и компонентам газовой смеси.

Результаты исследования показали, что использование моделей горения EDC и PDF с флэймлетами с применением детальных кинетических механизмов в сочетании с LES моделью турбулентности обеспечивает наилучшие результаты для всех пламен. Однако, для некоторых случаев достаточно и более простых моделей горения в сочетании с RANS моделями турбулентности для получения приемлемых результатов при намного меньших затратах вычислительных ресурсов.

Отработанная методика расчета была успешно применена при расчетах горелочных устройств для сжигания влажного попутного газа нефтегазодобычи, для моделирования режимов работы камеры сгорания газовой турбины, оптимизации процесса дожигания анодных газов от электролизеров, для оценки тепловых потоков на грунт при возникновении самовозгорающихся нефтегазовых факелов в природных условиях.

1. Garréton, D. and Simonin, O., 1994, Aerodynamics of steady state combustion chambers and furnaces, in: ASCF Ercoftac C
2. Barlow, R. S., Frank, J. H., A. N. Karpets, and Chen, J.-Y., "Piloted Methane/Air Jet Flames: Scalar Structure and Transport Effects," *Combust. Flame* 143:433-449 (2005).
3. Kalt, P.A.M., Al-Abdeli, Y.M., Masri, A.R., and Barlow, R.S., 'Swirling Turbulent Non-premixed Flames of Methane: Flowfield and Compositional Structure', *Proc. Combust. Inst.* 29:1913-1919 (2002).
4. V. M. Dulin, D. M. Markovich, A. V. Minakov, K. Hanjalic, L. M. Chikishev. Experimental and numerical simulation for swirl flow in a combustor. *Thermal Engineering*, Vol. 60, Issue 13, pp 990-997.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В СИЛИКОНОВОЙ МОДЕЛИ АРТЕРИИ

Денисенко Н.С.^{1,3}, Черевко А.А.^{1,3}, Кулик В.М.², Чупахин А.П.^{1,3}

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

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

³ Новосибирский государственный университет

E-mail: raselkroy@gmail.com

Построение математических моделей гемодинамики мозга является достаточно сложной задачей, поскольку на характер течения крови в сосудах влияет множество факторов: среда в которой находится сосуд, сложное строение и геометрия стенки сосуда, нестационарное течение [1,2]. Поэтому одним из путей решения этой задачи является непосредственное построение математических моделей по измеренным данным течения внутри сосуда методами обратных задач для дифференциальных уравнений [3].

Для этого используются данные скорости и давления кровотока, измеренные в артериях, находящихся в операционном поле, во время нейрохирургических операций [4-6]. Такой мониторинг осуществляется учеными ИГиЛ СО РАН и нейрохирургами ННИИПК. В качестве математической модели выбрана проверенная на клинических данных модель нелинейного осциллятора с правой частью (обобщенное уравнение Ван-дер-Поля–Дуффинга с нагрузкой):

$$\varepsilon q'' + f(q)q' + g(q) = ku(t), \quad (1)$$

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 ($|q| \leq 1, |u| \leq 1$). Коэффициенты

$k, a_i, b_j (i = 0, 1, 2, j = 1, 2, 3)$ рассчитываются по измеренным данным, они определяют индивидуальные для пациента характеристики среды. Построение модели происходит по следующей схеме. Данные измерений представляют собой массив числовых данных $\{q_i, u_i | i = 1, \dots, N\}$ – измерение параметров кровотока в конкретном месте сосуда, N – размерность массива данных. В качестве начальных данных используются измерения в течение 5 секунд, по ним восстанавливается уравнение, описывающее гидродинамику на большом промежутке времени (порядка нескольких минут). Уравнение переписывается как разностное, неизвестным является вектор (a_i, b_i, k) , матрица такой системы определяется по массиву экспериментальных данных. Эта линейная система для семи неизвестных с матрицей размера 7×1000 решается методами применяемыми в теории обратных задачах.

Для проведения более глубокого анализа уравнения (1) и его свойств, предлагается перейти от клинических измерений к лабораторным экспериментам по исследованию течения вязкой жидкости в упругих моделях. Лабораторные модели представляют собой цилиндрические трубы длиной 20 см, толщиной стенки 1.23 см и диаметром отверстия 0.75 см. Модели изготовлены из материала СКТН-А с различной примесью масла ПМС для варьирования механических свойств материала. Движение жидкости в модели обеспечивается специальным программируемым насосом CompuFlow 1000 MR, который способен воспроизводить течение, аналогичное течению в кровеносном сосуде. Жидкость обладает теми же механическими свойствами, что и кровь, является смесью глицерина с водой. Измерения скорости и давления проводятся внутрисосудистым датчиком ComboWire (ННИИПК). В работе исследуется влияние механических свойств моделей и характера течения жидкости, с помощью дифференциального уравнения (1).

Для каждой экспериментальной модели исследована взаимосвязь между механическими свойствами материала и характера течения, построены и изучены дифференциальные уравнения. Полученная информация играет важную роль в анализе реальных нейрохирургических операций.

1. Педли Т. Гидродинамика крупных кровеносных сосудов: Пер. с англ // М.: Мир, 1983. 400 с.
2. Левтов А.В., Регирер С.А., Шадрин Н.Х. Реология крови // М.: Медицина, 1982. 272 с.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач // М.: Наука, 1979. 285 с.
4. Панарин В.А., Орлов К.Ю., Кривошапкин А.Л., Чупахин А.П., Черевко А.А., Хе А.К., Телегина Н.Ю., Баранов В.И. Использование гидродинамических расчетов в выборе сценария эмболизации церебральной артериовенозной мальформации с фистульным компонентом // Патология кровообращения и кардиохирургия. 2012. 16. №3. 39-43 с.
5. Чупахин А.П., Черевко А.А., Хе А.К., Телегина Н.Ю., Кривошапкин А.Л., Орлов К.Ю., Панарин В.А., Баранов В.И. Измерения и анализ локальной церебральной гемодинамики у больных с сосудистыми мальформациями головного мозга // Патология и кровообращение. 2012. 16. №4. 27-31 с.
6. Хирургия аневризм головного мозга // Под ред. В.В. Крылова. В трех томах. М.: 2011.

Измерения датчиком ComboWire поддержаны РФФИ (грант № 14-01-00036). Работа с насосом CompuFlow 1000 MR поддержана РФФИ (грант № 14-35-00020). Проектирование и изготовление упругих моделей поддержано Программой государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-8146.2016.1).

Деревич И.В.

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

E-mail: DerevichIgor@bmstu.ru

Рассматривается турбулентный поток газовой смеси с окислителем и частиц, внутри которых проходят гетерогенные экзотермические химические реакции [1].

Целью работы является вывод замкнутой системы уравнений, описывающих аэродинамику и теплообмен турбулентного потока газа с реагирующими частицами. Используются методы функционального анализа и теории случайных процессов [2, 3]. Подход основан на описании в переменных Эйлера газа и дисперсной фазы.

Основная проблема при описании турбулентных реагирующих дисперсных потоков заключается в раскрытии корреляций, флуктуаций параметров потока, обусловленных химическими превращениями.

В литературе предлагается ряд полупэмпирических выражений, учитывающих влияние турбулентности на скорость химических превращений. Как правило, это довольно грубые критерии, не учитывающие реальных особенностей турбулентных потоков.

В работе используется аппарат функции плотности вероятности (ФПВ). Записываются уравнения для актуальных величин скорости, температуры и концентрации окислителя в газовой среде с учетом обмена импульсом, теплом и массой с дисперсной средой. Представлены уравнения для актуальных значений скорости и температуры частиц с учетом химических реакций. Скорость химической реакции моделируется законом Аррениуса с учетом концентрации окислителя. Частицы малые и диффузионным сопротивлением внутри частиц пренебрегается. Температура однородна по объему частиц.

Вводится индикаторная функция, вырезающая случайную траекторию в фазовом пространстве скорости и температуры частиц. Уравнение Лиувилля для индикаторной функции получается в результате использования актуальных уравнений динамики и теплообмена частиц.

Осреднение индикаторной функции по ансамблю турбулентных реализаций приводит к ФПВ распределения скорости и температуры частиц. Уравнение для ФПВ, полученное при осреднении уравнения Лиувилля, незамкнуто вследствие корреляции индикаторной функции с флуктуациями скорости, температуры газа и концентрации окислителя. Индикаторная функция является функционалом от флуктуаций параметров газового потока. Флуктуации скорости, температуры газа и концентрации окислителя моделируются случайным полем Гаусса с заданной автокорреляционной функцией. Это приближение подтверждается современными экспериментальными данными и дает возможность использовать методику расщепления корреляций, предложенную в работах [3, 4]. Используется метод функционального диффе-

ренцирования. Для функциональных производных от актуальных скорости и температуры частиц получаются интегральные уравнения, решение которых находится приближенным аналитическим методом. В результате получается замкнутое уравнение для ФПВ скорости и температуры частиц с учетом химических экзотермических реакций. Уравнение для ФПВ переписывается к модифицированному виду, путем введения новых переменных флуктуаций скорости и температуры дисперсной фазы.

На основе модифицированного уравнения для ФПВ выводится система сопряженных уравнений для осредненных концентрации, скорости, температуры в дисперсной фазе и уравнений для вторых моментов, представляющих корреляции флуктуаций скорости и температуры частиц. Система уравнений незамкнута. Для замыкания системы уравнений разработан приближенный метод решения уравнения для ФПВ основанный на учете первого порядка градиентов осредненных параметров дисперсной фазы. В результате найдены замкнутые непротиворечивые выражения для потока массы, импульса и тепла в дисперсной фазе с учетом химических превращений. В уравнении для вторых моментов учитываются корреляции флуктуаций скорости химической реакции с флуктуациями температуры и скорости частиц. Учитывается также влияние флуктуаций температуры и концентрации окислителя на реальную скорость химического превращения в турбулентном потоке.

На основе приближенного решения уравнения для ФПВ получена система замкнутых уравнений для скорости, температуры и концентрации окислителя с учетом частиц, в объеме которых проходят экзотермические реакции. В работе выведены граничные условия для концентрации, импульса и температуры дисперсной фазы с учетом экзотермической химической реакции при обтекании поверхности.

В работе представлен анализ эффектов, возникающих в реагирующей системе вследствие турбулентных флуктуаций скорости, температуры и концентрации окислителя.

1. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. М.: Физматлит, 2003. 352 с.
2. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. 335 с.
3. Гардинер К.В. Стохастические методы в естественных науках. М.: Мир, 1986. 528 с.
4. Zhang H., Xu W., Xu Y. The study on a stochastic system with non-Gaussian noise and Gaussian colored noise // Physica A. 2009. V.388. P. 781-788.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-08-00970).

Дехтярь Р.А.,¹ Слесарева Е.Ю.,¹ Овчинников В.В.¹¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: dekhtyar@itp.nsc.ru

Использование пленок жидкости в абсорберах, конденсаторах, теплообменниках делает актуальными исследования структуры течения пленок и влияние этой структуры на локальные и средние характеристики теплообмена. Интенсификация процессов теплообмена происходит как из-за увеличения площади пленки, так и вследствие изменения профиля скорости в пленке [1, 2]. Одной из форм пленочного течения жидкости является куполообразная пелена, образующая при натекании струи жидкости на преграду («водяной колокол»). Первые работы, в которых описан «водяной колокол», были опубликованы в 1833 году Felix Savart [3]. В работах [4, 5] приведены модели для стационарного «водяного колокола». Однако существуют неустойчивые режимы течения куполообразной пелены. В частности, при натекании пелены на твердое тело может произойти разрыв пленки жидкости и образование струй. Целью работы является получение и анализ данных по гидродинамической устойчивости куполообразной пелены при натекании на пластину различной формы.

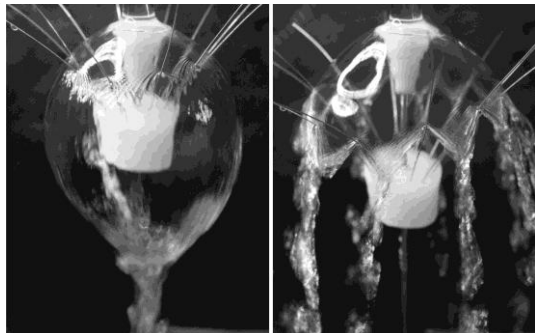


Рис. 1. Влияние положения сборки 12-ти стержней диаметром 0,35 мм на форму водяной пелены.

Эксперименты проводились с водяной пеленой, образующейся при натекании струи на диск диаметром 14,5 мм. Струя вытекала из латунной трубки диаметром 10 мм на расстояниях от 5 до 60 мм между срезом трубки и поверхностью диска. Расход вычислялся по падению давления на калиброванной стеклянной трубке. Тарировка расхода осуществлялась измерением скорости изменения веса заполняемого объема. Точность тарировки 0,3 мл/с. С помощью цифровых видеокамер проводилась фото-видео съемка картин течения со скоростью до 300 к/с. Исследовалась обтекание 12-ти стержневой сборки и одиночной тонкой пластины, которая располагалась вертикально и горизонтально. Диаметр стержней 0,35 мм, клиновидная пластина толщиной 0,1 мм, ширина пластины изменялась от 0,05 до 3,5 мм на длине 34,5 мм. Для пластины характерный размер ζ в момент разрыва или слияния поверхности пелены определялся по линии пересечения поверхности пластины с жидкостью.

Эксперименты показали, что для определения режима течения недостаточно знать диаметр стержня ζ и расход воды Q . Для примера на рис. 1 показано как для одного расхода воды ($Q = 0,055$ л/с) вертикальное смещение положения сборки стержней на 20 мм приводит к изменению режима течения. Для уточнения дополнительных условий устойчивости течения пелены были проведены опыты с одиночной пластиной при различной ориентации широкой части (вертикально и горизонтально).

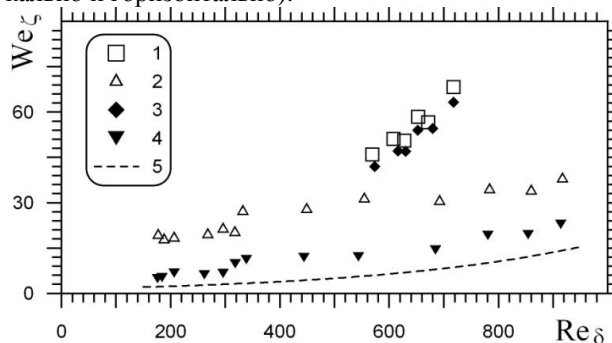


Рис. 2. Карта режимов течения в координатах We_ζ и Re_δ . 1 - разрыв (верт.); 2 - разрыв (гориз.); 3 - схождение (верт.); 4 - схождение (гориз.); 5 - We_ζ при $\zeta = \delta$.

Используя полученные данные по величине скорости U , толщине пленки δ были рассчитаны безразмерные критерии в момент разрыва и слияния водяной пелены. На рис. 2 результаты показаны в координатах число Рейнольдса Re_δ и число Вебера We_ζ . Из графика видно, что при горизонтальном положении пластины разрыв пленки происходит при значительно меньших значениях ширины пластины ζ , чем при вертикальном расположении, слияние пленки происходит при размерах близких к толщине пленки (линия 5). Для вертикальной пластины слияние пленки происходит при значениях ζ немного меньше, чем при разрыве. Видно, что для данного значения числа Рейнольдса Re_δ в пленке возможно безотрывное обтекание, если число Вебера We_ζ меньше порогового значения. При разрыве пленки определяющим является поперечный размер стержня относительно вектора скорости жидкости в пленке.

1. Alekseenko S.V., Nakoryakov V.E., Pocusaev B.G. Wave Flow of Liquid Films. New York. Begell house. 1994. P. 313.
2. Nakoryakov V.E., Misyura S.Y., Elistratov S.L. Boiling Crisis in Droplets of Ethanol Water Solution on the Heating Surface // J. of Engineering Thermophysics. 2013. V. 22. No. 1. P. 1 - 6.
3. Savart F. Mémoire sur le choc d'une veine liquide lancée contre un plan circulaire // Annales de chimie et de physique. 1833. V. 54. P. 56 - 87.
4. Taylor G., Howarth L. The Dynamics of Thin Sheets of Fluid. I. Water Bells // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 1959. V. 253, plate 13. P. 289 - 295.
5. Parlange J.Y. A theory of water-bells // Journal of Fluid Mechanics. 1967. V. 29, part 2. P. 361 - 372.

Алифёров А.И.², Аньшаков А.С.^{1,2}, Домаров П.В.^{1,2}, Синицын В.А.^{1,2}, Фалеев В.А.¹,
Даниленко А.А., Власов Д.С.²

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

² Новосибирский государственный технический университет

E-mail: Domaroff@yandex.ru

В современном мире остро стоит задача утилизации и обезвреживания техногенных, в том числе органических отходов, количество которых с каждым годом увеличивается. Одним из эффективных путей решения этой проблемы является газификация отходов в шахтных плазменных печах. Однако они имеют один существенный недостаток - высокую энергоёмкость (до 1МВт/ч на 1 тонну отходов). Поэтому разработка новых подходов к созданию плазменных электротехнологических установок с улучшенными энергетическими параметрами для задач переработки техногенных отходов (ТО) является весьма востребованной в настоящее время. Такими энергоэффективными установками являются электропечи с комбинированным плазменно-резистивным нагревом, применяемые для переработки ТО.

При переработке отходы будут влажными (в реальных условиях до 60%) в зоне их подачи только в пределах зоны сушки. В зону пиролиза отходы должны попадать обезвоженными и сухими. Поэтому резистивный нагрев током промышленной частоты будем реализовывать только в зоне сушки. Форма поперечного сечения зоны сушки выбрана квадратной, для обеспечения равномерного распределения мощности $q_{V_{эм}}(x)$ по сечению шихты отходов.

Моделирование теплообмена для условий шахтной плазменно-резистивной печи осложнено различными электрофизическими и физико-химическими процессами: комбинированным тепломассообменом в двухфазной системе, сопровождаемым в зоне сушки ТО выделением активной мощности от протекающего по ТО электрического тока, а во всем рабочем пространстве печи комплексом химических реакций, фазовыми переходами (сублимация, плавление, испарение),- и поэтому требует применения современных численных методов.

Предлагаемая работа является развитием проведенных исследований в направлении создания энергоэффективных плазменных печей для переработки техногенных отходов и посвящена разработке численной модели выделения энергии и теплообмена в шихте отходов при пропуске через нее электрического тока в зоне сушки с целью уменьшения энергозатрат при их переработке.

Процессы теплопередачи внутри шихты и теплообмена между шихтой и газовым потоком описываются системой дифференциальных уравнений энергетического баланса, получаемого при взаимодействии двух взаимопроникающих и движущихся на встречу друг другу потоков.

В предлагаемой модели в верхнюю часть шахты печи подается шихта техногенных отходов с начальной температурой t_0 и удельным расходом G_M^0 . На встречу движущейся вниз шихте поднимается газовый поток, нагретый в нижней части печи одним или несколькими плазмотронами с начальной температурой T_0 и удельным расходом G_T^0 . Шихта, перемещаясь по шахте, подвергается последовательно сушке, пиролизу и газификации органической компоненты отходов. Неорганическая часть техногенных отходов переходит в зоне плавления в расплав. Поднимающийся газовый поток насыщается переходящей в газообразное состояние органической составляющей и водяным паром.

Для вычисления объемной удельной мощности тепловыделения $q_{V_{эм}}(x)$, получаемой в зоне сушки при протекании в ней электрического тока, используется 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.

Термохимические процессы, протекающие при взаимодействии шихты с газовым потоком описывается системой уравнений, включаемых в программный комплекс отдельным модулем.

Экспериментально показано, что при газификации органических отходов с влажностью 50% при производительности печи $G_M = 90$ кг/час требуется мощность плазмотрона около 120 кВт. Уменьшение влажности отходов до 29% приводит к снижению мощности плазмотрона до 50 кВт.

Рассмотрим влияние резистивного нагрева отходов в зоне сушки электропечи. Ввод дополнительной мощности, в рассматриваемом случае, посредством резистивного нагрева $P = 120 - 50 = 70$ кВт позволяет уменьшить мощность плазмотрона на 58% для заданной производительности электропечи. Уменьшение требуемой мощности плазмотрона позволяет заметно повысить ресурсные характеристики плазменного блока установки, переходя на плазмотрон с меньшими рабочими токами при увеличении сроков службы электродов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ по соглашению о субсидии №14.607.21.0118 (уникальный идентификатор проекта RFMEFI60715X0118)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРЫ ВИХРЕЙ В ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Дремов С.В.^{1,2}, Шторк С.И.^{1,2}, Скрипкин С.Г.¹, Кабардин И.К.¹

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: supersonny@mail.ru

Исследование крупномасштабных вихревых структур актуально, так как такие структуры регулярно встречаются в природе и широко используются в технических приложениях, например, в вихревых топках. Изучение таких структур открывает широкие возможности для решения практических задач, а также представляет большой интерес с научной точки зрения [1].

Целью данной работы является экспериментальное исследование взаимодействия пары прецессирующих вихрей в тангенциальной вихревой камере.

Исследования проводились на замкнутом гидродинамическом контуре при различных значениях входных параметров, что позволяло контролировать в широком диапазоне режимы вихревого течения. Рабочий участок представлял собой вихревую камеру тангенциального типа с цилиндрическим сечением, где за счет специфичной геометрии образовывалась двойная вихревая структура. Рабочий участок изготовлен из оргстекла, что давало широкие возможности для оптического доступа к полю течения. Жидкость в камеру подавалась тангенциально через прямооточные прямоугольные сопла, которые были расположены в три яруса и объединены в угловые блоки. Основными параметрами в работе являлись конструктивный параметр крутки S и число Рейнольдса $Re = DU_0/\nu$, где $D = 190$ мм – диаметр камеры, U_0 – среднерасходная скорость, а ν – кинематическая вязкость воды. Конструктивный параметр крутки определялся следующим образом $S = D^2 \sin(\gamma)/(N\sigma_n)$, где $N = 12$ – количество сопел, σ_n – площадь поперечного сечения сопла, а γ – угол поворота сопел относительно центра канала. Угол γ менялся от 0 до 45 градусов. Расход жидкости Q поддерживался в пределах от 3 до 25 м³/час. Исходя из этого, параметр крутки изменялся в диапазоне 0 ÷ 6,6, а число Рейнольдса в диапазоне 6000 ÷ 52000.

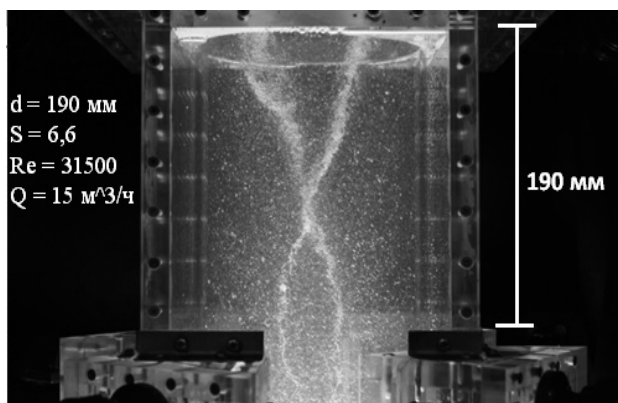


Рис. 1. Визуализация пары взаимодействующих вихрей.

На первом этапе была выполнена визуализация течения. Для визуализации использовался LED прожектор, освещающий рабочий участок со стороны дна. Фотографии течения фиксировались фотоаппаратом Canon EOS 7D (рис. 1). В ходе визуализации обнаружено присутствие двух переплетенных друг с другом прецессирующих вихрей, стабильно воспроизводимых во всем диапазоне рабочих параметров.

На основе полученных в процессе визуализации видеоматериалов построена зависимость частоты прецессии системы из двух вихрей от расхода жидкости. Зависимость хорошо описывается линейной функцией f [Гц] = $0.97 \cdot Q[\text{м}^3/\text{ч}] - 0.45$. Эта зависимость, построенная в безразмерном виде, свидетельствует об автомодельности числа Струхала от числа Рейнольдса, что согласуется с результатами работы [2].

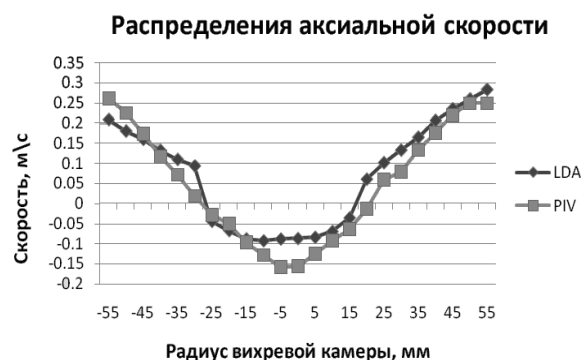


Рис.2. Распределения осевой компоненты скорости, полученные методом LDA и PIV.

Для количественного исследования течения использовались методы Лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) и Цифровой трассерной визуализации (PIV). Пример измерений в области радиальной координаты $r = -55 \div 55$ мм для $S = 6.6$, $Re = 40000$ (рис. 2) показывает, что расхождение измерений ЛДА и PIV не превышает 10%. Профили скорости показывают наличие зоны возвратного течения ($r = -25 \div 25$ мм) и наличие двух вынужденных вихрей ($r = -55 \div -25$ мм и $r = 25 \div 55$ мм).

Список литературы

1. Алексеев С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. - Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО РАН, 2005. 504 с.
2. Cassidy J.J., Falvey, H.T. Observation of unsteady flow arising after vortex breakdown// Journal of Fluid Mechanics. 1970. № 41. P. 727-736.

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

Готовский М.А.¹, Сухоруков Ю.Г.¹, Судаков А.В.¹, Федорович Е.Д.¹, Егоров М.Ю.²¹ ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», Санкт-Петербург² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра ВеликогоE-mail: Egorov12m2u@mail.ru

Введение. Теплообменное оборудование машзала современных АЭС – подогреватели питательной воды, сепараторы-перегреватели (СПП) турбин насыщенного пара, деаэраторы, маслоохладители – представляет систему для эффективной и надёжной работы паровой турбины и всей ядерной энергоустановки, вносит значительный вклад в её металлоёмкость. Улучшение массогабаритных показателей этого оборудования можно достичь, перейдя от теплообменных аппаратов поверхностного к аппаратам смешивающего типа, интенсифицировав теплообмен за счёт оребрения поверхностей, закрутки потоков и т.д. [1].

В докладе представлены результаты, достигнутые при проектировании и промышленном использовании теплообменного оборудования машзала АЭС.

1. СПП турбин АЭС с реакторами типов ВВЭР и РБМК. Опыт создания и эксплуатации СПП насчитывает 50 лет, начиная с проектирования первого отечественного аппарата СПП-500 для Ленинградской АЭС с РБМК-1000. В этом аппарате (см. рис. 1) удачным образом реализован принцип размещения сепарационных блоков на периферии, что обеспечило их работу в области докритических (без срыва жидкости) скоростей осушаемого пара в сочетании с высокой интенсивностью теплоотдачи при поперечном обтекании трубных пучков спиральных змеевиков перегревателя. Эксплуатация выявила и недостаток конструкции этих аппаратов – плоское днище, где скапливался сепарат, в котором, при контакте с более «горячими» (на 100...120К) трубками с греющего пара высокого давления, возникало неустойчивое кипение. Это приводило к термоциклированию этих трубок, что стало причиной замены аппаратов СПП-500 на аппараты СПП-500-1, которые в модифицированном виде [2] эксплуатируются на всех отечественных АЭС с РБМК-1000. Модернизация позволила снизить влажность пара за сепаратором до уровня, близкого к проектному (0,2...0,8)%, повысить перегрев пара, выровнять подвод пара по периметру входной камеры. Но аппарат все же нельзя признать полностью соответствующим требованиям надёжной эксплуатации в течение периода службы энергоблока (50 лет).

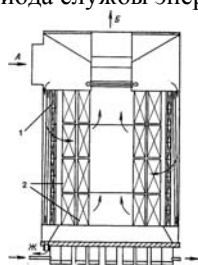


Рис. 1. Схема СПП-500: 1–сепаратор, 2–перегреватель, А–влажный пар, Б–перегретый пар, Ж–отвод сепарата.

Предложены мероприятия для проведения на тех энергоблоках с РБМК, которые ещё будут эксплуати-

роваться в течение длительного времени: 1) использование «олуненных» трубок для перегревателя СПП [3]; 2) возврат к концепции организации сепарации и перегрева пара по типу аппарата СПП-500.

Для СПП с блоками ВВЭР предложено использование в перегревателе низкоробристых труб в целях интенсификации теплопередачи (см. пример в [4]).

2. Подогреватели смешивающего типа. Предлагается использовать успехи применения смешивающих подогревателей низкого давления (ПНД) для перехода к бездеаэраторным тепловым схемам (БТС) в традиционной энергетике для АЭС нового поколения. В атомной энергетике толчком к принятию БТС как альтернативы устоявшимся взглядам на конфигурацию системы регенерации является применение новых схемных решений, появление более надёжного оборудования. В современных проектах АЭС используют замкнутые схемы отвода остаточного тепла РУ и активные, и пассивные (СПОТ), что существенно снижает требования к запасу воды в деаэраторе. Как показали натурные испытания [5], смешивающие ПНД обеспечивают стабильную деаэрацию питательной воды до требуемых для АЭС значений (рис. 2).

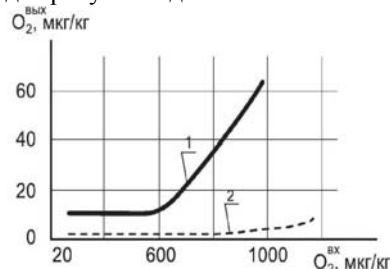


Рис. 2. Содержание кислорода после ПНД. Деаэрация: 1– без барботажной ступени; 2– с барботажной ступенью.

Такой переход дает возможность существенного выигрыша в экономичности и улучшения массогабаритных характеристик турбоустановки.

Заключение. Применение конструктивных решений и средств интенсификации теплообмена (организация срывных течений при поперечном обтекании труб, оребрение, «олунение», закрутка потока), позволяет повысить эффективность и надёжность теплообменного оборудования машзала АЭС.

1. Б.В. Дзюбенко, Ю.А. Кузма-Кичта, А.И. Леонтьев и др. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро и наномасштабах. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2008. 532 с.
2. М.А. Готовский, Б.С. Фокин, М.Я. Беленький и др. Результаты испытаний модернизированных сепараторов-перегревателей турбоустановки К-500-65/3000 энергоблока № 4 Ленинградской АЭС // Теплоэнергетика. 2012. № 2. С. 27–32.
3. М.А. Готовский. Теплоотдача и сопротивление каналов с олуенными поверхностями. СПб: Страта, 2016. 209 с.
4. К.Н. Денисов. Расчётно-экспериментальное обоснование параметров и конструкции СПП для перспективных блоков АЭС с ВВЭР. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. 2013. 23 с.
5. Трифонов Н.Н., Бельский А.Б. Пути совершенствования // Росэнергоатом. 2010, № 2. С. 26–29.

СРАВНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ И ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПАРОГЕНЕРАТОРАХ АЭС С ВВЭР БОЛЬШИХ МОЩНОСТЕЙ КАК ОСНОВА ВЫБОРА ТИПА ПАРОГЕНЕРАТОРА НА ПЕРСПЕКТИВУ

Федорович Е.Д.¹, Егоров М.Ю.², Агафонова Н.Д.², Парамонова И.Л.²

¹ ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И.И. Ползунова», Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

E-mail: Egorov12m2u@mail.ru

Введение. В современных парогенераторах (ПГ) насыщенного водяного пара АЭС с водоводяными ядерными реакторами осуществляются сложные рабочие процессы: передача теплоты от греющего реакторного теплоносителя к нагреваемой и испаряемой воде второго контура, многократная естественная циркуляция (МЕЦ) пароводяной смеси в межтрубном пространстве аппарата, сепарация – отделение воды от пара, направляемого из парогенератора в паровую турбину. Не является простой и эксплуатация ПГ – значительная часть остановов АЭС вызывается неполадками в ПГ. Современные ПГ – это крупногабаритные аппараты. При четырёхпетлевой компоновке отечественных ядерных паропроизводящих установок (ЯППУ) с реакторами ВВЭР-1000 оборудование первого контура занимает значительную площадь под защитной оболочкой реакторной установки.

В отечественной атомной энергетике с ВВЭР получили исключительное распространение горизонтальные ПГ (ГПГ). ПГ, разработанные за рубежом для блоков с PWR, как правило, вертикальные. Длительный опыт эксплуатации обоих типов ПГ выявил как их достоинства, так и недостатки в конструктивном исполнении и в организации рабочих процессов. Сравнение особенностей этих процессов, которому посвящён доклад, представляется важным для выбора пути развития отечественного парогенераторостроения для АЭС с ВВЭР. Дискуссии по этому вопросу не прекращаются и сегодня [1], что свидетельствует об интересе проектировщиков АЭС с ВВЭР к задаче выбора ПГ и о сложности её решения.

1. Горизонтальные ПГ. В процессе эксплуатации проявились следующие недостатки:

- небольшая, ограниченная диаметром корпуса, высота контуров МЕЦ; это означает, что движущие напоры ЕЦ малы и малы скорости пароводяной смеси, что ограничивает паропроизводительность аппарата, ухудшает продуваемость межтрубных зазоров, способствуя накоплению в застойных областях продуктов коррозии рабочего тела («шлама»);
- малый запас по уровню воды (расстояние между верхними рядами теплообменных труб и уровнем ≈ 500 мм); т.е. при колебаниях уровня возможно «оголение» верхних рядов труб, прекращение охлаждения теплоносителя в них, нестационарный локальный перегрев металла «холодного» коллектора греющего теплоносителя (термоциклические повреждения);
- появление и развитие трещин в коллекторах; это явилось причиной массовой замены ГПГ на АЭС РФ [2].

Четырёхпетлевая схема первого контура ЯППУ с ВВЭР-1000(1200) является вынужденной, т.к. при условии транспортировки по железной дороге ГПГ имеют относительно небольшую предельную единичную мощность 250...270 МВт (эл.).

2. Вертикальные ПГ. Зарубежные ВПГ прошли сложный и трудный путь освоения, некоторые из трудностей (виброизнос трубных пучков под действием потока пароводяной смеси), не преодолены до сих пор. Слабым местом является горизонтальная трубная доска. Указанные недостатки, в частности, «дентинг», привели к замене более 300 ПГ на зарубежных АЭС. Однако, большие, чем для ГПГ единичные мощности ВПГ (до 500...600 МВт (эл.)) позволяют реализовать ЯППУ в трёх- и двухпетлевом варианте, что способствует сокращению металлоёмкости оборудования первого контура. Тяговая высота контуров МЕЦ в ВПГ больше, чем в ГПГ (~10 м вместо ~2,5 м), что способствует интенсификации теплообменных процессов (кипение, перемешивание водяной и паровой фаз). К настоящему времени в РФ ВПГ существуют в проектах [3], в которых использованы вертикальные коллекторы теплоносителя, что позволит уменьшить вероятность осаждения «шлама» на поверхности коллектора. В ВПГ можно организовать выделенный экономайзерный участок для увеличения величины среднего температурного напора между средами и давления вырабатываемого пара, что приведет к повышению эффективности термодинамического цикла АЭС [4].

Для ВПГ-250 НПО ЦКТИ, ЗИОМАР, ВНИИАМ, ВТИ, ПО Ижорский завод выполнен комплекс расчётно-экспериментальных работ [4], подтвердивший эффективность организованных рабочих процессов.

Заключение. Эксплуатируемые сегодня на отечественных и зарубежных АЭС с ВВЭР (PWR) ГПГ и ВПГ имеют практически неустраняемые недостатки как в конструкции, так и в организации рабочих процессов. Учитывая опыт эксплуатации ПГ обоих типов, представляется целесообразной разработка нового отечественного проекта ВПГ и создание его опытного образца с целью определения перспектив развития этого направления парогенераторостроения.

1. Харченко С.А., Лахов Д.А. О предельной мощности ГПГ // Мат. 16 науч.-техн. конф. ОКБ "Гидропресс". Подольск, 2014.
2. Махутов Н.А., Драгунов Ю.Г., Фролов К.В. и др. Несущая способность ПГ ВВЭР. М.: Наука, 2003. 439 с.
3. Судаков А.В., Силин В.В., Беленький М.Я. Перспективы создания ВПГ с ширмовой поверхностью нагрева для современных АЭС с реакторами типа ВВЭР // Теория и практика совр. наук.: мат. VI Межд. научн.-практ. конф. М., 2012. С. 137–145.
4. Кругликов П.А. Выбор параметров тепловых схем АЭС с водоохлаждаемыми реакторами с учетом режимных факторов и требований унификации. Авт. дисс. ... к. техн. н. Л., 1985. 22 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ ФРЕОНА 134А В ЦИКЛИЧЕСКОМ ПРОЦЕССЕ КИПЕНИЯ - КОНДЕНСАЦИИ

Елистратов Д.С., Чернов А.А., Мелешкин А.В., Мезенцев И.В.

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

E-mail: mezn@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 [1-3]. Отличительной их особенностью была высокая скорость гидратообразования, что, прежде всего, обусловлено существенной интенсификацией тепло-массообменных процессов.

В настоящей работе представлены экспериментальные исследования гидратообразования фреона 134а в циклическом процессе его 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 гидродинамических процессов 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 наполовину заполнялся водой. В начальный момент времени вода охлаждалась до температуры 2 - 4 °С. Далее в сосуд подавался газобразный фреон 134а. Фреон быстро конденсировался на охлаждаемых стенках и стекал на дно установки, формируя жидкий слой. Нижняя часть рабочего участка подогревалась до температуры, при которой происходило вскипание слоя фреона. 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 теплоотводом в окружающую среду. На поверхности воды пузырьки разрушались, оставляя после себя хлопья газогидрата. Пары фреона, не перешедшие в газовый гидрат, конденсировались на стенке рабочего участка и в виде капель стекали на дно сосуда, где смешивались с кипящим слоем жидкого фреона. Очевидно,

рассматриваемый процесс являлся циклическим и продолжался до тех пор, пока весь жидкий фреон, выкипая, не перешел в газогидрат (рис. 1). Скорость процесса лимитировалась подводом тепла к нижней стенке и отводом тепла от боковых стенок установки.

Таким образом, был предложен новый и достаточно простой способ получения газогидратов, который представляется энергетически эффективным и может служить основой технологии быстрого получения газогидратов в промышленных масштабах.



Рис. 1 Газогидрат, полученный в ходе эксперимента

Список литературы

1. A.A. Chernov, V.E. Dontsov 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. V.E. Nakoryakov, I.V. Mezentsev, A.V. Meleshkin, D.S. Elistratov, and A.Yu. Manakov Experimental Investigation of Gas-Hydrate Formation by Underwater Boiling of a Condensed Gas Layer //Journal of Engineering Thermophysics. 2015, Vol. 24, № 4.
3. В.Е. Накоряков, И.В. Мезенцев, А.В. Мелешкин, Д.С. Елистратов, А.А. Чернов, Н.Н. Мезенцева. Получение газогидрата фреона R134а при вводе жидкого азота в объем воды // Труды XV Минского международного форума по тепломассообмену. Минск, 2016, с. 431-433.

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

ОСОБЕННОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ ЖИДКОСТИ В КРУПНОМАСШТАБНЫХ ДИСТИЛЛЯЦИОННЫХ КОЛОННАХ СО СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКОЙ. НОВЫЕ ИДЕИ И ПОДХОДЫ.

Павленко А.Н., Жуков В.Е., Печеркин Н.И., Li X., Sui H.

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. Основным требованием для эффективной работы дистилляционной колонны является достижение равномерностей распределения по ее сечению пленки жидкости, стекающей по поверхности насадки, и противоточного потока пара. Для достижения этой цели разработаны насадки, состоящие из листов металла с нанесенной структурой разного масштаба, а также высокопроницаемые пористые насадки [1]. 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 компенсаторного воздействия со стороны распределителя жидкости на крупномасштабную неравномерность состава смеси по сечению колонны.

Эксперименты проводились на крупномасштабном исследовательском стенде «Большая Фреоновая Колонна», детальное описание которого приведено в [2]. В дистилляционной колонне диаметром 0.9 м была установлена структурированная насадка Zulser 350Y. Опыты проводились на 19-ти и 10-ти слоях насадки при общей высоте насадки 4 и 2.1 м, соответственно. 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 126 электромагнитных клапанов, перекрывающих отверстия диаметром 5 мм. Каждый клапан имел независимое управление от ПК посредством специально разработанного программного обеспечения, позволяющего реализовать как режим ручного управления отдельным взятым клапаном, либо произвольной группой клапанов, так и программное переключение клапанов по любому заранее определенному алгоритму с временной дискретизацией 1с. Реакцию колонны на воздействие со стороны распределителя жидкости наблюдали в режиме реального времени по показаниям 3-х групп термометров, установленных в 3-х различных по высоте насадки сечениях колонны.

Каждая группа состояла из 16-ти термометров равномерно распределенных по сечению насадки. Их показания отображались на мониторе компьютера в виде топограмм. Группы термометров 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.

Эксперименты проводились при различных конфигурациях структуры точек орошения распределителя жидкости с сохранением общего числа точек орошения. Наибольшее число экспериментальных данных было получено для двух конфигураций структуры точек орошения, а именно: конфигурация *Half_Column* (HC) и конфигурация *Pulse*. Конфигурация HC – половина сечения насадки орошается в течение времени t_1 , вторая половина сечения при этом остается закрытой. Затем происходит переключение клапанов и смена орошаемой и неорошаемой зон сечения на период времени t_2 . После этого цикл периодически повторяется. Основной массив данных для конфигурации HC получен при равных значениях времен t_1 и t_2 в диапазоне от 5 до 160 с. Конфигурация *Pulse* – насадка орошается равномерно распределенными по сечению отверстиями в течение времени t_1 , затем все отверстия закрываются на период времени t_2 . Далее цикл повторяется.

Проведенные эксперименты показали, что периодическое воздействие со стороны системы орошения на формирующуюся в насадке крупномасштабную неравномерность состава смеси способно существенно повлиять на структуру распределения параметров потоков по сечению и высоте массообменной поверхности. Существенно неравномерное периодическое орошение насадки способно увеличить эффективность разделения колонны в пределах 20% при значениях периода переключения, соизмеримых с собственными временами формирования крупномасштабной неравномерности.

1. Pavlenko A.N., Zeng J., Pecherkin N.I., Zhukov V.E., Volodin O.A. Separation efficiency and pressure drop of SiC ceramic and Mellapak structured packings // Journal of Engineering Thermophysics, 2016, Vol. 25, No.1, P. 1-14.
2. . 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. – Vol. 60, Issue 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)

ВИЗУАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕГОСЯ ФРОНТА ИСПАРЕНИЯ В ПРЕДЕЛАХ ТОЛЩИНЫ ТЕПЛООВОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

Жуков В.Е., Кузнецов Д.В., Моисеев М.И.

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

E-mail: zhukov@itp.nsc.ru

Нестационарное тепловыделение на локальном участке теплообменника может создать метастабильный слой соприкасающегося жидкого теплоносителя и привести к образованию и распространению паровой пленки. Существует ряд моделей, описывающих распространение невозмущенного самоподдерживающегося фронта испарения, а также одиночные попытки моделирования динамики распространения фронта с учетом мелкомасштабных возмущений межфазной поверхности в условиях интенсивного испарения [1].

Цель данной работы – получение экспериментальных данных о процессе распространения фронта испарения в пределах толщины теплового слоя при нестационарном тепловыделении.

Эксперименты проводились в условиях большого объема в жидкости фреон R-21 при приведенном давлении 0.037 и 0.068. В качестве рабочих участков использовалась трубка диаметром 3 мм из стали 12X18H10T, а также проволока диаметром 1 мм из того же материала. Для визуализации фронта испарения в пределах толщины теплового слоя использовалось освещение в проходящем свете. В качестве источника освещения применялся лазерный нивелир с длиной волны 650 мкм либо сверхяркая светодиодная сборка. В случае использования лазера на рабочем участке диаметром 3 мм тепловой слой наблюдался как затененная область, при использовании светодиодного освещения верхняя граница теплового слоя наблюдалась как темная линия, а пространство теплового слоя вблизи греющей стенки наблюдалось как прозрачная жидкость. На рабочем участке диаметром 1 мм, за счет большей кривизны теплового слоя, лучи лазера не отражались от границы теплового слоя, преломляясь проходили через слой, делая видимым объекты внутри слоя. Толщина теплового слоя при этом визуально наблюдалась в виде слабо-контрастной полуразмытой линии. На рис.1 приведены зависимости величин толщины теплового слоя от времени с начала тепловыделения, измеренные по данным видеозаписи и полученные расчетом для плоского слоя по формуле

$$\delta = 2.4\sqrt{a\tau}$$

В экспериментах проводилась видеосъемка, позволяющая наблюдать распространение фронта испарения на длине порядка 30 мм. По результатам данной видеосъемки определялась скорость распространения фронта испарения в зависимости от перегрева стенки по отношению к температуре насыщения. Также проводилась макровидеосъемка, которая позволяла рассмотреть с большей детализацией структуру межфазной поверхности фронта с одновременным наблюдением теплового слоя с использованием теневой методики. Максимальное разрешение видео-

съемки, которое удалось получить в режиме макро – порядка 10 мкм на пиксел.

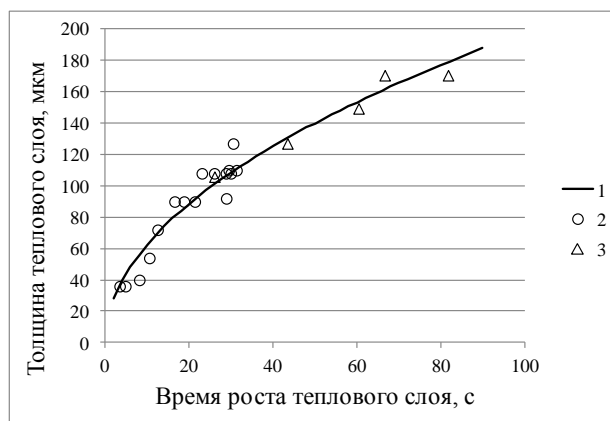


Рис. 1. Толщина теплового слоя по результатам измерения на кадрах видеосъемки. 1 – расчет; 2 – насыщенная жидкость; 3 – недогретая жидкость

На рис. 2 и 3 приведены фрагменты распространения фронта испарения в насыщенной и недогретой жидкостях при одной и той же температуре жидкости 25 °С.



Рис. 2. Фрагмент распространения фронта испарения в насыщенной жидкости. $P = 0.193$ МПа

В условиях жидкости, существенно недогретой до температуры насыщения, фронт распространяется в тонкой части теплового слоя, прилегающей к нагретой стенке, и существенно перегретой относительно температуры насыщения при данном давлении.



Рис. 3. Фрагмент распространения фронта испарения в недогретой жидкости. Толщина теплового слоя до температуры насыщения 38 мкм, полная толщина теплового слоя 120 мкм. Экспозиция 8 мкс; $\Delta T_s = 46$ К; $P = 0.353$ МПа.

1. Pavlenko A.N., Lel' V.V. Approximate model for calculation of self-sustaining evaporation front // Thermophysics and Aeromechanics, 1999, Vol. 6, No.1, P. 105-117.

Исследование выполнено в ИТ СО РАН за счет гранта РФФИ № 15-08-01359

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА НА ВЫПУКЛОЙ ПОВЕРХНОСТИ КОЛЬЦЕВОГО КАНАЛА ПРИ НАЛИЧИИ ИНТЕНСИФИКАТОРОВ РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Агишев Б. Ю.¹, Болтенко Э.А.², Варава А.Н.¹, Дедов А.В.¹, Захаренков А.В.¹, Комов А.Т.¹

¹ Национальный исследовательский университет “МЭИ”, Москва

² Акционерное общество «Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности атомных электростанций», Электрогорск

E-mail: Zaharenkov.aleks@mail.ru

Работа является продолжением экспериментальных исследований по интенсификации теплообмена на стенде ТВС в “НИУ “МЭИ” [1-2]. Кратко представлены описание рабочего участка и конструкции интенсификаторов, перечислены основные геометрические параметры. Представлены новые экспериментальные данные по потерям давления и коэффициенту теплоотдачи при использовании интенсификатора ребро – закрученная проволока в режиме однофазной конвекции. В работе расширен диапазон режимных параметров и геометрических характеристик интенсификатора. Выявлена зависимость коэффициентов гидравлического сопротивления и числа Нуссельта от шага закрутки скрученной проволоки, показано влияние ребер на коэффициент теплоотдачи. Установлено, что для любого шага закрутки в диапазоне от 20 до 100 мм максимум теплоотдачи соответствует относительной высоте ребра $\dot{H} = 0,35$. Экспериментально получено увеличение коэффициента теплоотдачи на выпуклой обогреваемой поверхности.

Введение

В данной работе рассматривается метод интенсификации теплообмена, основанный на организации взаимодействующих потоков в кольцевом канале. В “НИУ “МЭИ” выполнен цикл работ по экспериментальному обоснованию данного метода для однофазной конвекции. Опытные данные по теплообмену и гидродинамике получены на экспериментальном стенде ТВС, оснащенный современной аппаратурой и измерительными системами, включая автоматизированную систему управления (АСУ) и автоматизированную систему сбора и обработки информации (АСНИ).

Описание конструкции интенсификаторов

На выпуклой поверхности цилиндрической трубы вдоль образующей цилиндра устанавливается четыре ребра. Сверху на ребра навивается проволока с заранее выбранным шагом, которая приваривается к ребрам. Поток жидкости, формируемый проволокой, оказывается закрученным, и его ось направлена под некоторым углом к оси канала. Второй поток (транзитный), омывающий выпуклую (внешнюю) поверхность трубы, направлен вдоль ее оси. В целях проведения измерений с различной интенсивностью транзитного и закрученного потоков при монтаже интенсификатора варьировалась высота ребер и толщина проволоки.

Некоторые экспериментальные данные

Как показали проведенные ранее исследования [1] при шаге закрутки скрученной проволоки $t = 50$ мм установка данного типа интенсификатора приводит к

существенному увеличению потерь давления на рабочем участке. Поэтому одной из задач данного исследования было определение оптимальных шагов закрутки, при которых рост гидравлического сопротивления был бы удовлетворительным для возможности использования интенсификатора.

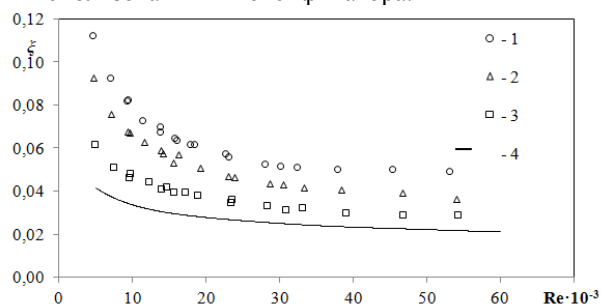


Рис. 1. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса ($p = 3$ МПа, $\dot{H} = 0,23$): 1 – $t = 40$ мм, 2 – $t = 60$ мм, 3 – $t = 100$ мм; 4 – гладкий кольцевой канал

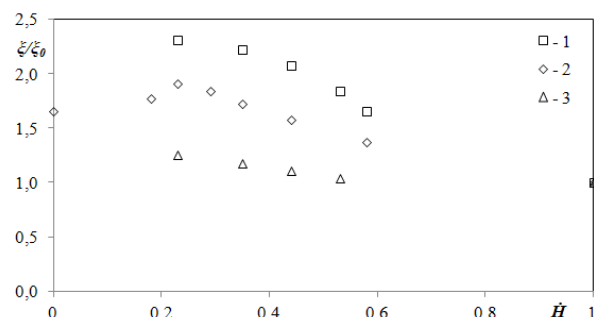


Рис. 2. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления ξ/ξ_0 от безразмерного параметра \dot{H} ($p = 3$ МПа): 1 – $t = 40$ мм, 2 – $t = 50$ мм, 3 – $t = 100$ мм

Также в работе проведены исследования по определению коэффициента теплоотдачи для разных шагов закрученной проволоки. Получено значительное увеличение коэффициента теплоотдачи по сравнению с гладким кольцевым каналом.

- Zaharenkov A. V., Boltenko E. A., Varava A. N., Dedov A. V., Komov A. T. Investigation of heat exchange and hydrodynamics parameters in annular channels with interacting swirling flows // 15th International Heat Transfer Conference, 2014, CD.
- Болтенко Э.А., Варава А.Н., Дедов А.В., Захаренков А.В., Комов А.Т., Малаховский С.А. Исследование теплоотдачи и гидравлического сопротивления в кольцевом канале с интенсификаторами теплообмена // Теплоэнергетика, 2015, №3, с.22-28.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-19-10457.

ДИНАМИЧЕСКОЕ СЖАТИЕ И ОТКОЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ ЦЕРИЯ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 6 ГПА

Зубарева А.Н., Уткин А.В.

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: zan@icp.ac.ru

По сравнению с большинством металлов церий выделяется целым рядом необычных свойств. К их числу можно отнести существование критической точки в твердом состоянии на линии изоморфного γ - α превращения, значительный, порядка 13-16%, скачок удельного объема, аномальное поведение сжимаемости церия, его теплового расширения, теплоемкости и других характеристик [1]. Их наличие приводит к формированию весьма сложной картины на фазовой диаграмме церия, реализующейся в области относительно невысоких давлений ($P < 25$ ГПа) [2,3], и образованию сложных многоволновых структур при его быстром динамическом нагружении. Это делает церий важным материалом для проведения динамических, в том числе ударно-волновых, исследований, направленных на получение многофазного уравнения состояния материала и его прочностных характеристик. В связи с этим в последние годы появилось большое число расчетных и экспериментальных работ по исследованию разных областей фазовой диаграммы церия [1-5]. В работе [2] было теоретически показано, что аномальное поведение сжимаемости γ -фазы церия вплоть до давления γ - α -перехода приводит к невозможности формирования в этой области ударного фронта, то есть сжатие церия должно происходить изэнтропически. При дальнейшем увеличении давления в церии ожидается образование двухволновой конфигурации, состоящей из головной волны изэнтропического сжатия, «размытой» во времени, и следующей за ней ударной волны. Существование к настоящему времени экспериментальные данные, тем не менее, оставляют открытыми целый ряд вопросов, связанных с γ - α переходом в ударных волнах. Например, не изучено влияние упруго-пластических свойств на давление фазового перехода, характер распространения волны сжатия и ее структура в γ -фазе, зависимость откольной прочности от скорости деформирования. Экспериментальному исследованию этих вопросов и посвящена данная работа.

В качестве объекта исследования использовались две серии образцов: полученный электролитическим методом церий плотностью 6.75 г/см^3 и чистотой 99.83% и 99.89%. Образцы представляли собой цилиндры высотой 1.5 мм, 2 мм и 4 мм и диаметром 30-50 мм.

Одномерные импульсы сжатия в образцах создавались металлическими ударниками толщиной 0.4 - 2.0 - 4.0 мм, метаемыми с помощью различных типов взрывных генераторов ударных волн [6-8].

С помощью этих взрывных метательных устройств, в церии были получены давления импуль-

сного сжатия в диапазоне от 0.5 до 6 ГПа. Регистрация профилей скорости свободной поверхности образцов осуществлялась с помощью лазерного доплеровского интерферометра VISAR. Для отражения зондирующего излучения лазера на свободную поверхность церия наклеивалась алюминиевая фольга толщиной 7 мкм.

Проведенные эксперименты по одномерному динамическому сжатию церия показали, что γ - α фазовый переход приводит к формированию двухволновой конфигурации при амплитуде импульса сжатия выше 0.8 ГПа, причем волна сжатия в γ -фазе является изэнтропической, что обусловлено аномальной сжимаемостью церия. На основании экспериментальных данных для двух серий образцов получены изэнтропы, сопоставление которых с кривой объемного сжатия позволяет оценить сдвиговые напряжения величина которых достигает 0.1 ГПа. Следствием этого является увеличение продольных напряжений при фазовом переходе по отношению к давлению объемного сжатия, которое имеет значение 0.76 ГПа, совпадающее с полученным в статических условиях. Значение давления фазового перехода зависит от условий изготовления образца и расхождение превышает 10%. Также показано, что скорость деформирования в разгрузочной части импульса оказывает сильное влияние на откольную прочность церия.

1. М.В. Жерноклетов, А.Е. Ковалев, В.В. Комиссаров и др. Исследование фазовых превращений церия в ударно-волновых экспериментах // ЖЭТФ, 2011, т. 139. № 2. с. 249-257.
2. В.М. Елькин, Е.А. Козлов, Е.В. Какшина, Ю.С. Морева. Уравнение состояния и особенности динамического сжатия церия в области (γ - α)-фазового перехода // ФММ, 2006, т.101, №3, с. 232-241.
3. B.J. Jensen, F.J. Cherne, J.C. Cooley, M.V. Zhernokletov, A.E. Kovalev. Shock melting of cerium // Physical Review B, 2010, v. 81, p.214109.
4. Hu Xiaomian, Pan Hao, and Dai Chengda. Study on the kinetics of γ and α phase transition in cerium material // AIP Conf. Proc. 1426, 2012, pp. 1567-1570.
5. А.В. Николаев, А.В. Цвященко. Загадка $\gamma \rightarrow \alpha$ и других фазовых переходов в церии // УФН, 2012, т. 182. №. 7. с. 701-726.
6. В.В. Якушев, А.В. Уткин, С.А. Колдунов, М.И. Кулиш. Компактное взрывное устройство для разгона алюминиевых ударников до скорости 3 км/с // ПТЭ, 2011, №3, с.149-153.
7. S.A. Kolesnikov, et al., Shock-Wave and Detonation Studies at ITER-TWAC Proton Radiography Facility // AIP Conf. Proc. 1426, 2012, pp. 390-393.
8. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. // М.: Янус-К, 1996.- 408 с

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-38-00474).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ

Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Апфельбаум Е.М.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: ivanov_mf@mail.ru

Стремление к увеличению объема передаваемой за единицу времени по волоконным оптическим световодам информации приводит к необходимости повышения мощности передающих лазеров, что повышает вероятность разрушения световода в результате возникновения оптического пробоя. Возникая на микродефектах материала световода, пробой создаёт область повышенной концентрации свободных электронов, интенсивно поглощающих лазерное излучение, и на встречу излучению распространяется волна пробоя, которая в зависимости от интенсивности поглощаемого излучения поддерживается механизмами разной физической природы и соответственно распространяется с существенно разными скоростями. При этом, хотя вкладываемая в результате пробоя энергия весьма мала и во многих экспериментах не превышает 0.25 мДж, фокусировка энергии на масштабе порядка длины поглощения (~1 мкм), приводит к высоким интенсивностям поглощаемого излучения, достигающим 4 ГВт/см² [1]. Именно концентрация энергии на микромасштабах определяет специфическую физику развития рассматриваемых процессов и режимы распространения волны пробоя. Так при повышении интенсивности лазерного излучения до ГВт/см² в материале световода наблюдается распространение волны разрушения со скоростями много большими скорости теплопроводности, но меньшими (примерно в два раза) скорости звука в холодном кварцевом стекле, причём физика этого процесса в настоящее время до конца ещё не изучена.

В настоящей работе методами математического моделирования анализируется процесс поглощения световодом из плавленого кварцевого стекла диаметром 7 мкм лазерного излучения интенсивностью 4 ГВт/см² и продолжительностью 250нс. В процессе поглощения излучения давление в кварцевом стекле достигает нескольких ГПа, а температура – 10кК. Для оценки термодинамических характеристик диэлектрика при интенсивном лазерном воздействии были построены две математические модели уравнения состояния кварцевого стекла. В первом случае уравнение состояния строилось на основе известных физических соотношений, описывающих вклад ионной и электронной компонент в давление и внутреннюю энергию кварцевого стекла, а во втором случае – уравнение состояния строилось полуэмпирически на основе данных об ударных адиабатах кварца вплоть до 10 ГПа и представлениях о положении критической точки кварцевого стекла [2]. Теплопроводность была рассчитана в приближении времени релаксации. Этот подход предполагает, что основной вклад в теплопроводность вносит рассеяние электронов на тяжёлых частицах. Поэтому для его реализации тре-

буется знать состав исследуемого вещества и транспортные сечения рассеяния на этих тяжёлых частицах, данные по которым были получены ранее в [3], где использовалась так называемая химическая модель вещества. Было проведено как одномерное, так и двумерное численное моделирование процесса. При этом одномерные расчёты проводились по полностью консервативной лагранжевой схеме, а двумерные – по свободной лагранжево-эйлеровой методике.

Проведённое математическое моделирование распространения волны оптического пробоя в кварцевом стекле позволило следующим образом воспроизвести физическую картину процесса. В результате оптического пробоя в твёрдотельной среде формируется и распространяется далее в обе стороны от изначального пробоя со скоростью, немного превосходящей скорость звука в кварцевом стекле при нормальных условиях, ударная волна с интенсивностью в несколько ГПа. При этом температура за волной остаётся близкой к нормальной. Поглощение лазерного излучения происходит в тонком слое толщиной порядка 1.0мкм, распространяющемся от зоны изначального пробоя навстречу падающему излучению со скоростью порядка 300м/с. В поглощающем слое температуры достигают величины, близкой к 10кК. При этом на передней границе слоя, как показывают оценки, могут создаваться условия для разрушения слоя при очень большом градиенте температуры и для распространения декомпозиции вещества со скоростью порядка скорости звука в нагретом до 2–3кК и расплавленном кварцевом стекле, что соответствует экспериментальным данным.

Заметим, что картина развития ударно-волнового процесса в кварцевом стекле воспроизведена в результате достаточно детальных расчётов и согласованных с экспериментами моделей, тогда как процесс разрушения материала получен на основании только оценок, основанных на полученной общей картины нагружения и нагрева материала, что позволяет рассматривать представленный материал как предварительный, формирующий базу для дальнейших исследований сложной проблемы распространения волн оптического пробоя в конденсированных средах.

1. Е.М. Дианов, В.Е. Фортов, И.А. Буфетов и др. Детонационно-подобный режим разрушения волоконных световодов при действии интенсивного лазерного излучения // Письма в ЖЭТФ, 2006, т.83, вып. 2. С. 84-88.
2. В.Е.Фортов Уравнения состояния вещества / М.: Физматлит, 2013. 492с.
3. I.Iosilevskiy, V. Gryaznov, A. Solovev Properties of hightemperature phase diagram and critical point parameters in silica // High Temp. - High Press, 2014, v. 43 (2-3). P. 227-241.

Исаченко Е.А.^{1,2}, Орлик Е.В.^{2,3} и Быковская Е.Ф.²¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск³ Новосибирский государственный аграрный университет, Новосибирск

E-mail: orlik.evgeniy@gmail.com

Развитие микроэлектроники тесно связано с проблемой отвода тепла. Интенсивность тепловыделения микропроцессоров в современных компьютерах достигает 100-200 Вт/см², что на пределе возможностей воздушных систем охлаждения. Соответственно, перспективными представляются жидкостные, двухфазные и испарительные системы охлаждения. На сегодняшний день наиболее эффективными являются системы, основанные на использовании импактных струй, течения двухфазного потока в мини-каналах и течения жидкости в микро-каналах. При охлаждении микроэлектронного оборудования данные системы позволяют снимать тепловые потоки до 500–800 Вт/см². Однако электронная промышленность уже сегодня готова производить компоненты, где плотность теплового потока может достигать величины 1–2 кВт/см² и выше [1]. Даже наиболее эффективные системы, использующие двухфазные потоки, неспособны осуществить охлаждение таких компонентов, что является технологическим барьером, препятствующим дальнейшему развитию микроэлектронных систем.

Одно из технических решений, с помощью которого может быть достигнута существенная интенсификация теплообмена, и, соответственно, эффективное охлаждение микроэлектронного оборудования с локальным тепловыделением – устройство с формированием пристенных капельных течений жидкости в микро- и миниканалах. Переход от сплошного пленочного течения к пристеночному капельному течению с увеличением протяженности контактных линий будет приводить к интенсификации теплообмена при испарении. Известны отдельные работы по изучению динамики одиночных капель жидкости в достаточно высоких каналах [2], но существующих данных не достаточно.

Цели данной работы заключались в следующем:

- исследование испарения капли воды, помещенной на подогреваемую подложку, в плоском канале, под воздействием ламинарного потока воздуха;
- изучение динамики одиночной капли в зависимости от ее размера, движущейся по холодной поверхности и нагретой поверхности;
- исследование динамики и взаимодействия двух и более движущихся капель в потоке газа.

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1. Она включает в себя канал с меняющейся высотой от 3 мм до 20 мм, съемные подложки, систему регулирования температуры подложки, систему подачи воздуха. Боковые стенки и верхняя крышка была оборудована оптическими окнами для визуализации. В качестве рабочей жидкости была исполь-

зована сверхчистая вода, полученная с помощью системы Milli-Q. Капли помещались в канал с помощью шприца. Эксперименты проводились на подложке из нержавеющей стали с полированной поверхностью. Число Рейнольдса потока газа варьировалось от 0 до 2000. Температура газа поддерживалась равной 25° С. Нагрев подложки осуществлялся при помощи элементов Пельтье, установленных в контакте с подложкой. Температура подложки в ходе эксперимента регулировалась с точностью до 0.20° С при помощи контролера PR-59. Для регистрации контура капли на твердой подложке в работе использовался теневой метод. Его принцип основан на том, что физический объект освещается параллельным лучом света, а его тень фиксируется камерой, как показано на рисунке 2. Полученные изображения обрабатывались различными методами с помощью программного обеспечения (the Drop Shape Analysis by KRÜSS). Взаимодействие параллельных капель наблюдалось при помощи видео регистрации изображений через верхнее окно.

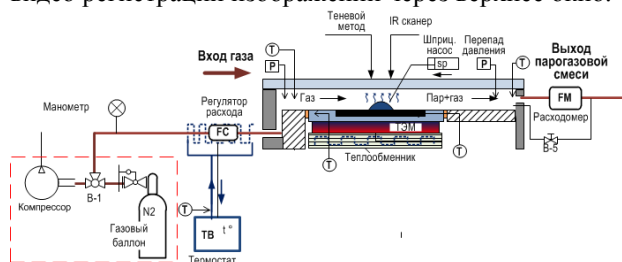


Рис. 2. Схема экспериментального стенда по изучению испарения и динамика капли жидкости



Рис. 2. Теневая фотография капли в потоке воздуха.

Были получены экспериментальные зависимости по испарению капли в зависимости от температуры, числа Рейнольдса и высоты канала. Было показано, что в мини канале возможна организация движения параллельных капель, а также что испарение препятствует их слиянию, что крайне важно для создания устройства с пристеночным капельным течением.

Авторы выражают глубокую благодарность за поддержку этой работы Российскому научному фонду (проект № 14-19-01755).

1. A. Bar-Cohen. Intrachip/interchip enhanced cooling fundamentals // DARPA, Microsystems Technology Office, 2012
2. J. Fan, M.C.T. Wilson, N. Kapur. Displacement of liquid droplets on a surface by a shearing air flow // Journal of Colloid and Interface Science. V 356, P. 286-292, 2011

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕПЛООБМЕННЫЕ СИСТЕМЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ С МИКРОКАНАЛАМИ И НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Кабов О.А.¹

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

E-mail: kabov@itp.nsc.ru

Глобальной проблемой современной науки является проблема, связанная с поиском новых методов повышения энергоэффективности технологий, в том числе с поиском новых методов существенной интенсификации передачи тепла. Данная проблема остро стоит при создании новых высокоэффективных мини- и микросистем, что обусловлено высокими темпами развития электроники и микроэлектроники (чипы, лаборатории в чипах, светодиодная техника, лазеры, радары, конверторы и инверторы и др.), а также глобальной миниатюризацией устройств в различных областях техники, таких как энергетика, автомобилестроение, транспорт, авиация, космическая индустрия, химическая промышленность, биотехнологии, медицина. Задачей является научное обоснование методов реализации процессов переноса в двухфазных системах, позволяющих достигать коэффициентов теплоотдачи порядка 100–200 кВт/м²К и более, тепловых потоков порядка 500–2000 Вт/см² и более, и объемной плотности теплового потока порядка 500–1000 Вт/см³ и более при относительно малых перепадах температур и расходных параметрах. Один из способов существенного повышения производительности теплообменных аппаратов – это реализация процессов тепло- и массообмена с использованием тонких (10–100 мкм) и сверхтонких (1–5 мкм) пленок жидкости. Реализация таких течений стала возможной с использованием микроканалов и микро- и наноструктурированных поверхностей.

Можно классифицировать следующие типы наноматериалов: наночастицы, наностенки, нанолунки, нанотрубки и нановолокна, нанопористые структуры, нанопленки, нанокристаллические материалы. Примером перспективных поверхностей являются созданные с помощью литографии, химического травления, нанесения пленок сублимирующихся материалов, лазерного структурирования или масочно-го выращивания, симметричные кластерные структуры, обладающие контрастным или градиентным смачиванием. Использование микроканалов является принципиальным для целого ряда практических приложений (3Д-чипы, лаборатории в чипах). В работе выполнен обзор достижений в данной области, полученных коллективом, возглавляемым автором лекции, за последние несколько лет. Обсуждаются нерешенные проблемы, поставлены задачи новых исследований. Особенностью поставленной проблемы является мультидисциплинарность, включающая механику, термодинамику, физику, материаловедение, коллоидную химию и прикладную математику. Понимание процессов течения жидкостей, испарения, конденсации и кипения на микро- и наноструктурированных поверхностях создает условия для разработки нового класса высокоэффективных теплообменных систем нового поколения.

Существует три классических способа теплоотвода сверхвысоких тепловых потоков от локализованных источников: 1) кипение в микроканалах, 2) спрейное охлаждение и 3) микроструйное охлаждение. Автором лекции предложено использовать для интенсивного охлаждения испарение тонкого слоя жидкости, движущегося в плоском микроканале под действием потока газа, [1]. Выполнены экспериментальные исследования течения и разрушения пленки жидкости (для воды и легкокипящей диэлектрической жидкости FC-72), увлекаемой потоком газа в горизонтальном канале высотой 0.6–2.0 мм, при нагреве от локального источника тепла размером 1х1 см². В экспериментах был достигнут рекордный для тонкой пленки (толщиной порядка 50–100 мкм) тепловой поток 500 Вт/см², что на порядок превышает предельный тепловой поток для пленки жидкости, стекающей под действием гравитации, для того же расхода жидкости, [2]. Для изучения тепломассообмена на свободной границе газ-жидкость при двухфазном течении в микроканале разработана трехмерная нестационарная математическая модель с учетом деформаций поверхности жидкости. Выполнено детальное исследование интенсивности испарения, [3]. Исследовано разрушение пленок жидкости на поверхностях с различной смачиваемостью, [4]. Выполнены исследования по двухфазным потокам в горизонтальных коротких каналах прямоугольного сечения высотой 50 – 1000 мкм (ширина от 9 до 30 мм) при структурированном раздельном входе газа и жидкости. Режимы течения в исследуемом канале существенно отличаются от классических режимов течения в протяженных каналах большого сечения. Обнаружен струйный режим течения. Для всех исследованных размеров существует область устойчивого раздельного течения, [5].

1. Kabov O.A. Interfacial Thermal Fluid Phenomena in Thin Liquid Films// Intern. Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences. 2010.V. 2, No. 2-3. p. 87–121.
2. Kabov O.A., Zaitsev D.V., Kabova Yu.O., Cheverda V.V. Evaporation, dynamics and crisis phenomena in thin liquid films sheared by gas in a narrow channel// Proc. of the 15th Int. Heat Transfer Conf., August 10-15, Kyoto, Japan, 2014. paper ИТТС15-9537.
3. Kabova Yu.O., Kuznetsov V.V., Kabov O.A. Gravity Effect on Evaporation and Interfacial Deformations in Nonisothermal Liquid Film Moved by a Gas Flow in a Microgap// Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2014. V. 2, No. 1. P. 85–102.
4. Люлин Ю.В., Спесивцев С.Е., Марчук И.В., Кабов О.А. Исследование динамики разрыва горизонтального слоя жидкости с точечным нагревом со стороны подложки// Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, вып. 21, С. 22-29.
5. Chinnov E.A., Ron'shin F.V., Kabov O.A. Two-Phase Flow Patterns in Short Horizontal Rectangular Microchannels// International Journal of Multiphase Flow. 2016. V. 80. P. 57-68.

Работа поддержана Минобрнауки России (Соглашение № 14.604.21.0053 идентификатор проекта RFMEFI60414X0053).

ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ОТ ПЛОТНОСТИ И ОЦЕНКА НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ РАЗРЯДА В ВОДЕ

Карпов Д.И.^{1,2}, Медведев Д.А.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: karpov@hydro.nsc.ru

Под действием экстремально сильного электрического поля термодинамическое состояние диэлектрической жидкости (плотного газа) может при определенных условиях стать неустойчивым, в результате чего происходит фазовый переход с образованием газовой фазы в жидкости (жидкой фазы в паре). Инкремент неустойчивости прямо пропорционален второй производной диэлектрической проницаемости вещества по плотности [1, с. 114]. В работе [2] было показано, что распад на жидкую и газовую фазы происходит анизотропно, то есть пузырьки в жидкости (капли в паре) имеют вытянутую форму и ориентированы вдоль линий напряженности поля. В частности, это явление может объяснить, каким образом при электрическом пробое жидкого диэлектрика в жидкости за очень малые промежутки времени (порядка наносекунд) возникают паровые каналы. Вещество в каналах имеет значительно меньшую электрическую прочность, чем в самой жидкости, что приводит к развитию разряда в каналах и формированию стримеров.

Чтобы оценить критические напряженности поля, при которых возникает анизотропный распад, необходимо знать зависимость диэлектрической проницаемости от плотности в достаточно широком диапазоне при постоянной температуре. Таких измерений в литературе очень мало [3]. Поэтому представляется важным разработать методику расчета зависимости $\varepsilon(\rho)$ для конкретной жидкости при заданной температуре. В настоящей работе выполнены расчеты диэлектрической проницаемости для воды в широком диапазоне плотностей при температурах $T = 670$ К (выше критической), $T = 350$ К и $T = 300$ К.

Использовался метод расчета диэлектрической проницаемости через флуктуации вектора поляризации вещества [4]. Для получения временных рядов – значений вектора поляризации в разные моменты времени – рассчитывалась динамика ансамбля молекул воды методом молекулярной динамики. Использовалась модель молекулы SPC/E, которая лучше описывает кривые сосуществования в области температур 300 К и выше, чем другие модели (такие как TIP4P, TIP5P), что является существенным в случае, когда необходимо описывать эволюцию двухфазных сред или фазовые переходы. Через равные промежутки времени фиксировались текущие положения молекул воды, и по распределению электрических зарядов определялось значение дипольного момента ансамбля. Полученный таким образом временной ряд

использовался для расчета диэлектрической проницаемости согласно формуле

$$\varepsilon = 1 + \frac{(\langle \vec{M}^2 \rangle - \langle \vec{M} \rangle^2)}{3 \cdot \varepsilon_0 \cdot V \cdot k \cdot T}.$$

Здесь \vec{M} – дипольный момент, V – объем, T – температура ансамбля.

В расчетах при $T = 670$ К получены значения диэлектрической проницаемости в диапазоне плотностей от 0.03 г/см³ до 1.2 г/см³. Эти результаты хорошо согласуются с данными экспериментов [3]. Построена аппроксимация зависимости $\varepsilon(\rho)$ полиномом

$$\varepsilon = 1 + 11.25 \cdot \rho + 14.05 \cdot \rho^2 - 0.98 \cdot \rho^3.$$

Получена оценка критической напряженности поля для анизотропного распада $E \sim 10$ МВ/см.

Для уменьшения разброса значений $\varepsilon(\rho)$ расчеты выполнялись для больших промежутков времени ~ 10 нс. Тем не менее, при низких температурах все еще наблюдается большой разброс значений диэлектрической проницаемости. Вычислены значения диэлектрической проницаемости в диапазоне плотностей $0.97 - 1.2$ г/см³ при температурах $T = 300$ К и $T = 350$ К. При таких температурах сделаны оценки критической напряженности поля. Эти оценки требуют дальнейшего уточнения. Тем не менее, полученные результаты согласуются с данными о значениях напряженности поля инициирования разрядов в жидких диэлектриках.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред: теоретическая физика. – М.: ГИФМЛ. – 1959. – С. 532.
2. Kupershtokh A.L., Medvedev D.A. Anisotropic instability of a dielectric liquid in a strong uniform electric field: decay into a two-phase system of vapor filaments in a liquid // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 74, pp. 021505.
3. Fernandes D.P., Mulev Y., Goodwin A.R.H., Levelt Sengers J.M.H. A database for the static dielectric constant of water and steam // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1995. Vol. 24, No. 1. P. 33-69.
4. Pan D., Spanu L., Harrison B., Sverjensky D. A., Galli G. Dielectric properties of water under extreme conditions and transport of carbonates in the deep Earth // PNAS. 2013. Vol. 110, No. 17, pp. 6646–6650.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 16-19-10229).

Б.А. Шифрин¹, А.Ю. Картуесова^{1,2}, Д.В. Брдынкевич¹¹ ЗАО «НПВП «Турбокон», Калуга² ФГБОУ ВПО Калужский государственный университет им. К.Э. ЦиолковскогоE-mail: turbocon@kaluga.ru

В связи с активным внедрением воздушно-конденсационных установок (ВКУ) происходят постоянные усовершенствования в их рабочих элементах [1-2]. Одним из основных направлений работы является разработка оптимальной геометрии выхлопного тракта от турбины до теплообменных модулей секции или нескольких секций ВКУ.

Целью данной работы являлось проведение экспериментального исследования и численного моделирования по определению перепадов давления в точках отбора в тракте выхлопного патрубка и сравнение полученных результатов.

В экспериментальном исследовании в качестве исследуемой среды использовался воздух, который подавался в выхлопной патрубок через вентилятор, на входе в который был установлен расходомер. Выход воздуха осуществлялся через 48 отверстий в верхних трубах. Замеры давлений осуществлялись в 9 точках при различных расходах воздуха с помощью двухтрубных мановакууметров. Была проведена серия из 6 испытаний.

Для компьютерного исследования была построена модель выхлопного патрубка в программе Solid Works по известной геометрии (см. рис.1). С помощью гидродинамического расчета в пакете Flow Simulation были получены поля давлений (в том числе в соответствующих точках замеров), скоростей, линии тока.

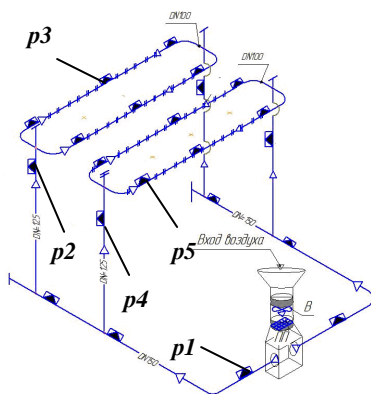


Рис. 1. – Схема стенда модуля выхлопного патрубка: p1 - p5 - точки измерения давления

В численном моделировании рассматривалась половина модели выхлопного патрубка с помощью введения условия симметрии; было принято допущение, что поток распределяется симметрично по двум на-

правлениям. Расчеты выполнены в Flow Simulation для двух вариантов расходов: 0,24 кг/с и 0,35 кг/с.

Полученные данные по перепадам давления в эксперименте осреднены по обеим симметричным сторонам модуля выхлопного патрубка и сравнивались с результатами компьютерного 3D расчета.

На рис. 2 приведен график зависимости потерь давления от расхода воздуха. Для перепада давления между p_1 , p_2 и p_3 при расходе 0,24 кг/с.

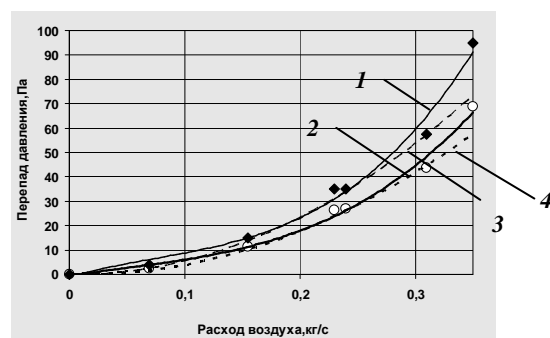


Рис. 1. – Графики зависимости перепадов статического давления от расхода воздуха 1,2 – экспериментальные зависимости, 3,4 – зависимости полученные в численном расчете

Значения перепадов давления, полученные в численных расчетах и экспериментальных исследованиях подчиняются квадратичной зависимости. Исключение составляют данные, полученные при максимальном расходе воздуха 0,35 кг/с, которые выпадают из общей тенденции. Это может быть следствием ошибки в эксперименте. При исключении этой точки из анализа отличие в данных 3D расчетов и эксперимента не превышает во всей области расходов 9% (по расчету меньше, чем в эксперименте), что можно считать удовлетворительным.

1. Мильман О.О., Федоров В.А. Воздушно – конденсационные установки. – М.: Изд – во МЭИ, 2002. – 208 с.
2. Федоров В. А., Мильман О.О. Конденсаторы паротурбинных установок. – М.: Изд – во МЭИ, 2013. – 560 с.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» по Соглашению о предоставлении субсидии от 05.06.2014г. № 14.579.21.0031

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕРЫВАНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ В ПЛАСТИЧНОМ ВВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Кашкаров А.О.^{1,3}, Прууэл Э.Р.^{1,3}, Тен К.А.^{1,3}, Панов К.Н.², Титова В.Б.², Спирин И.А.²

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

² РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, Институт

экспериментальной газодинамики и физики взрыва, Саров

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: kashkarov@hydro.nsc.ru

Известно, что при распространении детонационной волны в область взрывчатого вещества сжатую ударной волной может происходить как срыв детонации, например, для зарядов ВВ на основе ТАТБ [1], так и, напротив, дальнейшее её распространение без сколько-нибудь существенного изменения в динамике в зарядах ВВ на основе октогена [2]. Наблюдаемый эффект объясняется слабой зависимостью ударно-волновой чувствительности от плотности ВВ на основе октогена, а так же намного большим давлением в точке Чепмена-Жуге, по сравнению с ВВ на основе ТАТБ.

В настоящей работе для исследования процесса взаимодействия детонационной и ударной волн впервые применён метод диагностики быстротекущих процессов с помощью Синхротронного излучения на базе ускорителя ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН [3,4]. Использование синхротронного излучения позволяет получать многокадровое рентгеновское щелевое кино с пространственным разрешением до 0.1 мм, время экспозиции одного кадра около 1 нс, задержка между кадрами в данной работе 496 нс. Таким образом, в течение каждого эксперимента определялась динамика рентгеновской тени от невозмущенного состояния исследуемого заряда ВВ до поздних стадий процесса с существенным разлётом продуктов и разрушением экспериментальной сборки.

Взаимодействие волн исследовалось в плоских тонких слоях пластичного ВВ на основе тэна в массивной оболочке из оргстекла. Слой исследуемого ВВ нагружался криволинейной ударной волной, за которой следовала детонационная волна в том же направлении по слою. Временной интервал между приходом ударной волны и следующей за ней детонационной задавался геометрией сборки в пределах нескольких микросекунд для получения различных состояний ВВ перед фронтом детонации. Так, при интервале около 1 мкс между фронтами ударной и последующей детонационной волны, исследуемое ВВ находилось в ударно-сжатом состоянии, при большем времени между волнами – в различных стадиях разгрузки.

В результате было получено, что при распространении детонационной волны в область ударно-сжатого ВВ не наблюдалось изменения её скорости в пределах погрешностей эксперимента. Детонация проходила в область сжатого ВВ. А в случаях когда перед детонационным фронтом оказывалось ВВ на различных стадиях разгрузки, скорость последующей волны была в 2-3 раза меньше характерной скорости детонации для данного ВВ, что свидетельствовало о срыве детонационного процесса.

Срыв детонации, помимо резкого падения скорости, дополнительно фиксировался по динамике разлёта вещества за фронтом второй волны. Для нормальной детонационной волны характерен интенсивный разлёт продуктов, что наблюдается быстрой динамикой увеличения интенсивности проходящего излучения через соответствующую область течения. В случае же срыва детонации, интенсивность проходящего излучения за фронтом возрастает от кадра к кадру существенно медленнее.

Прохождение детонационной волны в область сжатую ударной волной, по-видимому, свидетельствует о слабой зависимости ударно-волновой чувствительности пластифицированного ВВ на основе тэна от плотности.

1. В.Г. Морозов, И.И. Карпенко, В.О. Ольхов и др. Расчетное моделирование с опорой на эксперименты инициирования и развития детонации ВВ на основе ТАТБ с учетом десенсибилизации при взаимодействии ударной и детонационной волн. Саров, 1995. С. 37-95. (Препр. /РФЯЦ-ВНИИЭФ).
2. К.Н. Панов, В.А. Комрачков, И.С. Целиков. Рентгенографические исследования процесса взаимодействия ударных и детонационных волн во взрывчатом веществе // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43. № 3. С. 132-138.
3. Э.Р. Прууэл, К.А. Тен, Б.П. Толочко и др. Реализация возможностей синхротронного излучения в исследованиях детонационных процессов // Доклады Академии наук. Техническая физика. 2013. Т. 448. № 1. С. 38-42.
4. В.М. Титов, Э.Р. Прууэл, К.А. Тен и др. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47. № 6. С. 3-15.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЕЖИМОВ ОКОЛОПРЕДЕЛЬНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ НАСЫПНОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ И НЕПРОНИЦАЕМЫМ ПОРШНЕМ

Кашкаров А.О.^{1,2}, Ершов А.П.^{1,2}, Прууэл Э.Р.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: kashkarov@hydro.nsc.ru

Ранние исследования процесса околокритического инициирования детонации в насыпных зарядах тэна методом диагностики быстротекущих процессов синхротронным излучением на базе ускорителя ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН [1] позволили выявить принципиальные различия в развитии детонации в зависимости от способа воздействия. В случае инициирования газонепроницаемым поршнем сначала в заряде формируется пробка сжатого нереагирующего ВВ, от фронта которой затем отделяется волна с меньшей степенью сжатия на фронте переходящая в детонацию. В случае инициирования воздушной ударной волной сжатие насыпного заряда на начальной стадии напротив невелико и процесс развивается в газопроницаемой среде, начиная со стадии конвективного горения, с монотонным ростом давления во фронте ведущей волны. Время развития детонации в обоих случаях около 10 мкс.

Сравнение экспериментальных данных с численным моделированием процесса [2] по двухфазной, двухскоростной, двухтемпературной модели показало, что в случае инициирования поршнем с немонотонным ростом давления во фронте происходит образование газонепроницаемой области сжатого материала, обеспечивающей эффективное механическое дробление частиц ВВ. Для случая инициирования газовым потоком, наоборот, необходимы незначительная степень сжатия на начальном этапе и свободный обдув частиц ВВ для развития неустойчивостей на поверхности испаряющегося слоя для ускорения реакции. Интенсивный процесс образования газообразных продуктов химической реакции на поверхности частиц приводит к уменьшению сжимаемости насыпного заряда, при инициировании непроницаемым поршнем такая реакция на начальном этапе отсутствует, а изначально находящийся в порах газ не оказывает существенного влияния на процесс согласно данным работы [3].

В настоящей работе исследуется влияние фильтрации в насыпной заряд ВВ инициирующего потока газа на степень сжатия материала на начальном эта-

пе, когда и наблюдается существенное различие в развитии процесса.

Разделение влияния воздуха и продуктов горения образующихся внутри заряда на степень сжатия вещества проводилось путём подбора условий близких к процессу околокритического инициирования, но исключающих возникновения интенсивной химической реакции. Так, при снижении скорости воздушной ударной волны с 2.6 до 2.4 км/с детонация в насыпном заряде тэна не развивалась и, судя по остаткам заряда после эксперимента, большая часть ВВ оставалась в неизменном виде. Для анализа более интенсивных воздействий ВВ было заменено инертным порошком близкой плотности и дисперсности.

В обоих случаях по данным диагностики быстротекущих процессов синхротронным излучением было зарегистрировано образование пробки сжатого материала, причём степень сжатия ВВ на начальном этапе была заметно выше чем в экспериментах с более высокой скоростью падающей ударной волны.

Соответственно, наступающий инициирующий поток газа не препятствует компактированию порошка ВВ, а напротив, приводит к формированию сжатой области. Отсутствие этого этапа при успешном околокритическом инициировании газовым потоком свидетельствует о существенном влиянии химической реакции уже в первые микросекунды процесса. При инициировании непроницаемым поршнем интенсивная химическая реакция на начальном этапе отсутствует.

1. А.П. Ершов, А.О. Кашкаров, Э.Р. Прууэл. Иницирование детонации тэна ударником и высокоэнтальпийным потоком газа // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52. № 1. С. 109-115.
2. А.П. Ершов, А.О. Кашкаров, Э.Р. Прууэл. Физические основы высокоэнтальпийного инициирования // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. № 6. С. 85-95.
3. Seay G.E., Jr Seely L.B. Initiation of a Low-Density PETN Pressing by a Plane Shock Wave // Journal of Applied Physics. 1961. V. 6. P. 140-145.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-03-01039).

Кашкарова М.В., Куйбин П.А.

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

E-mail: m.agafontseva@gmail.com, kuibin@itp.nsc.ru

В технологических устройствах, предполагающих закрутку потока, возникают винтовые структуры, влияющие на характеристики потока и, как следствие, на эффективность работы устройств.

В настоящей работе рассмотрена задача диффузии винтового вихря малого диаметра в вязкой жидкости в нестационарной постановке. Исследована структура вихря, его частоты, влияние диффузии на пульсационные характеристики потока.

При решении задачи в качестве основного был принят подход из работы [1], который заключается в том, что искомые функции ищутся в виде ряда. Для перехода от трехмерной системы уравнений динамики винтового вихря к двумерной применен метод, описанный в работе [2], где вводится неортогональная система координат, позволяющая совершить этот переход.

Решение нулевого порядка для диффузии вихря, которое верно как для прямолинейных, так и для любых искривленных вихрей – решение Ламба-Озеена имеет вид:

$$f_{\text{лан}}(\sigma, t) = \frac{\Gamma}{4\pi\nu t} e^{-\sigma^2/4\nu t}.$$

Скорость движения винтового вихря [3], также как и скорость движения вихревого кольца [1], имеет логарифмическую зависимость от размера вихревого ядра, и на начальной стадии эволюции будет логарифмически зависеть от времени. Само движение винтового вихря направлено по бинормали к винтовой линии; в результате вихрь и вращается и движется поступательно. Вклад в бинормальную скорость,

обусловленный конечным размером ядра вихря и неравномерностью распределения завихренности в ядре приведен в [3]:

$$U_b^{imp} = \frac{\Gamma k}{4\pi} \left[\ln \frac{l}{\varepsilon} - \frac{1}{2} + 4 \frac{\pi^2}{\Gamma^2} \int_0^\varepsilon (v^2 + w^2) \sigma d\sigma \right].$$

Влияние диффузии на пульсации давления, индуцируемые винтовым вихрем на стенке цилиндрической трубы, может быть обусловлено двумя эффектами. Со временем размер вихревого ядра растет и, как следствие, уменьшается перепад давления между максимальным и минимальным значением по сечению трубы; уменьшается амплитуда пульсаций давления. В то же время радиус вихря увеличивается, то есть вихрь движется все ближе к стенке, что и вызывает рост пульсаций.

Для случая высоких чисел Рейнольдса получено аналитическое решение диффузии тонкого винтового вихря.

1. А.А. Березовский, Ф.Б. Капланский Диффузия вихревого кольца // Механика жидкости и газа. 1987. Т. 22. №. 6. С. 832–837.
2. Adebisi A. On the existence of steady helical vortex tubes of small cross-section // The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics. 1979. V. 34. Iss. 2. P. 157–177.
3. С.В. Алексеев, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов Введение в теорию концентрированных вихрей // Новосибирск: Наука, Институт теплофизики, 2003. 504 с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-08-05220).

**МНОГОФАЗНЫЕ СИСТЕМЫ:
ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ, ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ**

В. К. Кедринский¹

Институт гидродинамики¹ имени Лаврентьева СО РАН

E-mail: kedr@hydro.nsc.ru

Высокоскоростная гидродинамика многофазных сред как направление возникла и начала интенсивно развиваться, по сути, во второй половине прошлого века. Начинаясь она с решений практических задач, основанных на факте резкого увеличения сжимаемости среды, когда в несущей жидкой фазе появляется газовая компонента. Внимание привлекают проблемы взаимодействия одиночных газовых пузырьков с ударными волнами. Практически одновременно формулируются две конкурирующие математические модели – модель Рахматулина и ИКВ-модель (Иорданско-Когарко-ван Вайнгардена). Первая – в виде системы связанных законов сохранения для каждой фазы, вторая – газодинамическая, которая рассматривала пузырьковые среды как однородные со средними характеристиками. В последнее время многофазные среды с уникальными свойствами и волновыми процессами оказались «востребованными» при решении многих задач на стыке наук – механики жидкости и твердого тела, наук о Земле, акустики и медицины [1]. Некоторые из них будут предметом обсуждения в представленном докладе.

Кавитация – с этим явлением связаны многие природные и техногенные процессы, развивающиеся в средах, состояния которых под воздействием ударно-волнового нагружения кардинально меняют свои свойства. Среда становится многофазной, формируются механизмы, над природой которых мы, образно говоря, «бьемся», пытаюсь понять эти процессы. Одна из проблем – *механизм инициирования детонации жидких ВВ* [2]. Согласно Campbell A. et al. (1961) [3] экспериментально доказано, что механизм их ударного инициирования определяется *взаимодействием волны с микро неоднородностями, приводящим к формированию горячих точек* и к последующему усилению волны по мере ее распространения. Через четверть века, в 80-х, в ИГИЛ было открыто явление пузырьковой детонации (рис.1*b*). При адекватном характере обоих волновых процессов пузырьковую детонацию можно рассматривать как физическую модель механизма [3] с взрывающимися пузырьками в роли горячих точек.

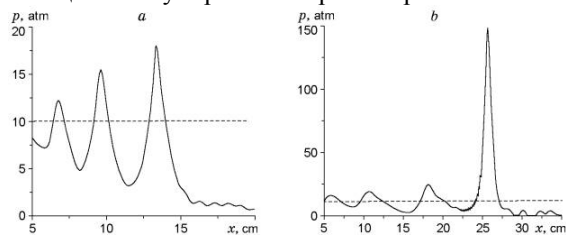


Рис.1 УВ в пассивной (а) и активной (б) пюз. средах

Двухфазная модель поведения сжиженных газов в волнах разрежения (ВР) показала, что в результате столкновения волн с осциллирующим профилем в пузырьковой среде с химически активным газом положительные фазы ВР усиливаются и при определенной интенсивности способны возбудить в зоне столкновения детонацию смеси, которая инициирует формирование расходящихся волн детонации.

Взрывные вулканические извержения. Исследование этого явления интересно прежде всего с точки зрения динамики состояния сильно сжатого насыщенного газом магматического расплава в канале вулкана после его разгерметизации, фазовых переходов, развития кавитации, перехода магмы в состояние газ-частицы. Будут обсуждены особенности подходов к проблеме экспериментального моделирования, экспериментальная модель «вулкан в капле» – ее обоснование, динамику состояния и структуры жидкой капли, насыщенной микрочастицами, при УВ-нагружении. Полная математическая модель динамики структуры высокоскоростного кавитирующего в поле силы тяжести потока расплава в канале и ее особенности [4].

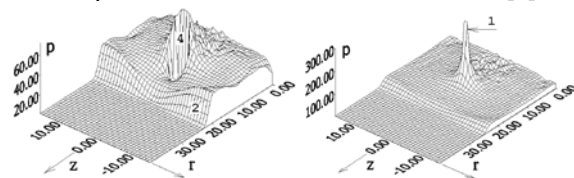


Рис. 2 Сходящийся фронт УВ (4) и P_m (1) в фокусе.

Акустика. Основная проблема – создание «акустического лазера», исследование возможности усиления УВ пассивными и активными пузырьковыми кластерами (сферическими и кольцевыми) и направленного излучения волн сжатия. Гидродинамические ударные трубы со скачками сечений и активными пузырьковыми средами.

[1] Kedrinskiy V.K. The Iordansky-Kogarko-van Wijngaarden Model: Shock and Rarefaction Wave Interactions in Bubbly Media // Applied Scientific Research (Int Journal on the Applications of Fluid Dynamics), 1997/ 1998, v. 58, № 1-4, P. 115-130.

[2] Kedrinskiy V.K. A role of cavitation effects in mechanisms of destruction and explosive processes // Shock Waves, April 1997, v.7, № 2. P. 63-76

[3] Campbell A.W., Davis W.C., Travis J.R. Shock initiation of detonation in liquid explosives // Phys. Fluids. 1961.V. 4, N 4. P.498

[4] Kedrinskiy V. Hydrodynamic aspects of explosive eruptions of volcanoes: simulation problems.//Shock waves, v. 18, N 6, February 2009, p.451-464.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 15-05-03336) и Проектом СО РАН III.22.3.1.

КРИТЕРИИ ПЕРЕХОДА МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В ГАЗООБРАЗНЫХ СМЕСЯХ**Киверин А.Д., Яковенко И.С., Иванов М.Ф.**

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: alexeykiverin@gmail.com

На сегодняшний день процесс горения в качестве источника энергии лежит в основе большинства технических систем. Помимо этого работа практически всех промышленных объектов, так или иначе, связана с рисками техногенных взрывов, в том числе и обусловленных утечкой жидких или газообразных взрывоопасных компонентов.

В области исследования процессов горения и взрыва газообразных смесей за более чем вековую историю накоплен внушительный массив экспериментальных данных, выявлены закономерности развития отдельных режимов горения и взрыва и сформулированы описывающие их теории. Тем не менее, ряд принципиальных вопросов остается нерешенным, что препятствует четкому обоснованию и построению критериев реализации различных режимов горения. Одним из наиболее ярких примеров нерешенных вопросов современной теории горения и взрыва является определение критериев перехода от медленного горения к детонации, что является принципиальным как для проектирования перспективных технических систем, так и для контроля безопасности их работы.

Известно, что в наиболее химически активных газовых смесях, таких как водород-кислород, ацетилен-кислород и этилен-кислород горение способно перейти в детонацию при ускоренном распространении пламени внутри гладких каналов относительно небольшой ширины и протяженности. В менее активных смесях, включая водород-воздух и углеводородно-воздушные смеси, существенное ускорение пламени становится возможным только в загроможденных и относительно широких и протяженных каналах. Однако, в этом случае переход к детонации присущ далеко не всем смесям, и в ряде случаев результирующим режимом распространения пламени является квазистационарная около- или сверхзвуковая волна горения. Такие режимы наблюдаются в бедных и богатых смесях, а так же в смесях при пониженном давлении. Так же в низкоактивных смесях [1] и в высокоактивных смесях при пониженном давлении [2] можно наблюдать очаги самовоспламенения на расстоянии перед фронтом пламени. В ряде случаев очаг самовоспламенения может стать источником детонационной волны, что является одним из механизмов перехода к детонации в каналах наравне с механизмом перехода к детонации в высокоактивных смесях, где детонация формируется непосредственно на фронте ускоренного пламени. Ранее в [3] нами на основе анализа доступных экспериментальных данных и результатов детального численного моделирования процесса ускорения пламени в водород-кислородной смеси был впервые сформулирован и подробно описан механизм перехода к детонации на фронте пла-

мени. Дальнейшие исследования позволили выявить базовые физические и химические механизмы, определяющие развитие волн горения при их распространении в каналах, включая ускорение до около- и сверхзвуковой скорости и два режима перехода к детонации. В настоящей работе на основе новых и полученных ранее результатов сформулированы базовые принципы построения количественных критериев перехода к детонации.

Результаты проведенного исследования показали, что для построения фундаментальных критериев перехода к детонации принципиальную роль играют следующие физические факторы: (1) ускоряющийся совместно с фронтом пламени газ сжимается по ударной адиабате; (2) согласно закону Вулиса максимально возможная скорость, до которой может быть ускорен поток реагирующего газа в канале, ограничена сверху значением скорости звука в продуктах горения; (3) далее фронт горения развивается в так называемом запертом режиме («choked flame»), устойчивость которого определяется особенностями кинетики при дополнительном сжатии в тормозящемся сверхзвуковом потоке; (4) если динамика процесса такова, что время индукции в ударно сжатом газе становится меньше времени выделения и распределения энергии во фронте горения становится возможным независимое ее самовоспламенение непосредственно перед фронтом пламени. Используемые авторами работы расчетные методики позволили построить для ряда горючих смесей характерные диаграммы возможных режимов в координатах скорость потока – давление, согласно которым вдоль ударных адиабат становится возможным отследить начальное состояние смеси, обеспечивающее тот или иной режим сверхзвукового распространения пламени в канале: 1) переход в детонацию на фронте ускоряющегося пламени, 2) квазистационарное сверхзвуковое пламя (запертое пламя), 3) самовоспламенение перед фронтом горения. Получено хорошее согласие с доступной экспериментальной базой. В частности становится возможным объяснение нестабильности режима перехода к детонации в эквимолярной смеси водорода с кислородом при пониженном (~0.1 атм) давлении, наблюдаемой в [2].

1. N.N. Smirnov, M.V. Tyurnikov Experimental investigation of deflagration to detonation transition in hydrocarbon-air gaseous mixtures // Comb. and flame, 1995., V. 100, Is. 4, P. 661-668.
2. P.A. Utriw, A.K. Oppenheim Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas. // Proc. Roy. Soc. A, 1966, V. 295, P. 13-28.
3. М.Ф. Иванов, А.Д. Киверин, М.А. Либерман, В.Е. Фортов Механизм ускорения пламени и переход в детонацию водородно-кислородной смеси в канале // ДАН, 2010, Т. 434, № 6, С. 756-759.

ИСПАРЕНИЕ МИКРОКАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ, ЛЕВИТИРУЮЩИХ НАД ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, НЕДОГРЕТОЙ ДО ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ

Кириченко Д.П.^{1,2}, Зайцев Д.В.¹, Кабов О.А.¹

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

²Новосибирский государственный университет

E-mail: Dmitriy_Kirichenko@mail.ru

Одним из эффективных решений для отведения высоких плотностей теплового потока являются системы с использованием газочапельных потоков или спреев. За счет эффекта Лейденфроста микрокапли жидкости могут не достигать поверхности нагрева, что может снижать эффективность охлаждения. В настоящей работе изучается взаимодействие микрокапель жидкости, падающих на твердую поверхность, температура которой варьируется от 88°C до 155°C. Впервые установлено, что левитация капель над твердой поверхностью возможна при температуре, меньшей температуры насыщения.

Для изучения явления использовался рабочий участок, изготовленный из нержавеющей стали с впрыснутым медным сердечником размером 10x10 мм². Нагрев поверхности производится с помощью нихромовой ленты, на которую подается ток от источника питания. Контроль температуры поверхности подложки производился с помощью термомпар, установленных в медном сердечнике.

Эксперимент проводился на рабочем участке, открытом в атмосферу, при температуре воздуха 25-27°C. Микрокапли жидкости размером порядка 10-100 мкм поступали на рабочую поверхность из спрея, установленного на расстоянии нескольких сантиметров над областью нагрева. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная деионизированная нанофильтрованная вода комнатной температуры. По изображениям, полученным с помощью скоростной камеры FASTCAM SA1.1 (5600 к/с при разрешении 1024x1024 пикселей), измерялись диаметр и высота левитации капель. Оптическое разрешение системы составляло около 1 мкм/пиксель. На рисунке 1 приведена фотография левитирующих капель и их отражения от подложки. За счет испарения, размер капли со временем уменьшается.

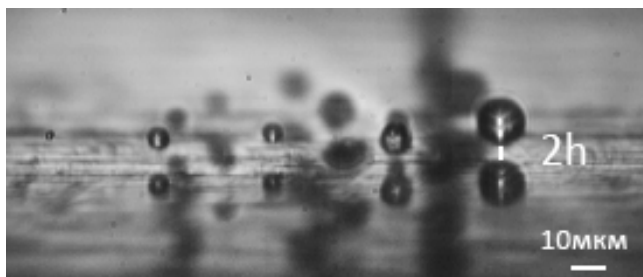


Рис. 1. Левитирующие микрокапли жидкости. Температура подложки 103°C.

Установлено, что микрокапли размером порядка 10 мкм, падающие на нагретую поверхность с достаточно невысокой скоростью, не касаются ее, а «зависают» над твердой поверхностью на некотором расстоянии, при этом интенсивность испарения капли снижается на порядок, по сравнению с микрокаплями, касающимися поверхности. С уменьшением температуры подложки характерный размер левитирующих капель уменьшается.

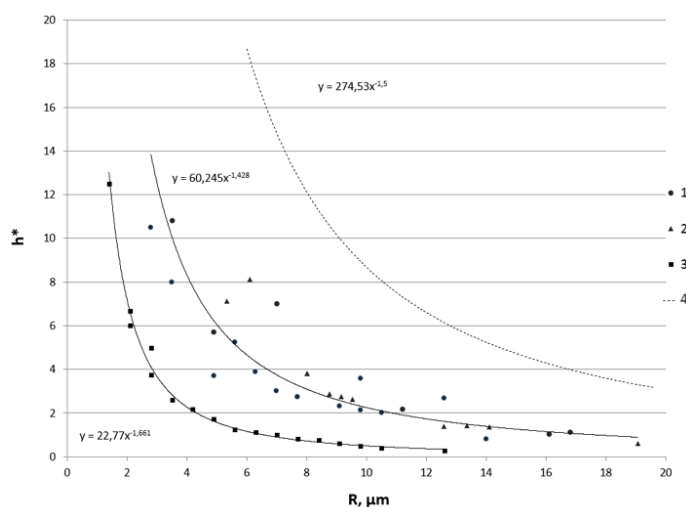


Рис. 2. Зависимость безразмерной высоты левитации капли от ее радиуса. 1 – температура подложки 135°C; 2 – 155°C; 3 – 88°C; 4 – температура подложки 400°C [1]. Сплошная линия – обобщение данных 1 и 2.

На рисунке 2 показан график зависимости безразмерной величины $h^* = h/R$ от радиуса капли R . Высота левитации капли, h , вычислялась как половина расстояния между реальной каплей и ее отражением. Проведено качественное сравнение с обобщением результатов, опубликованным в статье [1], для левитации микрокапель воды над поверхностью, нагретой до температуры 400°C. Оказалось, что показатели степени у аппроксимирующих зависимостей близки, но с увеличением T кривые смещаются вверх.

1. F. Celestini, T. Frisch, Y. Pomeau, Take off of small leidenfrost droplets// Phys. Rev. Lett. 109, 034501, 2012.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (соглашение № 14-19-01755).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ РАЗЛИЧНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ПРИМЕНЯЮЩИХСЯ В ИСПАРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Кириченко Е.О.^{1,2}, Гатапова Е.Я.¹

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: kirichenko_ekaterina@outlook.com

В настоящее время интенсивное развитие электронных технологий приводит к необходимости существенного увеличения производительности теплообменных устройств, а также разработки новых методов интенсификации теплообмена. Добиться этого можно используя поверхности с нанопокрывтиями, следовательно, важно изучение свойств данных поверхностей, например, гистерезиса краевого угла смачивания [1], что необходимо для определения области их применения.

Целью работы являлось определение гистерезиса краевого угла смачивания у поверхностей с различным покрытием. Покрытия выбирались устойчивые к тепловым нагрузкам.

В данной работе исследуются стеклянные поверхности с тремя различными типами нанопокровтий: поверхности полученные путем силанизации (абсорбции оксидом кремния трихлороктадецилсилана); поверхности с покрытиями, полученными путем нанесения фоторезистов (Noa65, Noa81); поверхности с нанесенным слоем тефлона (при различных скоростях вращения спин процессора). Тип нанесенного покрытия, влияет на свойства поверхности.

На исследуемых поверхностях измерялся краевой угол смачивания и гистерезис краевого угла смачивания. Исследования проводились на приборе Drop Shape Analyzer – 100, KRUSS. Краевой угол смачивания на данном приборе измеряется методом лежащей капли. Диапазон измерения: 1-180°, разрешение: ± 0,1°. DSA-100 включает в себя: автоматическую систему подачи жидкости «карусель» (шаг 0,1 мкл), оптическую систему (7х зум, поле зрения 3.7x2.7 - 23.2x17.2 мм), цифровую камеру (61 - 311 кадр/сек; макс./ мин. разрешение кадров: 780 x 580 /780 x 60 пкс), столик для образца на моторизированных осях с программным управлением.

Исследование гистерезиса краевого угла смачивания проводилось двумя различными методами. Первый метод: измерение оттекающего и натекающего краевых углов (стандартная процедура KRUSS, Рис. 1). Капля объемом 10 мкл дозируется на поверхность с постоянной скоростью 0,05 мкл/мин, в это время измеряется натекающий краевой угол, затем, при достижении максимального объема, начинается откачка жидкости и измеряется оттекающий краевой угол. Разность оттекающего и натекающего краевых углов смачивания является гистерезисом. Второй метод: изотермическое испарение капли жидкости. Капля воды объемом 5 мкл садится на поверхность и испаряется в атмосферу, фиксируется изменение краевого угла смачивания на всем промежутке времени испарения капли. В обоих случаях гистерезис определяется в окрестности нулевой скорости контактной линии.

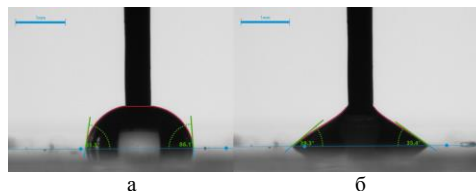


Рис. 1. Натекающий (а) и оттекающий (б) краевые углы смачивания на подложке с покрытием Noa65.

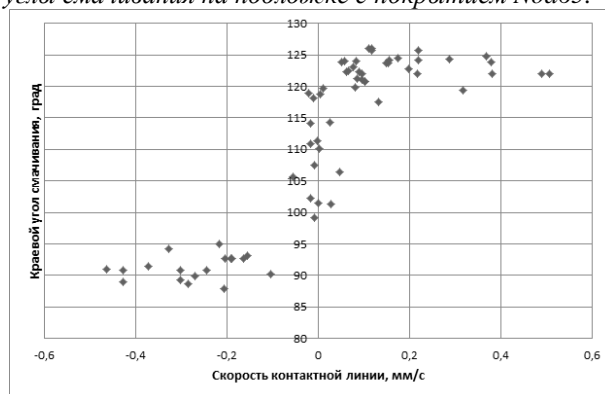


Рис. 2. Зависимость скорости контактной линии от краевого угла смачивания на подложке с покрытием Noa81.

На рисунке 2 представлена зависимость краевого угла смачивания от скорости контактной линии на подложке с покрытием, полученным путем нанесения фоторезиста Noa81. Гистерезис определяется в окрестности нулевой скорости контактной линии и на данной поверхности его значение около 20°. На поверхностях, полученных путем силанизации значения гистерезиса меньше чем на других исследованных поверхностях. Гистерезис краевого угла на силанизированной поверхности составил 10°, на поверхности, полученной путем нанесения фоторезиста Noa65 - 50°.

Результаты, полученные методом изотермического испарения капли в атмосферу, согласуются с результатами первого метода. Исследованные поверхности могут использоваться для создания контролируемых течений. Поверхности, полученные с помощью нанесения фоторезиста Noa65, могут обеспечить испарение в условиях пиннинга. Поверхности с покрытиями, нанесенными путем силанизации, могут применяться для организации течений с постоянным краевым углом.

1. J. F. Joanny and P. G. de Gennes, A model for contact angle hysteresis, J. Chem. Phys. 81, 552 (1984); <http://dx.doi.org/10.1063/1.447337>

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (Соглашение № 14.616.21.0016 идентификатор проекта RFMEFI61614X0016).

Электронно-лучевые (ЭЛ) технологии представляют интерес как для развития производства новых материалов, так и для обработки и модификации поверхностей металлов и сплавов. Последние приложения связаны с аддитивными технологиями. ЭЛ технологии весьма разнообразны. В одних модифицирующий порошок попадает в ванну расплава, формирующуюся вслед за движущимся сканирующим электронным лучом. В других сканирующий электронный луч движется вдоль поверхности порошкового слоя, приводя к его расплавлению и усадке. Этот процесс связан с изменением пористости порошкового слоя и его эффективных свойств. Термокинетические модели поверхностной ЭЛ обработки предложены в [1,2]. Уже в простейшем приближении (без учета гидродинамики ванны расплава, изменения фазового состояния и реологических свойств среды) подобные модели предсказывают правдоподобное изменение толщины порошкового слоя с температурой при изменении параметров ЭЛ. Важную роль при этом играет сопряженный теплообмен порошкового слоя с подложкой. Пример формы поверхности показан на рис.1.

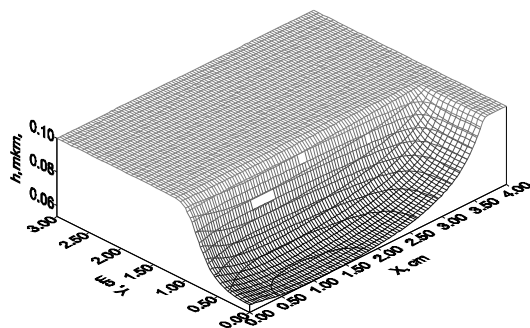


Рис. 1. Форма поверхности после прохождения ЭЛ (качественный пример)

В настоящей работе эволюция толщины порошкового слоя в процессе обработки зависит от реологических особенностей среды с изменяющимися свойствами.

Принимается, что имеет место известная аналогия между упругими и вязкими составляющими компонент тензора напряжений [3]. Эта аналогия распространяется на случай наличия термических напряжений и напряжений, связанных с изменением состава и структуры [4]

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + 2\mu_V \cdot \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} + \delta_{ij} \left[\left(K - \frac{2}{3}\mu \right) \varepsilon_{kk} + \left(\zeta - \frac{2}{3}\mu_V \right) \frac{d\varepsilon_{kk}}{dt} - K\omega - \zeta \frac{d\omega}{dt} \right],$$

где

$$\omega = 3[\alpha_T(T - T_0) + \alpha_S(\theta - \theta_0)],$$

ε_{ij} - компоненты тензора деформаций; T - температура; θ - пористость; ζ , μ_V , K , μ , α_T и α_S - свойства среды, изменяющейся от порошка до мелкопористого твердого материала через плавление.

Уравнения неразрывности, движения и теплопроводности в общем случае имеют обычный вид. Однако, учитывая, что толщина порошкового слоя и, следовательно, толщина слоя расплава за движущимся ЭЛ малы по сравнению с размерами обрабатываемой поверхности, можем проинтегрировать уравнения по толщине слоя и описывать его эволюцию в рамках двумерной (или квазидвумерной) модели.

Например, несложно показать, что уравнение теплопроводности примет вид

$$U(T, \theta) \frac{dT}{dt} = \kappa_A \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(W(T, \theta) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(W(T, \theta) \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] + W_{ext} - H(T) - \kappa_A \frac{\lambda_B}{\lambda_A} \frac{1}{h_A} \left(\frac{\partial h_B}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial h_B}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right),$$

где функции U и W включают зависимости свойств подложки и покрытия от температуры и пористости; первые два слагаемых во второй строке описывают нагрев электронным лучом и потери тепла излучением, а последнее слагаемое говорит о появлении некоторого дополнительного механизма теплопереноса, связанного с изменением толщины порошкового слоя.

Скорость среды находится из решения гидродинамической подмодели, в которой толщина обрабатываемого слоя отождествляется с вертикальной компонентой смещения поверхности относительно ее невозмущенного положения. В граничных условиях учитывается зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры.

В отличие от классических приближений теории мелкой воды, эволюция толщины слоя непосредственно связана с изменением пористости.

Список литературы

1. Князева А.Г., Букрина Н.В. Трехмерная модель термической обработки поверхностей внешним источником энергии с учетом усадки порошкового слоя in. - «Materials of 12th International conference on radiation physics and chemistry of inorganic materials, 23-27 September 2003 Tomsk: TPU 167-170
2. Князева А.Г., Поболь И.Л., Гордиенко А.И., Демидов В.Н., Крюкова О.Н., Олещук И.Г. Моделирование теплофизических и физико-химических процессов, сопровождающих формирование покрытий в электронно-лучевых технологиях модификации поверхностей металлических материалов // Физическая мезомеханика. 2007. - Т.10. - №5. - С. 105-119
3. Боли Б., Уайнер Дж. Теория температурных напряжений / М.: Мир, 1964. - 517 с.
4. Евстигнеев Н.К., Князева А.Г. Выбор реологической модели для описания синтеза интерметаллида, совмещенного с экструзией через коническую пресс-форму // Вестник ПГТУ. Механика, 2010. - № 1. - С. 59 - 71

Колосов Г.Л.^{1,2}, Косинов А.Д.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: kolosov@itam.nsc.ru

Изучения процессов возникновения турбулентности в пограничном слое скользящего крыла проводятся более 30-ти лет [1,2]. Тем не менее, исследование трехмерного (3D) пограничного слоя по-прежнему представляется сложной задачей и это связано с наличием множества факторов, вовлеченных в процесс перехода и, в отличие от двумерного (2D) пограничного слоя, наличием дополнительного дестабилизирующего фактора - поперечного течения. Развитие неустойчивостей различной природы и их относительная роль в процессе перехода сильно зависят от внешних условий и характеристик модели. Целью представленной работы было экспериментальное исследование линейной и нелинейной стадии развития контролируемых возмущений на модели тонкого скользящего крыла при сверхзвуковых скоростях потока.

Эксперименты выполнены в малозумной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числах Маха $M = 2,0$ и $2,5$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 5 \times 10^6$ 1/м. В экспериментах использовалась модель 3% скользящего крыла (см. рис. 1) с острой передней кромкой и углом стреловидности 45° . В рабочей части модель устанавливалась под нулевым углом атаки. Для введения в пограничный слой контролируемых пульсаций использовался генератор локализованных искусственных возмущений, конструкция которого основана на высокочастотном тлеющем разряде в камере. В пограничный слой вводились гармонические возмущения с частотами 20 и 10 кГц. Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного сопротивления. Определение средних, пульсационных и волновых характеристик происходило по стандартным процедурам, детально описанным ранее [3].

По развитию естественных возмущений (см. рис. 2) был сделан вывод, что источник контролируемых возмущений ($x = 56$ мм от передней кромки крыла) располагается в области ламинарного пограничного слоя, предшествующей области линейного и нелинейного развития естественных пульсаций для обоих чисел Маха. При этом задаваемые частоты искусственных пульсаций ($f = 10, 20$ кГц) находятся в области неустойчивых в линейном смысле возмущений.

В контролируемом эксперименте при рассмотрении линейной области развития возмущений обнаружен рост амплитуды пульсаций, расплывание пакета волн и его смещение в направлении, обратном направлению поперечного течения. Были определены основные волновые характеристики линейного развития возмущений на частотах 10 и 20 кГц для двух чисел Маха.

При рассмотрении нелинейной области развития возмущений в β' -спектрах обнаружено появление до-

полнительных амплитудных пиков для волн, устойчивых в линейном смысле. Их появление объясняется проявлением нелинейных механизмов субгармонического резонанса [4] и наклонного перехода [5]. В работе использовались расчеты Смородского Б.В.

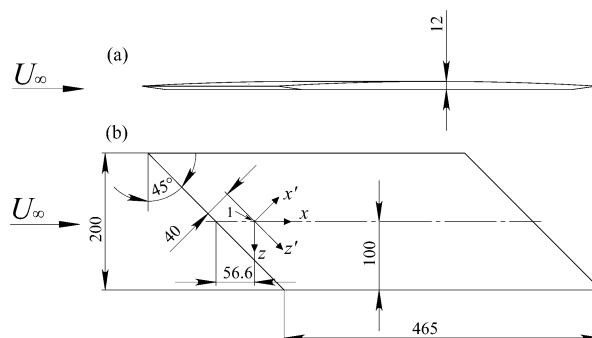


Рис. 1. Модель крыла и используемые системы координат. (а) – вид сверху; (б) – вид сбоку; 1 – источник возмущений.

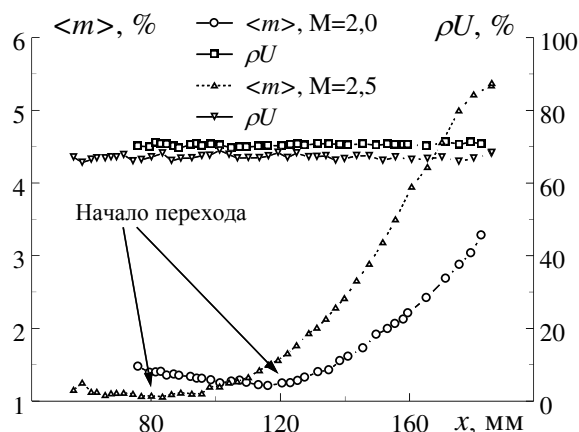


Рис. 2. Развитие естественных возмущений вниз по потоку для чисел Маха 2,0 и 2,5.

1. Bippes H. Basic experiments on transition in three-dimensional boundary layers dominated by crossflow instability // Prog. Aerospace Sci. 1999. V. 35. P. 363–412.
2. Boiko A.V., Grek G.R., Dovgal A.V., Kozlov V.V. The Origin of Turbulence in Near-Wall Flows // Berlin, Springer-Verlag, 2002. 265 p.
3. Ермолаев Ю.Г., Колосов Г.Л., Косинов А.Д., Семенов Ю.Г. Линейная эволюция контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2014. № 2. С. 58–68.
4. Tumin A. Three-wave nonlinear interaction in a three-dimensional compressible boundary layer // Int. J. Non-Linear Mechanics. 1995. Vol. 30. No. 5. P. 661–671.
5. Mayer C.S.J., Fasel H.F. Investigation of asymmetric subharmonic resonance in a supersonic boundary layer at Mach 2 using DNS // AIAA Paper 2008-0591. 2008.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-31-00290).

ВЛИЯНИЕ СХЕМЫ ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ НА ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛООТДАЧУ ПАРА, КОНДЕНСИРУЮЩЕГОСЯ В НАКЛОННОЙ ТРУБЕ

Мильман О.О.¹, Кондратьев А.В.^{1,2}, Птахин А.В.^{1,2}, Крылов В.С.^{1,2}

¹ ЗАО «НПВП «Турбокон», Калуга

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал

E-mail: turbocon@kaluga.ru

При расчёте теплообменных аппаратов, в которых происходит конденсация пара, пользуются известными зависимостями [1-3]. При этом принято считать, что схема движения теплоносителей не оказывает влияния на расчётный температурный напор и величину теплообменной поверхности.

Данное допущение верно в том случае, когда теплогидравлические процессы в аппарате обеспечивают одинаковый коэффициент теплопередачи для всех точек теплообменной поверхности. Однако в [4] был рассмотрен теплообмен при конденсации пара в многотрубном трубном пучке и показано, что гидравлические процессы могут вносить существенную неравномерность в картину теплотёма: часть поверхности исключается из теплообмена или работает с низкой эффективностью.

Авторами были проведены испытания экспериментального стенда, представляющего собой теплообменник «труба в трубе», позволяющего производить быстрое (0,5 – 1 с) переключение схемы движения теплоносителей с прямого на противоток или обратно. Это позволяло исследовать процессы, происходящие при конденсации пара на парных режимах работы стенда, отличающихся друг от друга только направлением движения охлаждающей воды в кольцевом зазоре (см. рис. 1).

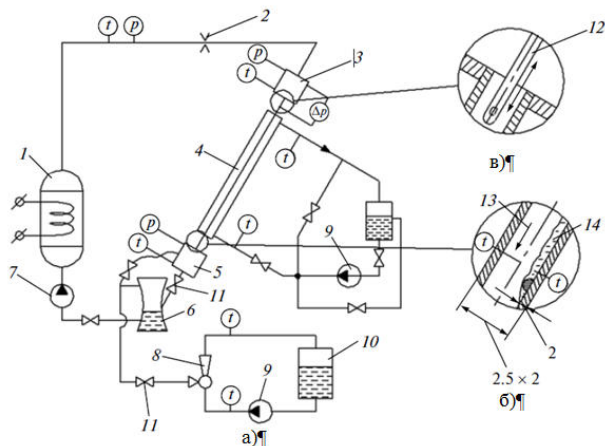


Рис. 1. Принципиальная схема (а) экспериментального стенда со схемами установки термопар на выходе из трубы (б) и зонда для измерения статического давления на входе в трубу (в).

Подробное описание схемы экспериментальной установки и методики проведения опытов приводится в работе [5]

Было установлено, что потери давления конденсирующегося пара при противоточной схеме движения теплоносителей всегда превышают таковые при прямоточной и перекрёстной схеме.

Были предложены две физические модели для расчёта потерь давления пара, конденсирующегося в наклонной охлаждаемой трубе при различных схемах движения теплоносителей.

Первая модель предполагает, что плотность пара остаётся неизменной, а потери давления от вязкого трения при конденсации пропорциональны квадрату его скорости.

Вторая физическая модель, применимая в данной ситуации – модель потери импульса, рассмотренная в работе [6].

Сопоставлены результаты экспериментальных исследований и расчётов по предложенным физическим моделям для зависимости отношения потерь давления при противоточной и прямоточной схемах движения теплоносителей от параметра, включающего в себя коэффициент теплопередачи k , площадь теплообменной поверхности F_0 и произведение удельной теплоёмкости и расхода охлаждающей воды W (см. рис. 2).

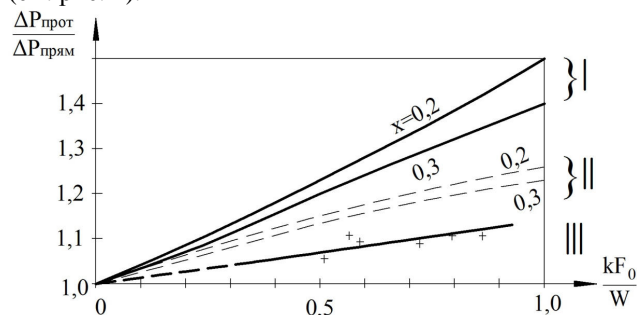


Рис. 2. Соотношение потерь давления при прямотоке и противотоке:

I- расчёт по первой модели, II- расчёт по второй модели, III- экспериментальные данные.

1. Мильман О.О., Федоров В.А., Воздушно-конденсационные установки. М.: Изд-во МЭИ, 2002. – 208 с.
2. Справочник по теплопередаче. Т. 1. / под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987. – 560 с.
3. Кутателадзе С.С. Теплоотдача при конденсации и кипении. М.: ГНТИ, 1952. – 232 с.
4. Milman O.O., Spalding D.B., Fedorov V.A. Steam condensation in parallel channels with nonuniform heat removal in different zones of heat-exchange surface // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. №55. P.6054-6059.
5. Мильман О.О., Федоров В.А., Кондратьев А.В., Птахин А.В. Особенности конденсации пара внутри труб и каналов. // Теплоэнергетика. 2015. №4. С.71-80.
6. Леонтьев А.И., Мильман О.О. Гидравлическое сопротивление при течении конденсирующегося пара в трубах. // Теплофизика и аэромеханика. 2014. №6. С.803-806.

Работа поддержана Минобрнауки России (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57914X0031).

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА НА СЖИГАНИЕ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ

И.С. Ануфриев¹, С.С. Арсентьев^{1,2}, Е.П. Копьев¹, О.В. Шарыпов^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: anufriev@itp.nsc.ru

Важной задачей является утилизация большого объема накопленных на предприятиях теплоэнергетики и других отраслей жидких углеводородных отходов (отработанные масла и смазочные жидкости, некондиционные остатки топлив, отходы нефтепереработки и др.), которые не находят в настоящее время широкого практического применения и представляют значительную опасность техногенного загрязнения окружающей среды. Широкому использованию подобных углеводородов для замещения качественных видов органического топлива препятствует несоответствие существующих технологий экологическим требованиям, их недостаточная энергоэффективность, проблемы, связанные с воспламенением топлив, коксованием поверхностей и др. В связи с этим представляет интерес поиск и научное обоснование новых способов сжигания некондиционных жидких углеводородов.

Предварительные исследования, проведенные в ИТ СО РАН на оригинальных автономных горелочных устройствах мощностью 10-50 кВт [1, 2], показали, что при подаче в зону горения струи перегретого водяного пара горение жидких углеводородов резко интенсифицируется, обеспечивается устойчивое воспламенение при высоком расходе топлива (см. рис. 1).

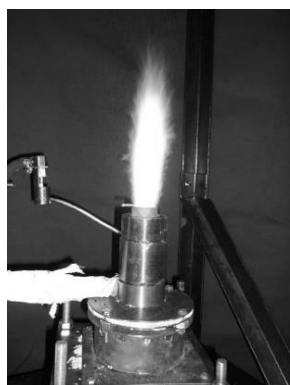


Рис. 1. Горение жидкого углеводородного топлива с принудительной подачей в зону горения струи перегретого водяного пара.

В процессе газификации образуются такие промежуточные компоненты как CO, H₂, OH. Показано, что сажа в продуктах сгорания практически отсутствует. Такой способ «бессажного» сжигания [3] может оказаться перспективным для утилизации низкокачественных жидких углеводородных топлив и горючих производственных отходов с получением тепловой энергии [4].

В данной работе, на примере дизельного топлива экспериментально исследованы характеристики сжигания жидкого углеводородного топлива в горелочном устройстве с принудительной регулируемой подачей струи перегретого водяного пара в зону горения. Для исследуемого в работе способа сжигания характерно то, что испаряющееся компоненты топлива вначале воспламеняются в условиях недостатка окислителя (кислород воздуха) и промежуточные продукты содержат большое количество сажи. Подача в зону горения струи перегретого водяного пара приводит к газификации продуктов термического разложения и неполного сгорания топлива, интенсификации реакции и выгоранию углерода. Образующийся синтез-газ (CO и H₂) догорает в факеле, смешиваясь с кислородом из внешней атмосферы.

Проведены калориметрические измерения тепловыделения и газовый анализ состава продуктов сгорания. Показано, что в режиме с паровой газификацией обеспечиваются высокие интенсивность и полнота сгорания топлива, существенно улучшаются экологические показатели.

Получены новые экспериментальные данные по теплотехническим и экологическим характеристикам исследуемого способа сжигания при различных параметрах. Новые экспериментальные данные могут быть использованы при разработке и верификации физико-математических моделей изучаемого процесса.

1. Алексеенко С.В., Пашенко С.Э., Саломатов В.В. Нанокластерное инициирование горения некондиционных углеводородных топлив // Инженерно-физический журнал. 2010. Т. 83. № 4. С. 682–693.
2. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Дулин В.М., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Сажепаровый режим горения жидких углеводородов: распределение скорости в факеле горелки // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т.21. № 3. С.411–414.
3. Патент РФ 2219435, Способ бессажного сжигания топлива / Вигриянов М.С., Саломатов В.В., Алексеенко С.В.; ИТ СО РАН; зарегистрирован 20.12.2003, приоритет от 11.02.2002.
4. Алексеенко С.В., Ануфриев И.С., Вигриянов М.С., Копьев Е.П., Шарыпов О.В. Характеристики процесса сжигания дизельного топлива в горелочном устройстве с подачей струи перегретого водяного пара // Физика горения и взрыва. 2016. Т.52. № 3.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 14-08-00177-а; № 15-38-20558-мол_а_вед; № 15-58-04032-Бел_мол_а) и Стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (СП-1410.2015.1).

СТРИМЕРЫ И ЧАСТИЧНЫЕ РАЗРЯДЫ В ВОДЕ

Коробейников С.М.^{1,2}, Мелехов А.В.³¹ Институт гидродинамики им. М.И. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный технический университет³ Институт лазерной физики СО РАН, НовосибирскE-mail: korobeynikov@corp.nstu.ru

Деионизованная вода является наиболее подходящей диэлектрической средой для импульсных мощных устройств различного назначения. Это обусловлено высокими значениями диэлектрической проницаемости и импульсной электрической прочности воды, взрыво-пожаробезопасностью, слабой разлагаемостью в разрядах. Исследование стримеров важно для целей повышения импульсной электрической прочности и плотности запасаемой энергии.

Обычные стримеры

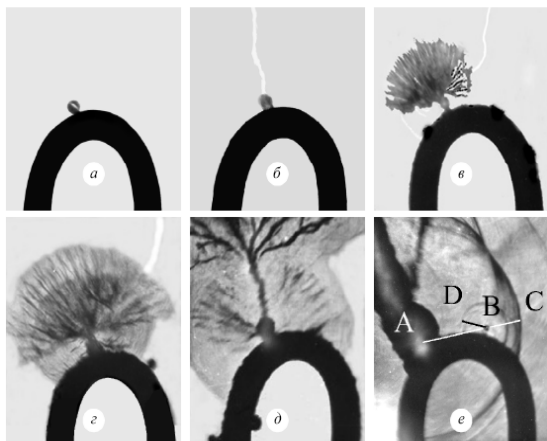


Рис. 1. Стример с анода [1].

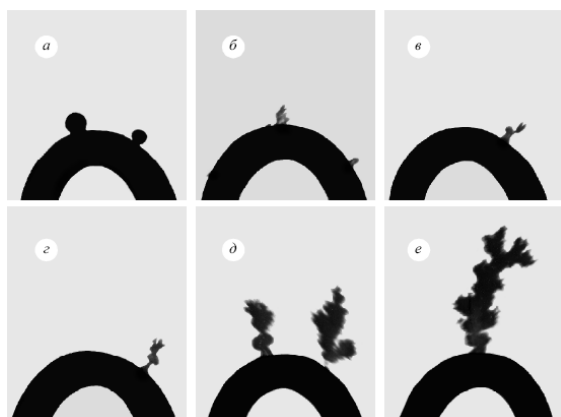


Рис. 2. Стример с катода [1].

Электрический стример – это образование проводящей (м.б слабопроводящей) области у электрода и продвижение этой области в виде разветвленной структуры в направлении противоположного электрода. Обычные стримеры всегда начинаются на электроде. Катодные стримеры имеют дозвуковую скорость, структура – куст, непрозрачны. Анодные стримеры имеют сверхзвуковую скорость, структура – нити, полупрозрачны.

Импульсная электрическая прочность определяется как возможностью зажигания разряда, так и скоростью его движения.

Безэлектродные стримеры

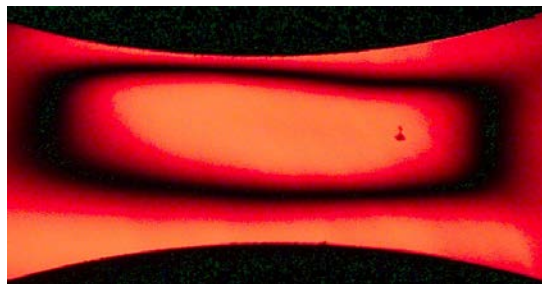


Рис. 3. Безэлектродный стример на фоне керровской картины.

Безэлектродные стримеры возникают при экранировании электродов, т.е. при уменьшении приэлектродной напряженности электрического поля [2].

Послепробойные стримеры



Рис. 4. Послепробойные стримеры.

Послепробойные стримеры возникают при пробое промежутка в случае наличия объемных зарядов в диэлектрике.

Кроме вышеуказанных типов стримеров будут проанализированы незавершенные стримеры в жидкости, возникающие в резконеоднородном поле.

1. В.Я.Ушаков, В.Ф.Климкин, С.М. Коробейников, В.В. Лопатин. Пробой жидкостей при импульсном напряжении. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. - 488 с.
2. S.M. Korobeynikov, A.V. Melekhov Nonelectrode Streamers in Deionized Water // IEEE Trans. on Plasma Science, 2011, 39: 2632-2633.
3. Korobeynikov S. M., Melekhov A. V., Posukh V. G. Nonelectrode and Postbreakdown Ionization Processes in Water // IEEE Transactions on Plasma Science. - 2014. - Vol. 42, iss.4. - P. 965-968. - DOI: 10.1109/TPS.2014.2307894.

Работа поддержана РНФ (грант № 16-19-10229).

Королев П.В., Крюков А.П., Пузина Ю.Ю.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

E-mail: Korolyov2007@yandex.ru

Развитие криогенных систем специального назначения, связанных с отводом высоких тепловых потоков на гелиевом уровне температур, в том числе в космических приложениях, приводит к необходимости исследования течения гелия-II внутри пористого тела. Ранее рассматривалась задача о течении He-II в капилляре с паром при наличии осевого теплового потока [1]. Было получено, что при определённой длине жидкой перемычки, жидкость движется по направлению к источнику теплоты, в отличие от обычных жидкостей [2]. В дальнейшем получены экспериментальные данные [3], подтвердившие теоретическую модель. Исследовалось течение перемычки сверхтекучего (гелия-II) и нормального гелия (гелия-I) в капиллярах диаметром 250 мкм, длиной 8 м и 8 см при подаче теплоты через паровую полость.

В этой работе предлагается заменить одиночный капилляр системой микроканалов, образуемых пористым телом, например, при монодисперсной засыпке металлических шариков в канал на определённом участке его длины (пористая вставка). Часть длины канала известного размера d_k занимает пористая вставка. Канал заполняется сверхтекучим гелием. С одной стороны канала подается тепловая нагрузка q_w так, что вблизи нагревателя образуется паровая пробка. С другой стороны поддерживается постоянное давление P_b , следовательно, соответствующая этому давлению по линии насыщения постоянная температура жидкости T_b . Необходимо установить взаимосвязь между структурными характеристиками пористой засыпки (пористостью m , длиной L_2) и скоростью квазистационарного движения жидкости в канале. При этом длина жидкой перемычки в канале L_0 остаётся постоянной.

Для ламинарного нормального и безвихревого сверхтекучего движений в [1] критическая длина жидкой перемычки L_{0C} при тчении гелия в капилляре с паром при наличии продольного теплового потока равна

$$L_{0C} = \frac{\rho' ST \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{TS(\rho' - \rho'')}\right)} \left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right) \frac{d_k^2}{32\eta'} \quad (1)$$

Если часть канала L_2 заполнена пористой структурой, то критическая длина L_{2C} определяется как:

$$L_{2C} = \frac{\rho' ST \sqrt{2\pi RT}}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{TS(\rho' - \rho'')}\right)} \left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right) \frac{k_{ПП}}{\eta'} \quad (2)$$

В (1) и (2) R – индивидуальная газовая постоянная для гелия, S – энтропия, T – температура, Λ – удельная теплота парообразования, η' – вязкость жидкости, ρ' – плотность жидкости, ρ'' – плотность пара. В (2) $k_{ПП}$ – коэффициент проницаемости пористой среды.

Сравнение (1) и (2) позволяет заключить, что отношение критических длин определяется проницаемостью:

$$\frac{L_{2C}}{L_{0C}} = \frac{32k_{ПП}}{d_k^2} \quad (3)$$

Критическая длина L_{2C} относится только к пористой вставке, L_{2C} зависит от структурных характеристик материала пористой вставки и температуры проведения эксперимента, и не зависит от диаметра канала d_k . Критическая длина L_{0C} для капилляра диаметром 100 мкм составляет 0,6 м (при температуре жидкости 2К), а критическая длина пористой вставки L_{2C} , при заполнении монодисперсными шариками диаметром $d=100$ мкм и пористостью засыпки $m=0.4$, составляет 0.021 м. Отношение $L_{0C}/L_{2C} \approx 29$, а эквивалентный диаметр для каналов пористой вставки составит 18 мкм.

Для турбулентного нормального и ламинарного сверхтекучего движения в пористом теле формула для критической длины L_{2C} выглядит следующим образом:

$$L_{2C} = \frac{\rho' ST \sqrt{2\pi RT} \left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right)}{\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right) \left(\frac{q_w b_n \rho_n m^2}{\rho' ST} + \frac{\eta'}{k_{ПП}}\right)}, \quad (4)$$

где b_n – коэффициент сопротивления при движении He-II в порах (введён в [4]), ρ_n – плотность нормального компонента.

Следует отметить, что в формуле (4) критическая длина зависит от теплового потока, в отличие от (2), где влияние теплового потока очень незначительно (проявляется через изменение температуры жидкости). Особенностью сверхтекучего гелия является связь теплового потока со скоростью нормального движения в каналах, что следует из уравнений двухскоростной гидродинамики Л. Д. Ландау. Таким образом, при наличии в канале пористой вставки длиной превышающей L_{2C} (определяемой по (2) или (4)) в зависимости от режима течения, перемычка сверхтекучего гелия движется к нагревателю и паровая область около нагревателя схлопывается.

1. Королев П.В., Крюков А.П.. Движение сверхтекучего гелия в капилляре с паром при наличии продольного теплового потока. // Вестник МЭИ. – 2002. – №1. – С.43–46.
2. Крюков. А.П. Движение жидкости в канале с паром при наличии продольного теплового потока // ТВТ. – 2000. – Т. 38, №6. – С. 945–949.
3. Королев П.В., Крюков А.П., Медников А.Ф. Экспериментальное исследование движения гелия II в капилляре при наличии паровой полости вблизи нагревателя // Вестник МЭИ. 2006. № 4. С. 27–33.
4. M.H. Vanderlaan, S.W. Van Sciver. He II heat transfer through random package spheres: Pressure drop. // Cryogenics 63 (2014). P. 37–42.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-08-00980).

**РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ**

Кот В.А.

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

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

Для практических приложений при решении краевых задач наибольший интерес представляют приближенные аналитические методы, позволяющие находить простые по форме решения в пределах допустимой точности [1, 2]. В настоящем сообщении на примере рассмотрения ряда задач нестационарной теплопроводности представлено два приближенных интегральных метода: метод взвешенной температурной функции (МВТФ) и метод граничных характеристик (ИМГХ). В их основе лежат системы для взвешенной температурной функции, дополнительно содержащие n -кратные интегралы от задающей функции граничного условия, а также k -кратные дифференциальные операторы по пространственной координате уравнения теплопроводности [3–7].

Рассмотрим МВТФ на примере задачи теплопроводности для протяженной пластины с переменной теплопроводностью (в безразмерной форме):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(x) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad 0 < x < 1, \quad t > 0, \quad (1)$$

$$T(0, t) = h(t), \quad t > 0, \quad (2)$$

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

$$T(x, 0) = 0. \quad (4)$$

Приближенное решение задачи (1)–(4) представим полиномом

$$T(x, t) = h(t) + \sum_{j=1}^N a_j(t) x^j. \quad (5)$$

Коэффициенты $a_j(t)$ определяются на основе граничного условия (3), дополнительно введенной в рассмотрение функции $\varphi(t) = T(1, t)$, а также последовательности из тождественных равенств

$$\left\{ \mathcal{L}_n T \equiv \Upsilon_n(t) - \sum_{i=1}^n \sigma_i \mathcal{F}_{n+1-i}(t) \right\}, \quad n \in \mathbb{Z}_+, \quad (6)$$

где $\mathcal{L}_n T \equiv (T, \mathcal{K}_n) = \int_0^1 T \mathcal{K}_n dx$, $\mathcal{K}_{n+1} = \int_0^x \frac{dx}{\lambda(x)} \int_0^x \mathcal{K}_n dx$ –

весовые функции, причем $\mathcal{K}_1(x) = \int_0^x \frac{dx}{\lambda(x)}$, $\sigma_1 = 1$,

$\sigma_{n+1} = \int_0^1 \mathcal{K}_{n+1} dx$. В указанные тождественные равенства также входят граничные характеристики, определяемые как

$$\Upsilon_n(t) = \int_0^t dt \dots \int_0^t \gamma(t) dt, \quad \mathcal{F}_n(t) = \int_0^t dt \dots \int_0^t \varphi(t) dt, \quad n \in \mathbb{Z}_+.$$

Метод проанализирован с помощью тестовых задач при $T(0, t) = 1$ и переменной теплопроводностью

$\lambda(x) = \exp(-kx)$, $\lambda(x) = \exp(-k(1-x))$, $\lambda(x) = 1+kx$ ($k > 0$), $\lambda(x) = (1+kx)^{-m}$ ($m > 0$). В виде примера на рис. 1 представлены температурные профили для однородной пластины с теплопроводностью $\lambda(x) = (1+5x)^{-1}$. Отличие полученного приближенного решения (полином шестой степени) от точного имеет место лишь в пятом знаке после запятой.

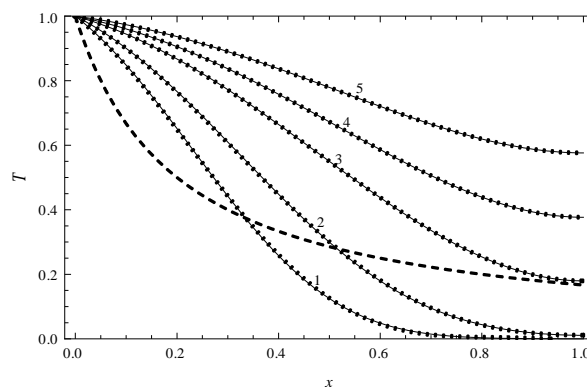


Рис. 1. Температурные профили в протяженной пластине при $\lambda(x) = (1+5x)^{-1}$ (штриховая линия) для точного решения (сплошные линии) и МВТФ ($N = 6$) (пунктир): 1, 2, 3, 4, 5 – $t = 0.1; 0.2; 0.5, 0.8$ и 1.2 соответственно.

Для полуограниченных тел предлагается ИМГХ, использующий известную идею введения в рассмотрение фронта температурного возмущения. Данный метод проанализирован на множестве примеров, затрагивающих переменные теплофизические свойства, задачи стефановского типа, а также различные граничные условия (включая нестационарный теплообмен). Применение ИМГХ с относительно малыми степенями полиномов дает практически точные решения, поскольку ошибка составляет сотые-тысячные доли процента.

1. Власова Е.А., Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Приближенные методы математической физики. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. 700 с.
2. Цой П.В. Системные методы расчета краевых задач тепломассопереноса. М.: Издательство МЭИ, 2005. 568 с.
3. Кот В.А. Тождества взвешенной температуры // Инженерно-физический журнал. 2015. Т. 88, № 2. С. 409–424.
4. Кот В.А. Метод граничных характеристик // Инженерно-физический журнал. 2015. Т. 88, № 6. С. 1345–1363.
5. Кот В.А. Метод взвешенной температурной функции // Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89, № 1. С. 183–202.
6. Кот В.А. Многократное интегрирование уравнения теплопроводности для ограниченного изнутри пространства // Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89, № 2. С. 362–382.
7. Кот В.А. Граничные характеристики для обобщенного уравнения теплопроводности и их эквивалентные представления // Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89, № 4. С. 983–1006.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПАКТНОЙ ПРОПАНО-ВОЗДУШНОЙ СТРУИ С ГОРЕНИЕМ МЕТОДАМИ PIV И OH PLIF

Толстогузов Р.В.^{1,2}, Кравцов З.Д.^{1,2}, Чикишев Л.М.^{1,2}, Дулин В.М.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: chlm@itp.nsc.ru

В работе исследовалось пропано-воздушное пламя предварительно перемешанной смеси, организованное соплом с поджатием потока (внутренний диаметр 15 мм) и импактной поверхностью. Коэффициент избытка топлива подаваемой смеси варьировался в пределах $\Phi=0,8 - 1,4$, число Рейнольдса варьировалось в диапазоне 500-5500, относительное расстояние до импактной поверхности варьировалось в диапазоне $0,1D - 8D$.

Метод измерения поля температуры, используемый в данной работе, основан на возбуждении радикала OH^* , образующегося в пламени в $(1 - 0)$ колебательной линии $A_2\Sigma^+ \leftarrow X_2\Pi$ электронного перехода на двух различных длинах волн и последующей регистрации интенсивности сигнала флуоресценции в спектральном диапазоне 305-320 нм [1].

Накачка перестраиваемого лазера на красителях (Sirah) осуществлялась второй гармоникой (532 нм) твердотельного импульсного Nd:YAG лазера (Quanta-Ray, 1000 мДж в импульсе, длительность 10 нс). В качестве красителя использовался Rhodamine 6 G. После удвоения энергии лазерного излучения (282-284 нм) составляла 5 мДж, со среднеквадратичным отклонением менее 5 %. После прохождения коллимирующей оптики лазерный луч разворачивался в нож, размером до 50 мм в вертикальном направлении и толщиной менее 0.8 мм.

Для регистрации флуоресценции радикала OH^* применялась система с усилителем яркости изображения, на основе оптоэлектронного преобразователя (ОЭП) с мультисканальным усилителем, сопряженного с гибридной ПЗС-КМОП (sCMOS) камерой (2560×2160 пикселей, 16 бит). Система регистрации оснащалась кварцевым объективом (100 мм, $f\# 2.8$). Фотокатод оптоэлектронного преобразователя (S20 multialkali) имеет квантовую эффективность около 25 % в исследуемом диапазоне длин волн (300-320 нм). Экспозиция каждого кадра составляла 200 нс.

Для измерения ансамблей полей мгновенной скорости применялся метод анемометрии по изображениям частиц (PIV). В поток подавались твердые частицы диоксида титана в малой объемной концентрации. PIV система состояла из двойного импульсного лазера Ever Green (Quantel) и 4М ПЗС-камеры B2020 (ImperX). Энергия каждого импульса лазера составляла 70 мДж. Изображения частиц регистрировались с разрешением 8 бит.

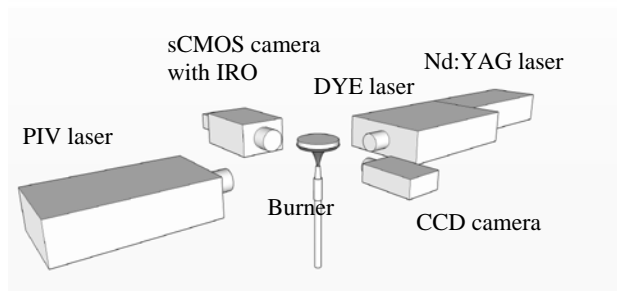


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

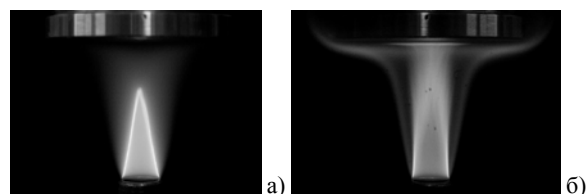


Рис. 2. Визуализация режимов горения ($H/D=4$) а) $\Phi=0,9$, $Re=2000$; б) $\Phi=1,2$, $Re=3000$.

Проведены исследования распределения поля температуры и динамики фронта пламени, стабилизированного между соплом и импактной поверхностью. Для пропано-воздушной смеси определена карта режимов горения при варьировании числа Рейнольдса и коэффициента стехиометрии, а также при изменении расстояния от сопла до импактной поверхности, измерены пределы расходов для уноса пламени. Полученные результаты хорошо согласуются с данными работы [2]. Для характерных режимов горения проведены измерения поля температуры методом two-line OH PLIF и ансамбли полей мгновенной скорости методом PIV, проведено сравнение с результатами измерений поля скорости для изотермической воздушной струи.

1. Meier U.E., Wolff-Gaßmann D., Stricker W. LIF imaging and 2D temperature mapping in a model combustor at elevated pressure // *Aerosp. Sci. Technol.* 2000. No 4. P. 403–414.

2. Fernandes E.C., Leandro R.E. Modeling and experimental validation of unsteady impinging jet flames. *Comb. Flame.* 2006. V. 146, No. 4. P.674-686.

Работа поддержана РНФ (грант № 16-19-10566).

Крета А.С.^{1,2}, Люлин Ю.В.¹, Кабов О.А.¹¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный университет

E-mail: alexy.slav@yandex.ru

Исследование тепломассопереноса через границу раздела жидкости и газа является актуальной задачей на сегодняшний день. В энергетических устройствах рассматриваемые процессы реализуются в мини- и микроканалах аппаратов типа: тепловые трубы, пленочные испарители, двухфазные системы охлаждения и др. Несмотря на повышенный интерес к такого рода задачам, экспериментальных [1,2] и теоретических [3] работ в этой области крайне недостаточно для понимания физики процессов, связанных с тепломассопереносом через границу раздела жидкости и газа, а также конвекции в слое жидкости.

Целью работы является экспериментальное исследование с использованием PIV метода структуры конвективных течений, а так же измерение скорости их распространения в слое жидкости в условиях воздействия потока газа.

Экспериментальные исследования проведены на установке, схема которой представлена на Рис. 1.

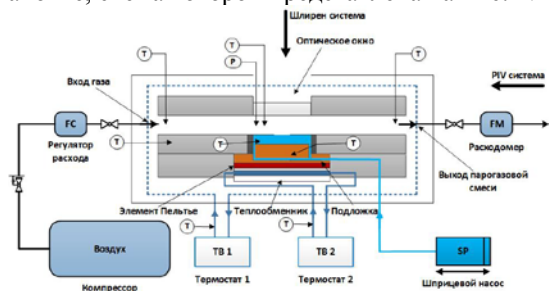


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Объектом исследования является горизонтальный слой жидкости испаряющийся под действием потока газа. Расход газа на входе и выходе рабочего участка контролируется с помощью массовых расходомеров. Жидкость в рабочий участок подается с помощью высокоточного шприцевого насоса. Межфазная поверхность поддерживается в плоском состоянии и контролируется с помощью Шлирен метода и шприцевого насоса. Регистрация конвективных течений в слое жидкости осуществляется PIV методом.

Эксперименты проводились при атмосферном давлении в рабочем участке в горизонтальном слое жидкости толщиной 3 мм. В качестве исследуемой жидкости использовался этанол. Площадь поверхности испарения составляла 100 мм². Расход газа варьировался от 100 до 1000 мл/мин с шагом 100 мл/мин, что соответствует его средней скорости от 0,0139 м/с до 0,138 м/с. Температура системы “жидкость-газ” поддерживалась постоянной 20°C с отклонением не более 0,1°C.

На Рис.2 представлен график зависимости средней скорости движения конвективных структур в слое жидкости от средней скорости потока газа.

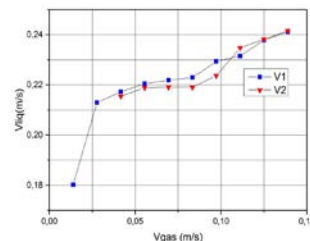


Рис. 2. Зависимость средней скорости движения вихревых структур от средней скорости потока газа.

Из графика видно, что при увеличении средней скорости потока газа увеличивается скорость конвективных структур в слое жидкости. Данное движение объясняется увеличением градиента температуры в слое жидкости в результате увеличения интенсивности испарения при возрастании скорости потока газа. Кроме того при росте скорости потока газа возрастает влияние как термокапиллярного эффекта, так и сил касательных напряжений которые также влияют на скорость движения конвективных структур.

На Рис. 3 представлено двухкомпонентное поле скоростей при расходе газа равном 1000 мл/мин (0,138 м/с) из которого видно, что при максимальном потоке газе образуются две симметричные вихревые структуры течения. На начальном участке соприкосновения жидкости и газа вихревая структура движется против потока газа. Данное движение жидкости объясняется влиянием термокапиллярного эффекта. Вторая вихревая структура движется в одном направлении с потоком газа. Подобное движение жидкости возникает за счет действия сил касательных напряжений и воздействия первой вихревой структуры. Скорости первой и второй вихревой структуры равны 0,2412 м/с и 0,2416 м/с, соответственно.

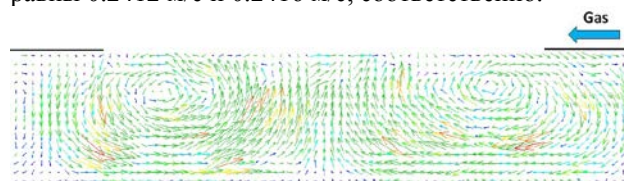


Рис. 3. Двухкомпонентное поле скоростей

1. Kabov O.A. Interfacial thermal fluid phenomena in thin liquid films. International Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences, 2010, 2 (2-3), pp. 87-121.
2. Lyulin Yu.V., Kabov O.A. Evaporative convection in a horizontal liquid layer under shear-stress. Int. J. Heat and Mass Transfer, 2014, 70, pp. 599-609.
3. Goncharova O.N., Kabov O.A. Mathematical and numerical modeling of convection in a horizontal layer under co-current gas flow. Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53, pp. 2795-2807.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (идентификатор проекта RFMEFI61314X0011).

Мильман О.О.¹, Крылов В.С.^{1,2}, Птахин А.В.^{1,2}, Кондратьев А.В.^{1,2},¹ ЗАО «НПВП «Турбокон», Калуга² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиалE-mail: turbocon@kaluga.ru

Реализация проекта высокотемпературной паротурбинной установки напрямую связана с вопросами конденсации пара, содержащего большое (до 15-20% по массе) количество неконденсирующихся газов. Конструкции современных конденсационных установок не рассчитаны на эффективную работу при большом содержании неконденсирующихся газов. Конструкция конденсатора должна обеспечить высокий коэффициент теплоотдачи α и массообмена β от парогазовой смеси к стенке на фоне роста концентрации газов по мере конденсации пара [1]. Расчет такого устройства не имеет методической базы и надежных экспериментальных данных для определения α и β .

В связи с этим необходимо исследовать экспериментальный высокоэффективный конденсатор пара для получения опытных данных, разработки методик расчетов и обоснования принципов проектирования.

Описание стенда. Подвод пара в конденсатор производится через паровой коллектор с выравнивающей решеткой, после которой пар поступает на теплообменный модуль. Перед трубным пучком производится замер давления. Пар проходит через 6 групп трубных пучков (рис. 1).

Трубные пучки сформированы таким образом, что теплообменный модуль образует треугольную форму. Это позволяет сгруппировать конденсатор из нескольких теплообменных модулей необходимой тепловой мощности с контролем процессов тепломассопереноса в различных зонах трубного пучка. Так же такая компоновка обеспечивает примерно постоянную высокую скорость паровоздушной смеси по мере ее конденсации.

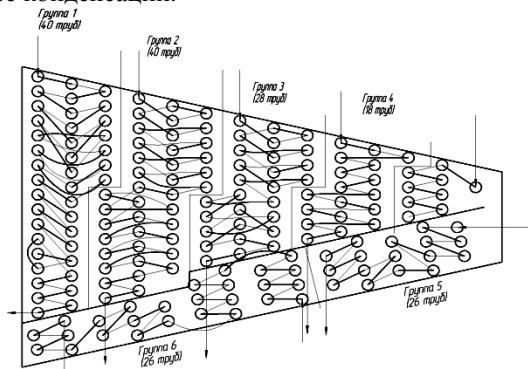


Рис. 1. Расположение трубных пучков экспериментального образца высокоэффективного конденсатора и распределение по группам.

Результаты испытаний. На Рис. 2. представлены значения коэффициента теплоотдачи от массового содержания (ϵ) неконденсирующихся газов в паре на номинальном режиме работы. $G_{\text{п}} = 33$ г/с). На рис.3. представлены значения давления в полости конденсатора. Значения давления в полости конденсатора на номинальном режиме с $\epsilon = 15\%$ составляет 9,57кПа.

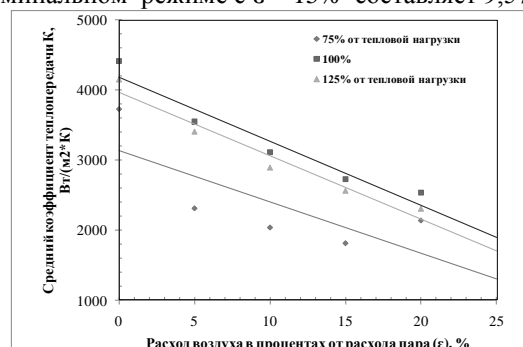


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от массового содержания неконденсирующихся газов в паре (ϵ).

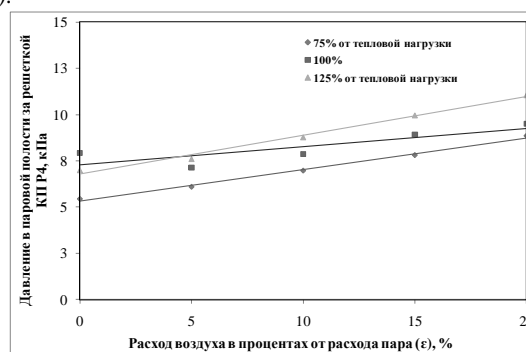


Рис. 3. Зависимость давления в конденсаторе от массового содержания неконденсирующихся газов в паре (ϵ).

Выводы:

1. В конденсаторах такого типа влияние неконденсирующихся газов меньше, чем в классических конденсаторах. При конденсации пара с массовым содержанием до 20% неконденсирующихся газов, коэффициент теплопередачи уменьшается в 1.6-2.5 раза.

1. Конденсаторы паротурбинных установок / В.А. Федоров, О.О. Мильман; Под ред. Издательство МГТУ им Н.Э. Баумана, 2013.г. 163 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАШУЩЕГО КРЫЛА ДЛЯ ПРИВОДА НАДВОДНЫХ И ПОДВОДНЫХ СУДОВ.

Крюков А.В., Зверков И.Д.

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

E-mail: kryukov@itam.nsc.ru

В настоящее время проблема охраны окружающей среды стоит достаточно остро во всех сферах человеческой деятельности. Одной из важнейших является охрана экосистемы естественных водоемов. Повсеместное безответственное использование ресурсов водоемов приводит к постоянному изменению численности и состава водной флоры и фауны. Тем самым безвозвратно выводя из равновесия собственную среду обитания. Кроме изменения химического состава человек оказывает непосредственное механическое и акустическое воздействие на водную среду. С появлением механических судов с тепловыми двигателями открылась эра нового типа возмущения водной среды. Гребные винты кроме перемешивания слоев жидкости со всей находящейся внутри флорой и фауной создают мощное поле возмущений с широким акустическим спектром. Диапазон восприимчивости морских обитателей находится внутри шумового диапазона от приводных установок, что негативно влияет на их популяцию [1]. На сегодняшний день общее водоизмещение морских судов измеряется сотнями миллионов тонн перемещение малых судов фактически не регистрируется однако их численность, в общем случае, обратно пропорциональна водоизмещению.



Рис. 1. Экспериментальная установка по исследованию характеристик подводного машущего крыла: 1- ласт, 2- датчики, 3- подвижно-суставный механизм, 4-червячный редуктор 5-электродвигатель с контроллером, 6 система сбора данных, 7-подвижная платформа.

Таким образом вопрос выбора способа взаимодействия с водной средой выглядит более чем актуальным. Особенно остро эта проблема стоит в пресных водоемах в непосредственной близости от человеческой среды обитания таких как реки, озера, каналы и пруды вблизи и внутри населенных пунктов. Самым экологичным способом перемещения по водной среде является парусный, однако он имеет ряд недостатков в числе которых зависимость от силы и направления ветра. Обращая внимание на природный способ решения данной задачи мы устремля-

емся к подводному машущему полету - движению естественному для подавляющего большинства морских обитателей.

В основе эксперимента по исследованию характеристик машущего привода в водной среде было взято исследование гидродинамических характеристик спортивного подводного крыла (моноласта). В ходе работы была изготовлена установка моделирующая движение нижней части человеческого тела при плавании с моноластом. Ферменная конструкция с подвижными звеньями моделирующая суставы пловца была установлена на плавучую платформу. Привод осуществлялся с посредством бесколлекторного электродвигателя подключенного через понижающий редуктор и управляемого с помощью контроллера. В процессе эксперимента можно было изменять частоты маха от 0 до 1 Гц. Гидродинамические усилия передавались на платформу через систему тензодатчиков. Далее через АЦП сигнал передавался на ЭВМ. Также был разработан собственный вариант конструкции моноласта превосходящий существующие спортивные снаряды по эффективности. Первичная оценка результатов измерений показала увеличение средней нагрузки на датчиках примерно в 1.3 раза, при той же затрате мощности. И как следствие увеличение скорости платформы которая была непосредственно измерена секундомером.

Кроме чисто спортивного и развлекательного приложения, подобный механизированный привод способен значительно улучшить экологическую обстановку в особенности это актуально для малоразмерных пресных водоемов вблизи человеческой жизнедеятельности.

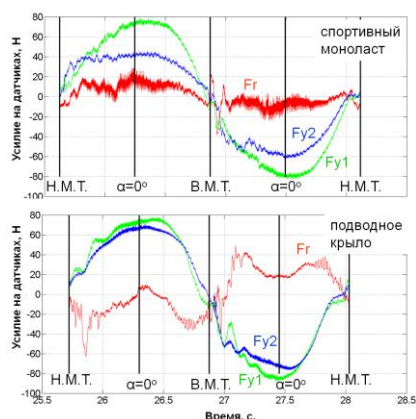


Рис. 1. Осциллограмма показаний датчиков: Fr датчик измеряющий продольную "голень" нагрузку, Fy1 и Fy2 соответственно поперечную голени для обеих "ног".

1. М.Ю. Кузнецов, В.Н. Вологдин. Гидроакустические шумы промышленных и научно-исследовательских судов и допустимые уровни шума // Изв. ТИПРО. -2009. - Т.157. С. 157-176.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-08-01210 А).

С применением малоинерционных (время теплового запаздывания менее 0.1 с) термопар выполнены измерения температуры парогазовой смеси в области, соответствующей следу капель воды, движущихся через высокотемпературные (начальные значения 430–950 К) продукты сгорания. При проведении экспериментов использовался стенд, аналогичный по основным элементам описанному в [1, 2] и оснащенный высокоскоростным видеорегистрационным (камеры Phantom V411 и Phantom Miro M310, частота съемки до $6 \cdot 10^5$ fps, максимальное разрешение съемки – 1280×1280 pix) и кросскорреляционным (двойной импульсный твердотельный Nd:YAG лазер Quantel EverGreen 70) программно-аппаратным комплексом. Для регистрации параметров газопарокапельных смесей применялись оптические методы Particle Image Velocimetry (PIV), Stereo Particle Image Velocimetry (Stereo PIV), Particle Tracking Velocimetry (PTV), Interferometric Particle Imaging (IPI) and Shadow Photography (SP). Исследования проводены для аэрозольных потоков с размерами капель 0.04–0.4 мм, их концентрацией $3 \cdot 10^{-5}$ – $12 \cdot 10^{-5}$ м³ капель/м³ газа, а также одиночных капель (размеры 1.5–2.5 мм) и относительно больших массивов (размеры 22–30 мм) воды. Установлены диапазоны максимального снижения температуры газов в следе движущейся жидкости – от 15 К до 140 К (см. рис. 1).

Определены времена сохранения пониженной температуры парогазовой смеси в следе капель относительно начальной температуры газов – от 3 с до 30 с. Выделены масштабы влияния на интегральные характеристики температурных следов капель группы факторов: начальные размеры капель, начальные скорости встречного движения капельного и высокотемпературного газового потоков, объемная концентрация капель, температура продуктов сгорания, начальная температура воды и продолжительность импульса.

На основе экспериментальных данных разработаны модели тепломассопереноса в пакете Ansys, которые позволяют прогнозировать температурные и концентрационные следы капель. При сравнении экспериментальных и теоретических результатов проведенных исследований выделены условия, при которых на характеристики температурных и концентрационных следов существенно влияют или процессы испарения или теплообмен газов с движущейся жидкостью (аккумуляция энергии последней).

Установленные экспериментальные данные обосновывают ранее выдвинутую авторами гипотезу о достаточно больших временах сохранения температурных следов капель воды даже при малых размерах последних. Полученная экспериментальная информация является основной для развития капельных си-

стем контролируемого снижения температуры газов за счет интенсификации фазовых превращений.

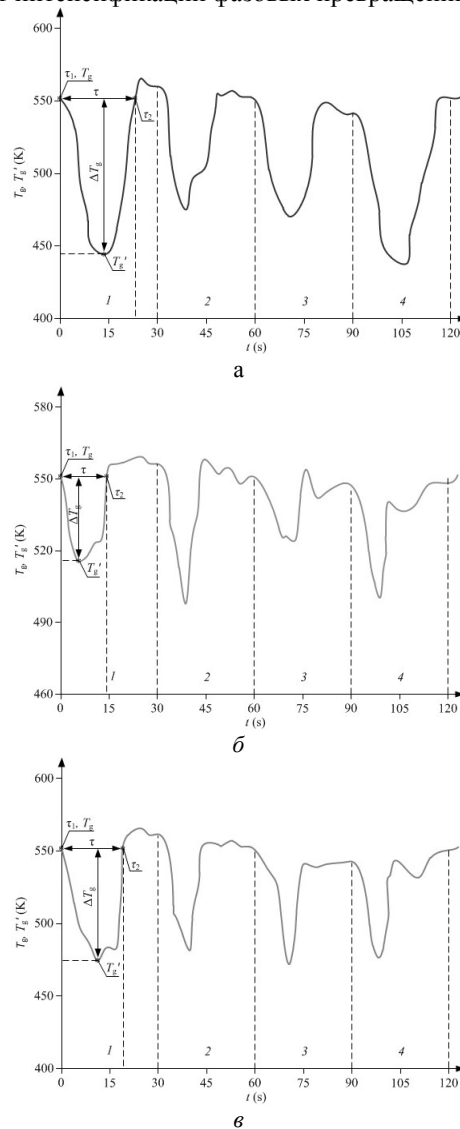


Рис. 1. Тренды изменения температуры газов после впрыска капельных потоков воды: а – аэрозольный поток, б – одиночные капли, в – водяные массивы

1. Volkov R.S., Kuznetsov G.V., Strizhak P.A. The influence of initial sizes and velocities of water droplets on transfer characteristics at high-temperature gas flow // *Int. Journ. Heat Mass Transf.* 2014. V. 79. P. 838–845.
2. Volkov R.S., Kuznetsov G.V., Legros J.C. et al. Experimental investigation of consecutive water droplets falling down through high-temperature gas zone // *Int. Journ. Heat Mass Transf.* 2016. V. 95. P. 184–197.
3. Kuznetsov G.V., Piskunov M.V., Strizhak P.A. Evaporation, boiling and explosive breakup of heterogeneous droplet in a high-temperature gas // *Int. Journ. Heat Mass Transf.* 2016. V. 92. P. 360–369.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-39-00003).

Кузнецов В.А.¹, Чернецкий М.Ю.^{1,2}, Рыжков А.Ф.³¹ Сибирский федеральный университет, Красноярск² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск³ Уральский федеральный университет, Екатеринбург

E-mail: Victor_partner@mail.ru

Газификация угольного топлива является одним из самых перспективных направлений переработки угля. Двухстадийный газификатор типа EAGLE является одним из оригинальных решений по повышению эффективности газификации топлива. Данный газификатор был разработан в Японии в рамках проекта «Coal Energy Application for Gas, Liquid and Electricity» (EAGLE) [1]. Принцип работы основан на гидродинамическом разделении потоков с организацией комбинированной противоточно-прямоточной схемы движения, рис. 1. Одним из преимуществ такого решения является уменьшение необходимой высоты реакционной зоны при увеличении времени пребывания частиц угля в реакторе. Один поток, с соотношением кислорода и угля близкому к стехиометрическому, подается в нижнюю часть камеры газификации. Сгорая, он создает необходимые температуры для эффективного протекания реакций газификации. Второй поток, с недостатком воздуха, подается в верхнюю часть камеры, где он взаимодействует с высокотемпературным восходящим потоком продуктов сгорания. В результате недостатка кислорода для полного сгорания, происходит конверсия углеродного остатка в продукты реакций газификации.

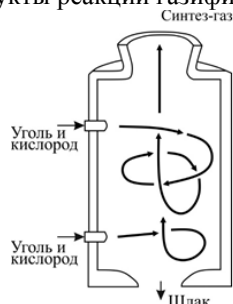


Рис. 1. Газификатор EAGLE

Данная технология газификации может быть использована для создания эффективного двухстадийного реактора конверсии твердого топлива для угольной ПГУ. В данной работе представлены расчетные исследования двухстадийной газификации Кузнецкого угля в газификаторе типа EAGLE с присадкой водяного пара. Предполагаемый расход угля составляет 1700 т/день. Рассматривалось влияние направления потока пылевоздушного потока из верхнего яруса горелок, количество водяного пара и коэффициента избытка воздуха на аэродинамическую структуру потока и состав синтез-газа на выходе из камеры газификации.

Для расчетов была выбрана математическая модель, которая включала в себя: описание движения

несущей фазы на основе RANS подхода с двухпараметрической моделью турбулентности k-ε, перенос излучения на основе дискретно-ординатного метода, горение в газовой фазе на основе модели «обрыва вихря», движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение угольной частицы включало в себя выход остаточной влаги, выход летучих и горение коксового остатка.

На первом этапе была проведена верификация математической модели на основе имеющихся экспериментальных данных по кислородной газификации при расходе угля 1000 т/день [2]. Результаты по составу синтез-газа на выходе из газификатора показали удовлетворительное соответствие с экспериментом. Далее были проведены расчетные исследования двухстадийной газификации Кузнецкого угля в газификаторе типа EAGLE с присадкой водяного пара и расходе угля 1700 т/день. Было получено, что изменение направления потока верхнего яруса горелок в горизонтальной плоскости ближе к стенке камеры приводит к более длительному пребыванию и прогреву частиц в камере, за счет их движения по периферийной зоне вниз. Это способствует более эффективному протеканию эндотермических реакций с образованием продуктов процесса газификации и позволяет уменьшить размер камеры. Так с увеличением угла наклона горелок в горизонтальной плоскости с 30 до 60° требуется на 10 % меньше высоты камеры для получения равновесного состава синтез-газа. На основе численного моделирования было установлено, что при увеличении коэффициента избытка воздуха в пределах от 0.3 до 0.6 увеличивается скорость газа и частиц в камере, увеличиваются размеры крупномасштабных вертикальных вихрей вдоль стенок, при этом уменьшается глубина конверсии топлива в синтез-газ. Наблюдается расширение зоны по центру, занимаемой восходящим потоком газа. При добавлении в качестве присадки водяного пара увеличивается химический КПД установки с 83 до 87 % при изменении количества пара с 0 до 9.8 кг/с.

1. Kiso F, Akiyama T, Morihara A, Takahashi K, Kida E, Iritani J, et al. EAGLE project for IGFC in Japan. 25th International conference on coal utilization & fuel systems; March 7-10, 2000. Clearwater, FL, USA.

2. F. Kiso, M. Matsuo A simulation study on the enhancement of the shift reaction by water injection into a gasifier. Energy 36 (2011) 4032-4040

Работа поддержана грантом Российского научного фонда (проект №14-19-00524)

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДОВ АЗОТА ПРИ ГОРЕНИИ ЗАКРУЧЕННОГО ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ПОТОКАКузнецов В.А.¹, Чернецкая Н.С.¹, Дектерев А.А.^{1,2}¹ Сибирский федеральный университет, Красноярск² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: Victor_partner@mail.ru

При сжигании угольного топлива на тепловых электростанциях одним из основных загрязнителей атмосферы является оксид азота. Воздействуя на топочный процесс, т.е. применяя технологические методы, можно существенно уменьшить концентрацию оксидов азота в уходящих газах. Одним из эффективных технологических методов снижения NOx является применение вихревых горелок с пониженным выходом NOx. При оптимизации их работы значительная роль отводится численному эксперименту. Несмотря на большие успехи, достигнутые в развитии численного эксперимента, большое разнообразие, до конца не изученная структура угля и сложные химические процессы, происходящие при горении и газификации угольного топлива, не позволяют создать универсальных моделей. Поэтому остается актуальной задача поиска математических моделей, которые позволят более точно описать процессы горения пылеугольного топлива и образования оксидов азота в топочно-горелочных устройствах.

При рассмотрении вихревых горелочных устройств с закруткой потока, важен выбор модели турбулентности, которая позволила бы достаточно точно описать усредненные поля и крупномасштабные пульсации закрученных течений. Как показывают имеющиеся работы, $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ модели турбулентности плохо описывают закрученные течения. Чтобы улучшить описание закрученных течений предлагается использовать модификации двухпараметрических моделей турбулентности, например $k-\omega$ SST модель Менстера, модели переноса рейнольдсовых напряжений, а также вихререшающие методы, как, например, метод моделирования крупных вихрей (LES). При этом можно предположить, что выбор модели турбулентности скажется и на процессах горения угольной пыли и в итоге на образование оксидов азота. Целью данной работы является сравнительный анализ влияния двухпараметрических моделей турбулентности $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ SST модели Менстера, модели переноса рейнольдсовых напряжений на результаты моделирования образования оксидов азота при горении закрученного пылеугольного факела.

В качестве объекта исследования был выбран огневом стенде мощностью 2.4 МВт с вихревым горелочным устройством [1]. Результаты эксперимента [1] включают в себя профили скоростей, пульсационные составляющие скорости, значения температур и газовый состав в нескольких поперечных сечениях топочной камеры.

Для численного моделирования турбулентного течения несжимаемой жидкости использовались уравнения Рейнольдса с учетом межфазного взаимо-

действия. Уравнения Рейнольдса замыкались с помощью следующих двухпараметрических моделей турбулентности: стандартной $k-\varepsilon$ модели турбулентности, $k-\omega$ SST модели Менстера и моделью напряжения Рейнольдса. Решение уравнения переноса лучистой энергии базировалось на P1 аппроксимации метода сферических гармоник для серой двухфазной двухтемпературной среды. Для описания процессов движения частицы используется метод Лагранжа. Процесс горения угольной частицы представлялся в виде последовательных этапов: испарение влаги из топлива, выход и горение летучих компонент и горение коксового остатка. В модели рассматривалось три механизма образования NOx: термические NOx, быстрые NOx и топливные NOx.

Результаты расчетов показали, что в изотермической постановке задачи двухпараметрические модели турбулентности и модель напряжений Рейнольдса дают существенное различие в распределении аксиальной и тангенциальной компоненты скорости. При наличии процесса горения угольной пыли, сравнительный анализ влияния моделей турбулентности $k-\varepsilon$, $k-\omega$ SST и модели напряжений Рейнольдса показал незначительное влияние на распределение аксиальной и тангенциальной скоростей и температуры газов. При этом было установлено, что выбор модели турбулентности оказывает существенное влияние на значение концентрации газовых компонент и пульсационных составляющих скорости. Удовлетворительное согласование с экспериментальными данными по пульсационным составляющим скорости дала модель напряжения Рейнольдса. На основе численных исследований было показано, что основной вклад в образование оксидов азота дают топливные оксиды, но при этом лучшее согласование с экспериментальными данными дает учет всех трех механизмов образования NOx. Сравнительный анализ влияния моделей турбулентности показал, что учет влияния турбулентных пульсаций на образование NOx в рамках модели напряжения Рейнольдса дает удовлетворительное согласование с экспериментальными значениями по распределению концентрации NOx по длине камеры сгорания.

1. Peters A.A.F., Weber R. Mathematical Modeling of a 2.4 MW Swirling Pulverized Coal Flame // Combustion Science and Technology. 1997. V. 122. I. 1-6. P. 131-182.

Работа поддержана грантом РФФИ (грант № 15-38-20969)

Красношлыков А.С.¹, Кузнецов Г.В.¹¹ НИ Томский политехнический университет, Томск

E-mail: krasnas@tpu.ru

Термосифоны и тепловые трубы являются перспективными средствами охлаждения и обеспечения тепловых режимов различных энергонасыщенных технических систем [1].

Но внедрение термосифонов (ТС) и тепловых труб (ТТ) до последнего времени не является крупномасштабным. В основном это обусловлено тем, что несмотря на относительно простой механизм работы ТС и ТТ, не разработана общая теория процессов теплопереноса в таких устройствах, учитывающая большой комплекс физических процессов, протекающих в зонах испарения и конденсации, в паровом канале, движущейся пленке конденсата.

Известны математические модели физических процессов, протекающих в ТТ и ТС [2, 3]. Но эти модели описывают только отдельные частные случаи работы таких теплопередающих систем и не учитывают весь комплекс процессов теплопереноса в паровой и жидкой фазах рабочей жидкости.

Цель работы – математическое моделирование теплопереноса в двухфазном термосифоне прямоугольного поперечного сечения с использованием пакета ANSYS FLUENT [4].

Рассматривается термосифон, принципиальная схема которого приведена на рисунке 1.

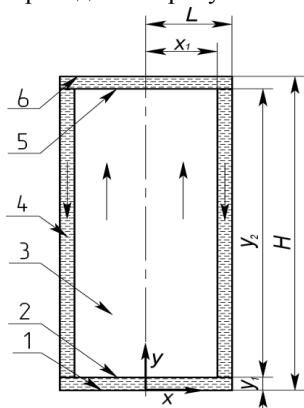


Рис. 1. Принципиальная схема термосифона. 1 – нижняя крышка; 2 – поверхность испарения; 3 – паровой канал; 4 – пленка жидкости; 5 – поверхность конденсации; 6 – верхняя крышка.

Система дифференциальных уравнений Навье-Стокса в частных производных для потоков пара и жидкости в исследуемой области и краевые условия аналогичны постановке задачи [5].

Численные исследования для термосифона с геометрическими параметрами: $y=0,1$ м, $x=0,0175$ м проводились при тепловых нагрузках на нижней крышке: $1,14 \cdot 10^4$ Вт/см², $1,63 \cdot 10^4$ Вт/см², $2,28 \cdot 10^4$ Вт/см².

При $q_h=1,14 \cdot 10^4$ Вт/см² в верхней части термосифона образуется вихрь (рис.2а), вызванный разнонаправленным движением нагретого пара и охлажденной пленки жидкости. На рис.2б видно, что при уве-

личении тепловой нагрузки $q_h=1,63 \cdot 10^4$ Вт/см² первоначально образованный вихрь незначительно трансформируется в направлении y . Это является следствием увеличения разности скоростей пара и пленки жидкости. При пиковой тепловой нагрузке $q_h=2,28 \cdot 10^4$ Вт/см², что соответствует 86 °С на нижней границе термосифона, происходят структурные изменения глобального вихря в виде разделения основного на два (рис.2в).

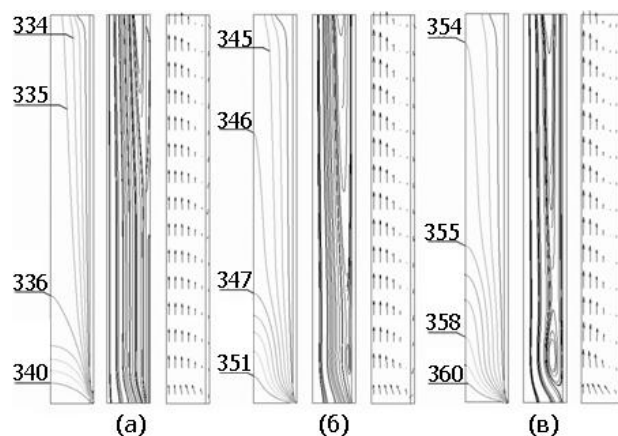


Рис. 2. Линии постоянных температур, линии тока и векторы скорости в исследуемой области. (а) – $1,14 \cdot 10^4$ Вт/см², (б) – $1,63 \cdot 10^4$ Вт/см², (в) – $2,28 \cdot 10^4$ Вт/см².

Математическое моделирование теплопереноса в двухфазном термосифоне прямоугольного поперечного сечения с использованием пакета ANSYS FLUENT показало возможность использования данного пакета при анализе процессов переноса энергии при работе термосифонов при достаточно высоких тепловых нагрузках. Установлено влияние подводящего к нижней крышке теплового потока на гидродинамические характеристики в исследуемой области.

Работа выполнена в рамках НИР Госзадания «Наука» №13.1339.2014/К (шифр Федеральной целевой научно-технической программы 2.1410.2014).

Список литературы

1. Безродный М.К., Пиоро И.Л., Костюк Т.О. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах // Киев. – 2005
2. Kuznetsov G.V., Sitnikov A.E. Numerical analysis of basic regularities of heat and mass transfer in a high-temperature heat pipe // High Temperature. 2002.
3. Kuznetsov G.V., Al-Ani, M.A., Sheremet M.A. Numerical analysis of convective heat transfer in a closed two-phase thermosiphon // Journal of Engineering Thermophysics. 2011.
4. Ansys Help. FLUENT Theory Guide.
5. Krasnoslykov A.S., Zagromov Y.A. Mathematical Modeling of Thermal Modes of Closed Two-Phase Thermosyphons with Refrigerant R600A. European Physical Journal Web of Conferences. — 2016. — Vol. 110. — Article number 01051. P.5.

ВИНТОВЫЕ ВИХРИ: МОДЕЛИ И НАБЛЮДЕНИЯ

Куйбин П.А.

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

E-mail: kuibin@itp.nsc.ru

Вихри винтообразной формы часто встречаются и в технике, и в природе. В качестве примеров можно привести винтовые вихри в следах за турбинами, пропеллерами и винтами, при возникновении торнадо и др. Винтовая форма вихря образуется вследствие неустойчивости (в том числе – после распада вихря), либо из-за несимметричных условий на входных или выходных границах. Обзор исследований по винтовым вихрям можно найти в монографии [1]. Так, в работах [2, 3] была предложена модель винтового вихря с равномерным распределением завихренности в ядре. В рамках модели были выведены аналитические формулы, описывающие скорость движения вихря и распределения осредненных полей скорости, индуцированной вихрем. Для этой модели было получено также соотношение, связывающее распределение давления с полем скорости [4]. Конечно же, в реальности равномерного распределения завихренности не бывает. В данной работе анализируются достоинства и недостатки указанной упрощенной модели и предлагаются пути ее улучшения с целью более адекватного описания реальных вихрей.

Наиболее полное и тщательное сопоставление теоретических и экспериментально измеренных характеристик вихревой структуры, образующейся на выходе из завихрителя, было проведено в статье [5]. В частности, было установлено, что модель хорошо предсказывает значения основных структурных параметров – шаг винта, смещение вихревого ядра от центра, размер ядра и частоту прецессии. При сравнении фазово-осредненных полей получено удовлетворительное соответствие по распределениям компонент скорости. Что касается давления, его распределение в модели качественно верно воспроизводит измерения, но разрежение в центре ядра оказывается на 50% преувеличенным.

Одна из основных проблем модели, развитой в работах [1-4], заключается в ограничении из-за предположения о круговой форме сечения вихревой трубки. В то же время уравнение для давления [4] в случае винтового вихря шага h , прецессирующего на частоте f , и имеющего равномерное распределение завихренности в ядре,

$$p/\rho + \mathbf{u}^2/2 + fhu_z + (\psi + \pi fr^2)\omega_z = const,$$

накладывает ограничение на форму сечения ядра: на границе ядра должно выполняться условие $\psi + \pi fr^2 = const$. То есть возникает задача определения формы ядра винтового ядра стационарно движущегося винтового вихря. В случае безграничной жидкости решение задачи методом дискретных вихрей представлено в [6]. Для течения в цилиндрическом канале появляются два дополнительных параметра – расход жидкости и радиус канала.

С целью совершенствования модели возможно применение и иных подходов. Конечно, можно пытаться решать задачу о характеристиках вихря в пол-

ной постановке с применением методов вычислительной гидродинамики. К сожалению, количество параметров слишком велико (2 гидродинамических и 4 геометрических, или 4 безразмерных), чтобы достичь успеха в данном направлении. Более эффективным представляется асимптотический подход с разложением полей скорости и завихренности по малому параметру для случая малого размера вихревого ядра по отношению к радиусу кривизны винтового вихря. В этом случае можно получить гладкое распределение завихренности, близкое к наблюдаемому в эксперименте. Тем не менее, первые результаты [7] показывают, что выражения для полей выглядят весьма громоздкими, и уже в первом приближении некоторые характеристики удается записать лишь в квадратурах.

Более простым представляется подход, основанный на регуляризации – представления решения в виде свертки известного решения для поля скорости, индуцированного бесконечно тонкой вихревой нитью с некоторой регуляризирующей функцией. Проблема заключается в выборе последней. Вероятно, для этого подойдут функции, получаемые из асимптотических решений.

Еще один вопрос моделирования винтообразных вихрей заключается в том, что в технических устройствах, например, в отсасывающей трубе гидротурбины, вихрь имеет витки, радиус которых увеличивается вниз по течению, т.е. спираль имеет коническую форму. Подход, позволяющий решить данную проблему, развит на основе параметрического задания зависимости параметров вихря от осевой координаты [8].

Таким образом, в данной работе развиты подходы, направленные на совершенствование моделей винтовых вихрей.

1. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. - Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 504 с.
2. Kuibin P.A., Okulov V.L. Self-induced motion and asymptotic expansion of the velocity field in the vicinity of helical vortex filament // Phys. Fluids. 1998. V. 10. №3. P. 607-614.
3. Alekseenko S.V., Kuibin P.A., Okulov V.L., Shtork S.I. Helical vortices in swirl flow // J. Fluid Mech. 1999. V. 382. P. 195-243.
4. Kuibin P.A., Okulov V.L., Pylev I.M. Simulation of flow structure in the suction pipe of a hydroturbine by integral characteristics // Heat Transfer Research. 2006. V. 37, Iss. 8. P. 675-684.
5. Litvinov I.V., Shtork S.I., Kuibin P.A., Alekseenko S.V., Hanjalic K. Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler
6. Lucas D., Dritschel D.G. A family of helically symmetric vortex equilibria // J. Fluid Mech. 2009. V. 634. P. 245-268.
7. Agafontseva M.V., Kuibin P.A. On the viscosity influence on a helical vortex filament evolution // EPJ Web of Conferences. 2015. V. 82. – Paper 01001.
8. Kuibin P.A., Susan-Resiga R.F., Muntean S. A model for precessing helical vortex in the turbine discharge cone // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science. 2014. V. 22. Paper 022024.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-08-05220).

Знание податливости покрытия необходимо для выбора свойств покрытий, которые могут снижать трение в турбулентном течении [1] или затягивать ламинарно-турбулентный переход. В свою очередь, расчет податливости основывается на знании вязкоупругих свойств материалов. Методика измерения этих свойств в широком частотном диапазоне при малых деформациях описана в [2].

Для практического использования покрытий нужно чтобы они обладали достаточной прочностью, т.е. имели как можно больший модуль упругости. С другой стороны, модуль упругости не должен быть слишком большим, чтобы обеспечить достаточную податливость покрытия. Компромисс этих противоположных требований найден в [1] и заключается в обеспечении требования $V/C_{t,2}^0 \approx 1 \div 1.5$.

Разработан алгоритм расчета динамической податливости многослойных покрытий [3]. Модуль податливости и фазовое отставание перемещения поверхности покрытия от действующего давления зависят от вязкоупругих свойств материалов, отношения длины волны к толщине покрытия и отношения скорости волны к скорости распространения сдвиговых колебаний в базовом слое.

Произведен расчет динамической податливости двухслойного покрытия, состоящего из толстого базового слоя, приклеенного к твердому основанию, и тонкого прочного внешнего слоя. Модуль упругости внешнего слоя варьировался до восьмикратного значения модуля упругости внутреннего слоя, при этом плотность внешнего слоя ρ оставались либо равной плотности внутреннего слоя, либо увеличивалась пропорционально модулю упругости.

Податливость имеет вид пика с двумя гребнями – в сторону малых значений λ/H (высоких частот) и в сторону малых значений $V/C_{t,2}^0$ (низких скоростей).

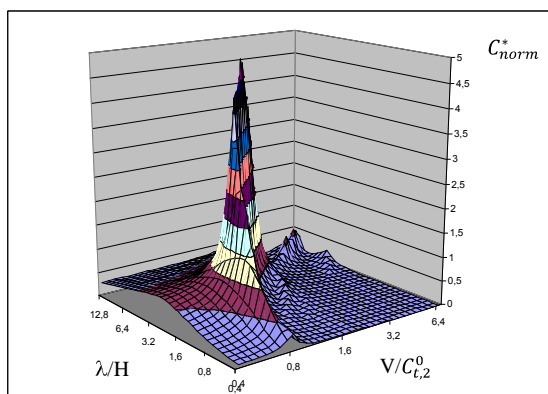


Рис. 1. Модуль нормальной компоненты безразмерной динамической податливости. $\rho_1/\rho_2=E_1/E_2=4$, $\rho_2=10^3 \text{ кг/м}^3$, $E_2=1 \text{ МПа}$, $H_1=2 \text{ мм}$, $H_2=8 \text{ мм}$

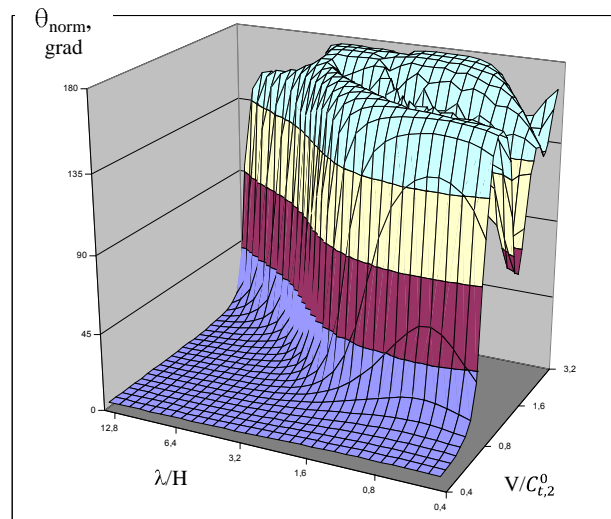


Рис. 2. Фаза нормальной компоненты безразмерной динамической податливости при тех же параметрах

В зависимости от величины отношения скорости волны к скорости распространения сдвиговых колебаний в базовом слое выделены два сценария взаимодействия податливого покрытия с турбулентным потоком – резонансное и широкополосное. Показано, что двухслойное покрытие улучшает колебательные свойства, что позволяет увеличить их прочность, либо эффективно работать на более низких скоростях.

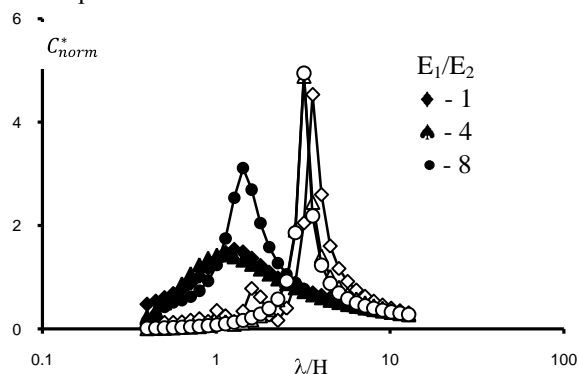


Рис. 3. Модуль динамической податливости при резонансном и широкополосном взаимодействии податливого покрытия с потоком

1. Kulik V.M. Action of a turbulent flow on a hard compliant coating // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2012. V. 33, P. 232-241.
2. Kulik V.M., Boiko A.V., Semenov B.N., Seoudi B.M., Chun H.H., Lee I. Measurement of dynamic properties of viscoelastic materials // Experimental Mechanics. 2009. V. 49, No. 3, P. 417-425.
3. Кулик В.М. Динамическая податливость многослойных покрытий // Теплофизика и Аэромеханика. 2016. Т. , № 4, С.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-01-00052).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧАСТИЧНЫХ РАЗРЯДОВ В ЦЕПОЧКЕ ГАЗОВЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Куперштох А.Л.¹, Карпов Д.И.¹

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

E-mail: skn@hydro.nsc.ru

При подаче на промежутку высокого напряжения могут возникать так называемые частичные разряды, не приводящие к потере изолирующих свойств диэлектрика в целом. При этом в разрядной цепи фиксируются импульсы тока, количество и интенсивность которых предсказывает вероятность пробоя промежутка. Одним из типов частичных разрядов в конденсированных диэлектриках являются электрические разряды внутри каверн и пузырьков. Численному моделированию частичных разрядов в жидких и твердых диэлектриках посвящен ряд работ [1-2].

В данной работе рассматриваются частичные разряды в конденсированном диэлектрике между двумя плоскими электродами. Газ внутри маленьких каверн в твердых диэлектриках или внутри микропузырьков в жидкости имеет электрическую прочность намного ниже, чем у конденсированного вещества. Вероятность возникновения микропробоев зависит от локального электрического поля E_i внутри таких включений, то есть $p_i = f(E_i)$. В качестве критерия возникновения микропробоев в кавернах использовался предложенный в [3] стохастический критерий MESTL.

Исследовалась цепочка из нескольких газовых включений, расположенных вдоль линии электрического поля (рис. 1а). На электроды подавалось постоянное напряжение, достаточное для возникновения частичных разрядов.

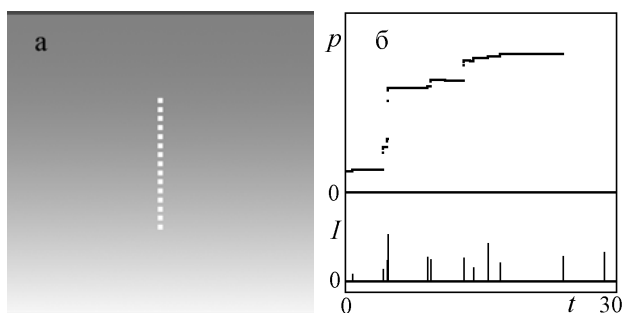


Рис. 1. Цепочка газовых включений в твердом диэлектрике. Вероятность микропробоя в одной из каверн после разрядов в других и ток в цепи из-за частичных разрядов I .

Потенциал электрического поля φ в области между электродами (рис. 1а) рассчитывался на каждом шаге по времени путем численного решения уравнения Пуассона совместно с уравнениями переноса электрического заряда при микропробоях в кавернах

$$\operatorname{div}(\varepsilon \nabla \varphi) = -4\pi q, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = -\operatorname{div} \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (2)$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость, q – плотность электрического заряда. Предполагалось,

что электропроводность σ и плотность тока \mathbf{j} отличны от нуля только внутри газовых включений.

Для конденсированного диэлектрика принималось $\varepsilon = 2$. Сначала электрическое поле внутри включений, крайних в цепочке, несколько больше, чем во внутренних. При этом оно меньше, чем в одной изолированной каверне. При пробое одного из газовых включений электрическое поле и, соответственно, вероятность пробоя, в соседних включениях заметно возрастает (рис. 1б). При некоторых условиях возникает интересное явление – «эстафетный» механизм распространения частичных разрядов в цепочке дефектов изоляции.

Течения, возникающие в жидком диэлектрике с пузырьками из-за действия электрического поля, моделировались методом решеточных уравнений Больцмана [4]. Рассматривался жидкий диэлектрик, в котором имелся растворенный газ. В среду помещалась цепочка маленьких пузырьков. Использовалось уравнение состояния Ван-дер-Ваальса.

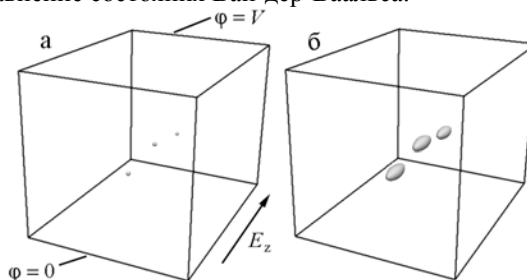


Рис. 2. Пузырьки, растущие в сильном электрическом поле, до возникновения частичных разрядов. $t = 700$ (а), 900 (б).

На рис. 2 показана газовая фаза, жидкая фаза считалась прозрачной. Расширение первоначальных пузырьков в перпендикулярном полю направлении происходит из-за сил электрострикции [4]. Позже происходит слияние вытянутых пузырьков, и образуется примерно цилиндрический парогазовый канал.

1. Kupershtokh A.L., Karpov D.I., Medvedev D.A., Stamatelatos C.P., Charalambakos V.P., Pyrgioti E.C., Agoris D.P. Stochastic models of partial discharge activity in solid and liquid dielectrics // IET Sci. Meas. Technol. 2007. V. 1, No. 6. P. 303–311.
2. Karpov D.I., Kupershtokh A.L. Models of streamers growth with "physical" time and fractal characteristics of streamer structures // Conf. Record 1998 IEEE Int. Symposium on Electrical Insulation, IEEE No. 98CH36239, Arlington, USA, 1998. V. 2. P. 607–610.
3. Kupershtokh A.L., Charalambakos V., Agoris D., Karpov D.I. Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34, N 6. P. 936–946.
4. Kupershtokh A.L. Three-dimensional LBE simulations of a decay of liquid dielectrics with a solute gas into the system of gas-vapor channels under the action of strong electric fields // Computers and Mathematics with Applications. 2014. V. 67, No. 2. P. 340–349.

*Работа поддержана Российским научным фондом
(грант № 16-19-10229).*

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ ТРАДИЦИОННЫХ И ОТХОДОВ ЛЕСОПРОМЫШЛЕННОГО ПРОИЗВОДСТВА

Янковский С.А.¹, Глумов А.С.¹, Кузнецов Г.В.¹, Губин В.Е.¹, Ларионов К.Б.¹

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

E-mail: Jankovsky@tpu.ru

Ежегодно в болотах РФ утилизируются тонны древесных отходов, что крайне расточительно. В связи с дорогостоящей транспортной составляющей поставки углей в децентрализованные районы нашей Страны затрагивают вопрос о использовании дешевых местных топлив в смесевом составе отходов лесопромышленного производства и низкосортных углей. Актуальность исследований в данных направлениях значительна, и обусловлена дискуссиями в мировом научном сообществе. [1-4]

Экспериментальная часть

На предварительном этапе исследования газификации смесевых топлив, установлен элементный анализ каждого топлива в отдельности, с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) JEOL JSM-6000 [4]. 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.[4]

Полученные измельченные образцы угля марки ЗБ (Балахтинское месторождение), марки Д (Листвяжное месторождение) и отходов лесопромышленного производства, загружались в различных объемных концентрациях в оцинкованный барабан планетарной мельницы Pulverisette 6 с шарообразными мелющими телами диаметром 5 мм в массовом соотношении 1:1. После загрузки и установки барабана в мельницу проводился процесс смешения в течение 7 минут при скорости вращения 500 об/мин. Проведен технический анализ полученных образцов топлив смесевых топлив. [4-6]

Для проведения термогравиметрического анализа с использованием совмещенного ТГ-ДСК анализатора Netzsch STA 449 F3 Jupiter (Netzsch, Germany) использовались образцы смесевых топлив навеской 20 мг. Продувка образцов производилась с расходами аргона 10 мл/мин воздуха 50 мл/мин. Скорость нагрева 10 К/мин и максимальная температура нагрева состава 1373 К. [6]

В результате проведенной серии экспериментов получены зависимости изменения теплоты сгорания смесевых топлив от его состава.

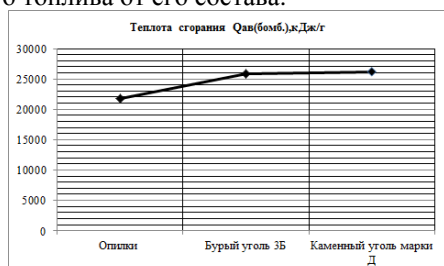


Рис. 1. Исходная калорийность топлива.

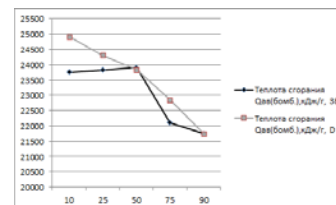


Рис. 2. Изменение калорийности композитного топлива от процентного соотношения основного топлива и отходов лесопромышленного производства.

Заключение

Был исследован процесс газификации смесевых топлив с разным концентрационным составом отходов лесопромышленного производства (сосновые опилки) и угля марок ЗВ Балахтинского месторождения, Д месторождения Листвяжного. Полученные данные позволяют определить влияние концентрации того или иного топлива на кинетические параметры. Выявлено, что увеличения концентрации опилок в составе топлива приводит к снижению температуры воспламенения, энергии активации и увеличению интенсификации горючих газов. Калорийность при изменении концентрации опилок от 10% до 50% в смесевом топливе изменяется менее 1%.

Список литературы

- Zenkov A, Yankovsky S*, Matveeva A, Lavrinenko S, Alexander G. Research of Heat Rates Effect on the Process Of Fuel-Bed Gasification Of "Balakhtinskoe", "Osinnikovskoe", "Krasnogorskoe" and "Borodinskoe" Coal Deposits // MATEC Web of Conferences 72— Les Ulis: 2015. — V. 72. P. 4
- Гвоздяков Д.В., Губин В.Е., Янковский С.А. Актуальность численных исследований процесса газификации твердых топлив // В книге: Энергетическая безопасность России. Новые подходы к развитию угольной промышленности сборник трудов XVI Международной научно-практической конференции, научное электронное издание. редакционная коллегия: В.И. Клишин, З.Р. Исмагилов, С.И. Протасов, Г.П. Дубинин; Институт угля СО РАН . 2014. 253 с.
- 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
- Niu Z., Liu G., Yin H., Wu D., Zhou C. Investigation of mechanism and kinetics of non-isothermal low temperature pyrolysis of perhydrous bituminous coal by in-situ FTIR // Fuel. - 2016. - V.172. - P.1-10.
- Larionov K. B. [et al.] Study of Electrophysical Intrastratal Gasification at Different Coal Heating Rate // MATEC Web of Conferences. — Les Ulis: 2015. — V. 37. P.5

Работа выполнена в ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» в рамках реализации федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI58114X0001.

Слюсарский К.В.¹, Коротких А.Г.¹, Ларионов К.Б.¹, Осипов В.И.¹¹ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, ТомскE-mail: konstantinsv@tpu.ru

Процесс горения ископаемого топлива условно разделяется на несколько стадий: сушка, возгонка летучих и горение коксового остатка [1]. При горении большее внимание уделяется процессу выхода летучих (пиролизу), т.к. именно им, в большей степени, определяется температура зажигания и полнота сгорания топлива [1]. Для процессов газификации же, напротив, определяющей признается стадия газификация коксового остатка [1]. Поскольку данные процессы протекают одновременно, то сложно определить вклад каждого из них в результат. Экспериментальные данные показывают, что сложение скоростей отдельных процессов приводит к занижению скорости реакции, т.е. имеет место эффект синергии.

В работе представлен результат исследования горения, пиролиза и газификации коксового остатка бурого угля марки 2Б и дана оценка влияния данного эффекта на реакционную способность.

Характеристика образцов и методика эксперимента

В работе использовались образцы бурого угля марки 2Б Канско-Ачинского месторождения. Исходное топливо измельчалось в шаровой мельнице и просеивалось через сито с размером ячейки 80 мкм. Состав исследуемого топлива определялся согласно стандартным методам [2] и приведен в таблице 1.

Таблица 1 – Состав исходного угля.

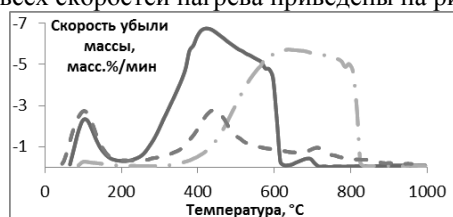
Показатель	Ед. изм-я	Значение
Аналитическая влага,	масс. %	11,6
Содержание летучих		40,8
Зольность		4,0
Содержание углерода		43,6

Для подготовки образцов кокса полученные порошки подвергались коксованию в высокотемпературной электропечи SNOL 30/1100, путем последовательного нагрева в инертной среде аргона со скоростью 50 °С/мин до 1000 °С, выдержки в течение 60 минут, и охлаждения до температуры 400 °С.

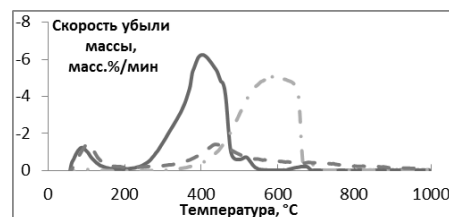
Эксперимент проводился с использованием синхронного термического анализатора Netzsch STA 449 F3 Jupiter при трех скоростях нагрева – 5, 10 и 20 °С/мин – до температуры 1000 °С в среде воздуха с объемным расходом 50 мл/мин для экспериментов по газификации и горению и аргона для пиролиза.

Результаты эксперимента

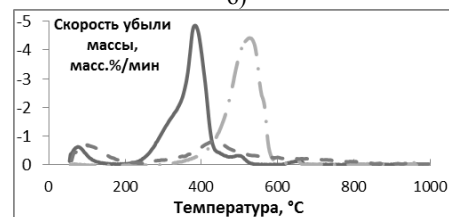
Результаты определения скорости изменения массы при горении (сплошная линия), пиролизе (штриховая линия) и газификации (штрихпунктирная линия) для всех скоростей нагрева приведены на рис.1.



а)



б)



в)

Рис.1 – Экспериментальные ДТГ-кривые при скорости нагрева 5 (а), 10 (б) и 20 (в) °С/мин.

Для оценки синергетического эффекта рассчитывались индексы зажигания и выгорания по методике [3] и представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Индексы зажигания (D_i) и выгорания (D_f).

Ск-ть	Про-цесс	$(dw/dt)_{max}$	t_p	t_e	$\Delta t_{1/2}$	t_f	D_i	D_f
20	Гор.	6,743	18,4	10,0	13,3	28,8	36,75	96,46
	Газ.	5,727	29,8	17,5	15,8	39,3	11,00	31,14
	Пир.	2,794	19,5	14,5	6,3	44,5	9,88	51,52
10	Гор.	6,248	35,1	19,0	13,0	51,0	9,37	26,85
	Газ.	5,261	55,0	31,5	13,0	65,0	3,04	11,32
	Пир.	1,872	38,5	26,0	14,0	91,0	1,43	2,92
5	Гор.	4,854	66,0	34,8	12,0	98,4	2,11	6,23
	Газ.	4,424	96,0	56,0	19,0	159,0	0,82	1,53
	Пир.	1,432	76,0	42,0	26,0	172,0	0,59	0,55

Вывод

Анализ значений индексов зажигания и выгорания показывает, что совместное протекание процессов пиролиза и газификации при горении приводит к увеличению реакционной способности топлива 2-б раз относительно среднего значения, причем данное число уменьшается с ростом скорости нагрева. Это может свидетельствовать о том, что такой подход справедлив применительно к реальным процессам с высокими скоростями нагрева, как указано в [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках реализации ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI58114X0001.

Список литературы

- S. Bhoi, T. Banerjee, K. Mohanty Molecular dynamic simulation of spontaneous combustion and pyrolysis of brown coal using ReaxFF // Fuel. 2014. V.136. P.326-333.
- Q. Li, Y. Lin Exergy analysis of the LFC process // Proc. International Heat. 2016. V.108. P.348-354.
- K. Yin, Y.-M. Zhou, Q.-Z. Yao, C. Fang, Z.-W. Zhang Thermogravimetric analysis of the catalytic effect of metallic compounds on the combustion behaviors of coals // Reac Kinet Mech Cat. 2012. V.106. P.369-377.

МОДЕЛЬ ПИРОЛИЗА В СТУПЕНЧАТОЙ СХЕМЕ ГАЗИФИКАЦИИ НИЗКОСОРТНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ

Левин А.А., Шаманский В.А., Козлов А.Н.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Иркутск

E-mail: lirt@mail.ru

Современные мировые тенденции вовлечения низкосортных твердых ресурсов в энергетическую сферу становятся актуальными и для России, особенно для регионов с дефицитом собственных генерирующих мощностей [1]. Разработка и основное развитие теории горения твердых топлив происходили в середине XX века, причем наиболее исследованным объектом изучения были сортовые ископаемые угли. В то же время, исследование топлив с высоким выходом летучих (биомасса), было ограничено из-за недостаточной информации о кинетике физических и химических процессов, протекающих при их нагревании. Очевидно, что создание перспективной малотоннажной технологии ступенчатой газификации древесной биомассы возможно только на основе понимания детального механизма этих процессов и знания их кинетических параметров. В наше время механизмам пиролиза, газификации и горения древесины посвящено много работ [2,3]. Это объясняется растущим интересом мировой энергетики к возобновляемым источникам энергии.

В настоящей работе представлены первичные результаты по разработке модели пиролиза древесины в шнековом реакторе, как первой стадии процесса многоступенчатой газификации. Конструктивно проектный пиролизер представляет собой рекуперативный теплообменник, где в качестве теплоносителя рассматриваются смесь уходящих и рециркуляционных газов. Для предотвращения спекания частиц и возникновению термических неоднородностей реализована шнековая транспортировка топлива. Детальное численное моделирование пиролизера выполнено в пакете Comol Multiphysics, который также позволяет оптимизировать конструкцию и режимные параметры процесса пиролиза в шнековом реакторе.

Для описания кинетики пиролиза и транспорта летучих продуктов внутри частиц древесины и их перехода в газовую фазу были проведены исследования с применением комплекса синхронного термического анализа в составе весового блока Netzsch STA 449 C и STA 449 F1, квадрупольного масс-спектрометра QMS 409 C Aeolos и блока импульсной подачи газ PulseTA (УНУ «Высокотемпературный контур»). Для указанного комплекса разработаны оригинальные методики интерпретации измерений, включая методики технического анализа топлив и определения параметров детальной кинетики и механизма пиролиза.

Верификацию модели осуществляли как по литературным данным, так и по результатам натурных экспериментов на лабораторной установке многоступенчатой газификации низкосортного твердого топлива [4].

На рисунке представлены кривые скорости убыли веса топлива (сосна) при нагревании до разной тем-

пературы, по которым в модели рассчитывали кинетические характеристики процесса выхода летучих.

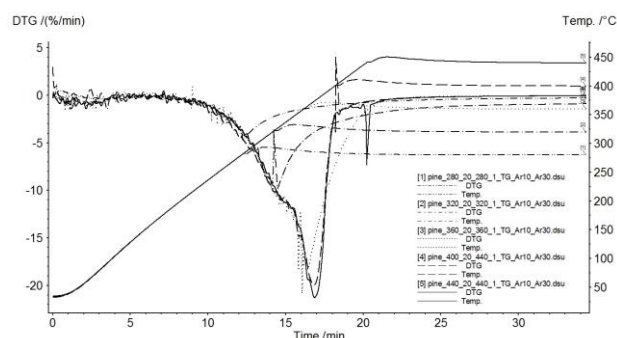


Рис. Зависимость скорости потери веса топливом при разной температуре.

Видно, что в ряду температур 280–320–360 °C скорость убыли веса увеличивается двукратно 4,2–9,8–18,1 %/мин соответственно. С дальнейшим ростом температуры скорость практически не изменяется 400–440 °C – 19,8–21,2 %/мин.

В таблице приведены уравнения полиномов изменения теплоемкости в зависимости от температуры и степени конверсии, которые были использованы при расчетах.

Таблица

Уравнения полиномов изменения теплоемкости
от температуры и степени конверсии

Степень конверсии, %	Уравнения полинома	R ²
0	0.0027x+0.9215	0.9896
25	0.0028x+0.9335	0.9506
34	0.0028x+0.7567	0.9684
51	0.0033x+1.2179	0.9694
73	0.0043x+0.8429	0.9857
87	0.0035x+0.8667	0.9597
92	0.0023x+0.7959	0.8695
100	0.0014x+0.6583	0.9971

1. О.В. Марченко, С.В. Соломин. Возобновляемые источники энергии для автономных энергосистем // LAP Lambert Academic Publishing. 2013. P. 92.
2. Abhishek Sharma, Vishnu Pareek, Dongke Zhang. Biomass pyrolysis // A review of modelling, process parameters and catalytic studies Renewable and Sustainable Energy Reviews. Volume 50, P. 1081-1096.
3. Andrés Anca-Couce. Reaction mechanisms and multi-scale modelling of lignocellulosic biomass pyrolysis // Progress in Energy and Combustion Science. Volume 53, P. 41-79.
4. Kozlov A., Svishchev D., Donskoy I., Shamansky V. Impact of gas-phase chemistry on the composition of biomass pyrolysis // Journal of Thermal Analysis and Calorimetry. 2015. V. 122. No. 3. P. 1089-1098.

Работа выполнена в Институте систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-19-10227).

ДИНАМИКА ПРИСТЕННОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ ВОДЫ

Левин А.А., Сафаров А.С., Хан П.В.

Институт систем энергетики им. Л.А. Мелентьева СО РАН, Новосибирск

E-mail: lirt@mail.ru

Для стадии пузырькового кипения в настоящее время отсутствует возможность количественно определить плотность центров парообразования [1,2], как определяющей величины для расчета коэффициента теплоотдачи и времени начала интенсивного парообразования. В связи с этим стоит задача расширения экспериментальных данных об условиях наступления кризисных режимов теплообмена. Существует ряд работ, посвященных экспериментальному исследованию нестационарного кипения на тонкопроволочных нагревателях или микроканалах [3-5].

Настоящее исследование представляет результаты экспериментального изучения начальной стадии развития кризиса теплообмена в нестационарных условиях на нагревателях большого размера. Исследовались динамика образования и структура парожидкостного слоя вблизи тепловыделяющей стенки; температурное состояние стенки в зависимости от параметров потока теплоносителя и интенсивности нагрева цилиндрической стенки. Для наблюдения за возмущениями температуры в пристенном слое жидкости был использован метод исследования оптических неоднородностей, основанный на измерении угловых отклонений света (методом Теллера или шлирен-методом). Скорость видеосъемки составила 20000 кадров/сек при длительности экспозиции кадра в 5 мкс. Начальное давление в канале p_0 составляло 0,1÷0,3 МПа. Величина недогрева жидкости до температуры насыщения варьировалась в экспериментах от 60 К до 135 К.

Нестационарное вскипание недогретой воды представляет собой двухстадийный процесс. Переход к развитому кипению на тепловыделяющей поверхности происходит после достижения необходимой температуры перегрева прилегающего к ней слоя жидкости. В настоящей работе получены экспериментальные данные по динамике толщины перегретого слоя и отрывных диаметров пузырьков пара в условиях нестационарного роста температуры теплоотдающей поверхности. Сопоставление динамики относительных отрывных диаметров пузырей для различных начальных условий показало возможность построения полуэмпирической зависимости для продолжительности стадии «псевдокипения».

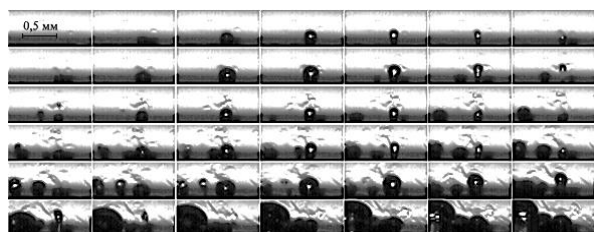


Рис.1. Циклический рост и схлопывание пузырька на видеодиаграмме прогрева пристенного слоя жидкости. Межкадровый период 50 мкс.

На рисунке представлена динамика образования и конденсации микропузырька на поверхности нагревателя. Продолжительность существования отдельных микропузырьков в опытах варьировалась в диапазоне от 0,2 мс до 0,4 мс. Этот циклический процесс сопровождается весьма несущественным ростом толщины перегретого слоя. По оценке передачи тепла от поверхности в жидкость, за все время от образования первых микропузырьков до стадии их устойчивого роста и перехода к интенсивному кипению, толщина теплового пограничного слоя увеличивается в среднем лишь на 25%. В то же самое время, прогрев вышележащих слоев жидкостей успешно осуществляется за счет выбрасываемых и конденсирующихся в недогретой жидкости пузырьков пара. Таким образом, условия процесса нестационарного взрывного вскипания формируются аналогично вскипанию при больших недогревах [6].

Как уже отмечалось выше, в процессе вскипания недогретой жидкости наиболее важным условием перехода к взрывному парообразованию является достижение некоторой толщины перегретого слоя. При этом, характерной особенностью этого процесса является наличие стадии "псевдокипения" (microbubble emission boiling [6]), в течении которой возможен существенный прогрев пристенных слоев жидкости за счет конденсации микропузырьков с характерным размером в доли миллиметров. Одним из результатов в настоящем исследовании является массив данных для обобщения динамики микропузырькового кипения на этой стадии.

1. Jungho Kim. Review of nucleate pool bubble heat transfer mechanisms // International Journal of Multiphase Flow, 35(2009), pp. 1067–1076.
2. Ягов В.В. Основной механизм пузырькового кипения // Теплоэнергетика, 2008, №3, С. 58–64.
3. Glod S., Poulikakos D., Zhao Z., Yadigarogly G. An investigation of microscale explosive vaporization of water on an ultrathin Pt wire // International Journal of Heat Mass Transfer, 2002, v.45, pp.367-379.
4. Dong Liu, Poh-Seng Lee, Suresh V. Garimella Prediction of the onset of nucleate boiling in microchannel flow // International Journal of Heat Mass Transfer, 2005, v.48, pp.5134-5149.
5. Деев В.И., Куценко К.В., Лаврухин А.А., Белых К.О. Критический тепловой поток при кипении воды с недогревом на проволочных нагревателях и механизм их разрушения // Труды 4й Российской национальной конференции по теплообмену, М.: Изд. МЭИ, 2010, т.8, С.81–84.
6. Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Низовский В.Л., Шехтер Ю.Л. Микропузырьковое кипение: механизм процесса, задачи и методы исследований // Теплофизика высоких температур, 2009, т.47, №5, С.707–711.

ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА

Лежнин С.И.^{1,2}, Кашинский О.Н.¹, Прибатурин Н.А.^{1,2}

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

² Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва

E-mail: lezhnin@itp.nsc.ru

В докладе рассмотрен спектр различных примеров (задач), связанных с формированием режимов (структур) течения двухфазного потока:

1) проблемы и недостатки существующих режимных карт квазиодномерных энергетических кодов;

2) формирование и перестройка пузырькового потока в каналах;

3) перестройка двухфазного потока в экстремальных режимах интенсивных фазовых переходов.

В первой задаче рассмотрен конкретный пример: реализация моделей программного модуля кода HYDRA-IBRAE/LM для описания теплогидравлики аварийных режимов при так называемых межконтурных течах в парогенераторе реакторных установок с жидкометаллическими теплоносителями (свинцом и натрием) [1-3]. Проводится анализ достоинств и недостатков используемых физико-математических моделей, в частности, при моделировании как «малых» так и «больших» течей.

Во второй задаче исследуются зависимости среднего размера пузырей от температуры и скорости жидкости, от расхода газа и способа ввода газа в поток, а так же от направления течения [4-6]. Показано, что при истечении газа из тонкого капилляра, пузыри, генерируемые в поток, оказываются меньшего размера, чем в случае более крупного капилляра, а так же, что в случае тонкого капилляра переход от режима одиночного отрыва к режиму с коалесценцией происходит при значительно меньших расходах газа. Форма гистограммы распределения пузырей по размерам качественно изменяется при превышении некоторой частоты отрыва, что связано с уменьшением расстояния между пузырями и взаимодействием их друг с другом. Обнаружен ряд различных режимов отрыва пузыря, отличающихся как размером газовых включений и распределением по размерам, так и пространственной структурой течения. Найдены режимы наиболее пригодные для получения монодисперсной газожидкостной смеси. Проведено сравнение экспериментальных данных с предложенной теоретической моделью, учитывающей процесс коалесценции. Получены рекомендации для создания генераторов пузырей для использования при изучении локальных гидродинамических характеристик и теплообмена двухфазных потоков в трубах и каналах.

Третий пример базируется на численном анализе процесса взрывного вскипания, его влияние на эволюцию ударной волны, возникающей при торцевом разрыве трубопровода реакторной установки с ВВЭР [7-11]. Поскольку для описания межфазного теплообмена в расчетах используется феноменологическая

полуэмпирическая релаксационная модель, то структура двухфазного потока в нестационарном процессе определяется апостериорно. Обсуждаются проблемы возможности расчета поведения двухфазного потока без использования режимных карт [12]. Проведенный анализ позволяет в дальнейшем развивать математическую модель, на основании которой будет разработан программы расчета параметров ударной волны, воздействующей на преграду.

1. Жигач С.А., Архипов Д.Г., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Усов Э.В. Реализация библиотеки свойств пара натрия на основе формуляции $s(p, h)$ в теплогидравлическом модуле интегрального кода СОКРАТ-БН // Теплоэнергетика. 2013. № 4. С. 69-72.
2. Кудашов И.Г., Усов Э.В., Бутов А.А., Вожаков И.С., Прибатурин Н.А., Лежнин С.И., Кузнецова М.Е., Виноградова Ю.Ю., Чалый Р.В., Семенов В.Н., Фокин А.Л., Рыжов Н.И. Модели теплообмена кода СОКРАТ-БН для расчета кипения натрия в каналах разной геометрии // Атомная энергия. 2014. № 11. С. 261-265.
3. Савченко И.В., Лежнин С.И., Мосунова Н.А. Рекомендации по значениям и расчетным соотношениям для теплофизических и кинетических свойств жидкого свинца // Теплоэнергетика. 2015. № 6. С. 51-54.
4. Кашинский О.Н., Чинак А.В., Каипова Е.В. Пузырьковое газожидкостное течение в наклонном прямоугольном канале // Теплофизика и Аэромеханика. 2003. Т. 10. № 1. 71-78.
5. Кашинский О.Н., Каипова Е.В., Курдюмов А.С. Применение электрохимического метода для измерения скорости жидкости в двухфазном пузырьковом течении // Инженерно-физический журнал. 2003. Т. 76. № 6. 19-23.
6. Кашинский О.Н., Каипова Е.В. Двухфазное пузырьковое течение в горизонтальном канале // Труды V Минского форума по теплообмену, Минск, 2004, (File:SO2\5-44.pdf).
7. Болотнова Р.Х., Бузина В.А., Галимзянов М.Н., Шагапов В.Ш. Гидродинамические особенности процессов истечения вскипающей жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19. № 6. С. 719-730.
8. Bolotnova, A. Kh., Buzina, V. A. Spatial modeling of unsteady outflow stage of boiling liquid from the high pressure vessel // Computational Continuum Mechanics. 2014. Vol. 7. № 4. P. 343-352.
9. Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А., Сорокин А.Л. Генерация ударноволновых и вихревых структур при истечении струи вскипающей воды // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21. № 6. С. 795-798.
10. Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Simulating compression waves in the outer atmosphere at depressurization of the pipeline with water coolant // Journal of Engineering Thermophysics. 2016. Vol. 25, No. 1. P. 100-105.
11. Артемов В.И.2, Минко К.Б.2, Яньков Г.Г. Численное моделирование процессов тепло- и массопереноса в сопле и расширителе системы сепаратор—парогенератор теплоутилизационного комплекса // Теплоэнергетика. 2015. № 12. С. 61-69.
12. Л.И. Зайчик, В.М. Алипченков. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 309 с.

Работа поддержана Росатомом (программа «ПРОРЫВ») и РНФ (грант № 14-29-00093).

ПРОЦЕССЫ ПРЕФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ДИФфуЗИИ В ДИФфуЗИОННЫХ СТРУЙНЫХ ПЛАМЕНАХ

Кочергин Д.О.¹, Лукашов В.В.², Терехов В.В.²

¹ Новосибирский государственный технический университет

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: luka@itp.nsc.ru

Преференциальная (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, принимаемого во многих моделях реагирующих потоков. При горении наблюдается ряд эффектов, которые без учёта влияния избирательной диффузии объяснить невозможно. Так при диффузионном горении смеси H_2/N_2 в воздухе [1] было зарегистрировано превышение температуры над адиабатной температурой сгорания на величину до 700К. Аналитические оценки [2] показывают, что на тепловые эффекты оказывает большое влияние конвективное движение газа через фронт пламени. Экспериментальные исследования особенностей турбулентного горения в обращённом пламени [3] показали необходимость учитывать влияние преференциальной диффузии на динамику течения.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования диффузионного горения топливной смеси водорода с инертным разбавителем, в качестве которого рассмотрены Ar, Ne, N_2 , CO_2 и He, что позволило проанализировать различные соотношения для коэффициентов эффективной диффузии топлива и окислителя. Исследовались две конфигурации диффузионного пламени - симметричные коаксиально ориентированные спутные потоки и плоское течение в канале с проницаемой стенкой. Меняя места подачи воздуха и топлива можно было поменять на противоположное направление конвективного течения через фронт пламени. Измерения температуры проводились с помощью Pt/Pt-Rh термопары. Состав газовой смеси определялся с использованием масс спектрометра QIC-20. Численное моделирование проведено на базе уравнений Навье-Стокса, энергии и многокомпонентной диффузии (с учетом эффекта термодиффузии) и химической кинетики.

Для топливных систем с числом $Le \sim 1$, вне зависимости от способа подачи реагентов, температура пламени T_f не превышала адиабатной температуры сгорания гомогенной топливной смеси заданного состава в воздухе T_{AD} . Такими свойствами обладают смеси H_2/He ($Le=0.8-0.95$).

Для анализа различных видов разбавителя водорода удобно использовать величину $\Theta = (T_f - T_0)/(T_{AD} - T_0)$, где T_0 - исходная температура реагентов. В пограничном слое со вдувом топлива в воздух температура не превышала адиабатной, $\Theta \leq 1$, в то время как при подаче воздуха в поток H_2/N_2 величина Θ достигала значений 1.3-1.4. В последнем случае обуслов-

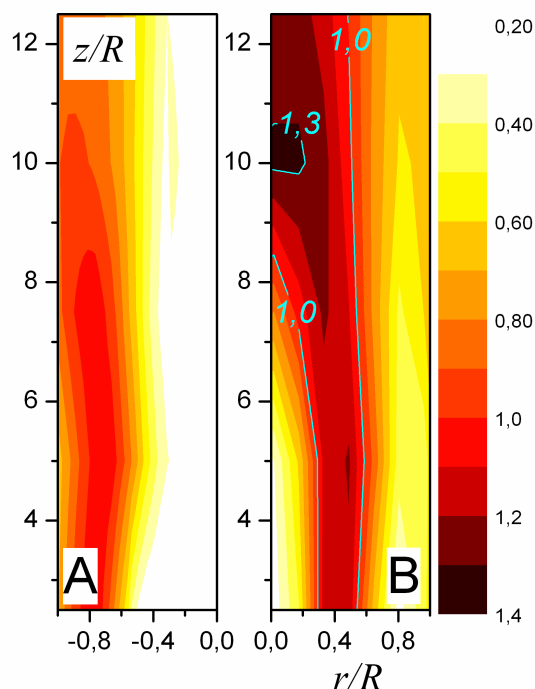


Рис. 1. Поля безразмерной температуры Θ при горении 2% по массе смеси H_2/CO_2 . А - обычное пламя; В - обращённое. $U_f=5$ м/с, $U_a=2.5$ м/с

ленный вдувом поперечный поток вещества направлен в сторону горючего с числом $Le \sim 2$.

Максимальный тепловой эффект был получен при работе с топливом H_2/CO_2 , в котором для смеси с содержанием водорода 2% по массе $Le \sim 5$. Результаты измерений представлены на Рис.1. А - данные полученные при горении топлива в спутном потоке воздуха, В - так называемое обращённое пламя, т.е. горение происходит при вводе по оси канала воздуха в поток топлива. Как видно из представленных данных, максимальный эффект может достигать 40%. Проведённое численное моделирование показало, что распределение основных компонентов в прямом и обратном пламени качественно не меняется. Однако концентрации промежуточных продуктов, таких как радикалы OH и, особенно, H, в обратном пламени существенно превышают значения, характерные для прямого пламени.

1. Takagi T., Xu Z., Komiyama M. Preferential diffusion effects on the temperature in usual and inverse diffusion flames // Combust. Flame. 1996. P. 252-260.
2. Law C.K. Combustion Fundamentals / Cambr. Press, 2010. 742 P.
3. Elbaz A.M., Roberts W.L. Experimental study of the inverse diffusion flame using high repetition rate OH/acetone PLIF and PIV // Fuel. 2016. V. 165. P. 447-461.

Работа поддержана РФФ (проект № 14-29-00203).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАСШТАБНОГО ФАКТОРА ПРИ ОРГАНИЗАЦИИ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Абрахманов Р.Х.¹, Лукашов В.В.^{1,2},
Синельников Д. С.^{1,3}

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск

³ Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

E-mail: luka@itp.nsc.ru

Центробежный псевдооживленный слой инертного материала обеспечивает большие значения коэффициентов тепло- и массоотдачи между частицами слоя и газовым потоком [1, 2]. Существует класс процессов, в которых важно с высокой интенсивностью провести обработку небольших количеств химического реагента. Одним из примеров может быть осуществление сублимации прекурсора в МOCVD процессах [3, 4]. Перевод в газовую фазу таких соединений как бис-кетоимината меди(II) – Cu(thd)₂ или трис-ацетилацетонат хрома(III) – Cr(acac)₃ возможен в инертной среде при температурах газового потока до 330 °С. Молекулярная масса таких соединений находится в диапазоне 330–600 г/кмоль.

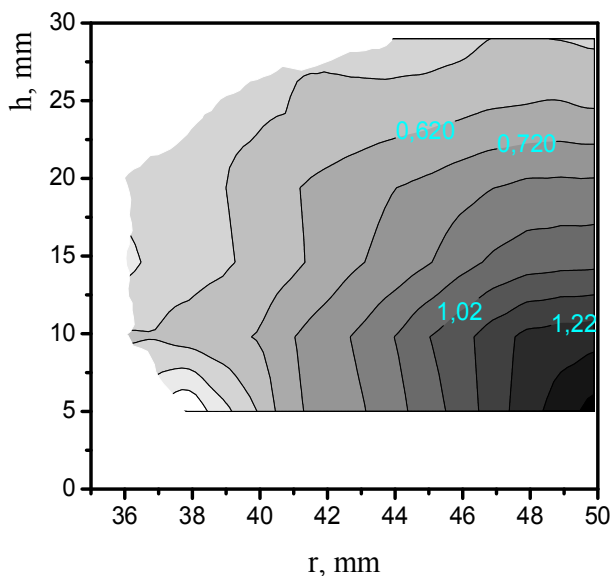


Рис. 1. Поле окружной скорости частиц слоя в вихревой камере. $D=100$ мм, $M=100$ г, $d=3$ мм, массовый расход воздуха $G=20$ г/с.

Интересно отметить, что это существенно выше мольной массы Al_2O_3 , который, в свою очередь, часто применяется в качестве материала псевдооживленного слоя.

Проведенные авторами исследования слоя в вихревой камере $D=100$ мм, показали высокую эффективность торцевого расположения завихрителя. Характерные особенности динамики двухфазного закрученного потока демонстрируют данные, представленные на Распределения окружной скорости частиц слоя на различных удаленностях h от плоскости нижнего торца (рис. 1). Можно заметить, что максимальные значения окружной скорости уменьшаются в 2.5 раза от 1.7 м/с вблизи торцевого завих-

рителя до 0.6 м/с на внешней границе слоя. При этом, скорость воздуха на выходе из завихрителя составляла 20 м/с. Высота слоя не превышала 30 мм. В результате измерений проведенных в ИТ СО РАН получено, что частицы слоя совершают сложное пространственное движение. Для камеры $D=100$ мм слой формировался при использовании частиц Al_2O_3 диаметром от 0.5 до 3 мм. Масса слоя частиц составляла 50-150 г.

Одной из проблем масштабирования вихревых камер с центробежным псевдооживленным слоем является прогнозирование диапазона массы и размеров частиц. Для проведения сравнительного исследования наряду с камерой $D=100$ мм была использована камера с $D=25$ мм. В обоих случаях закрутка потока воздуха осуществлялась с помощью торцевого завихрителя. На основании проведенных экспериментов, можем сделать вывод, что формирование центробежного псевдооживленного слоя для камеры $D=25$ мм оказывается возможным в диапазоне диаметров частиц Al_2O_3 0.1 – 1 мм. Кроме оксида алюминия был использован вермикулит, диаметр частиц которого мог достигать нескольких миллиметров. Максимальная масса слоя, при которой удалось сформировать устойчиво вращающийся слой, на всех рассмотренных материалах не превышала 2.5 г. При увеличении массы слоя наблюдалось возникновение нарастающих во времени биений слоя, приводящих к его разрушению.

Предварительный нагрев подаваемого в камеру воздуха позволяет снизить требуемый массовый расход G ожижающего агента. Оценки влияния температуры, полученные нами ранее для камеры $D=100$ мм, оказались применимы и в случае $D=25$ мм.

1. Kutateladze S.S., Volchkov E.P., Terekhov V.I. Aerodynamics and Heat and Mass Transfer in the Bounded Vortex Flows. Novosibirsk. 1987. 282 p.
2. Kovacevic J.Z., Pantzali M.N., Heynderickx G.J., Marin G.B. Bed stability and maximum solids capacity in a Gas-Solid Vortex Reactor: Experim. study // Chem. Eng. Sci. 2014. V.106. p.293–303.
3. Miikkulainen V., Leskelä M., Ritala M., Puurunen R.L. Crystallinity of inorganic films grown by atomic layer deposition: Overview and general trends // J. Appl. Phys. 2003. V.113, 021301. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4757907>.
4. Черепанов А.Н., Шапеев В.П., Сёмин И.Г., Черепанова В.К., Игуменов И.К., Михеев А.Н., Гельфонд Н.В., Морозова Н.Б. Квазиоднородная модель массопереноса при сублимации пластины молекулярного кристалла в плоском канале // ПМТФ. 2003. Т. 44, №4. с.109 - 115.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-10325).

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ТЕПЛООБМЕН В ПОДКУПОЛЬНОМ ПОМЕЩЕНИИ ЛИДАРНОЙ СТАНЦИИ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В.В. Носов, В.П. Лукин, Е.В. Носов, А.В. Торгаев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск

E-mail: nosov@iao.ru

Выполнены экспериментальные и теоретические исследования характеристик турбулентности и теплообмена в подкупольном помещении (в шахте главного зеркала) Сибирской лидарной станции Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН. Исследования необходимы для прогноза искажений лазерного излучения вблизи главного зеркала (диаметром 2.2 м) лидарной станции.

Измерения проведены в декабре 2015 г. с использованием малогабаритной ультразвуковой метеостанции в разных точках по объёму помещения. Аналогичные измерения ранее выполнялись авторами в подкупольных пространствах нескольких различных астрономических телескопов, например, на телескопах АЗТ-33 и АЗТ-14 Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН [6-7].

Вместе с тем, для теоретического исследования структуры турбулентности в замкнутом объёме (без обмена веществом среды через границы) решается краевая задача для уравнений гидродинамики (Навье-Стокса). Для численного решения краевой задачи нами использовано The Gerris Flow Solver [5] – свободное программное обеспечение в открытых исходных кодах. Моделирование помещения и расположенных внутри него конструкций и оборудования (рис. 1 а) произведено на основании данных натуральных измерений габаритов конструкций помещения и температур поверхностей.

В экспериментальных временных частотных спектрах флуктуаций температуры для выбранных точек измерения наблюдается сравнительно протяжённый инерционный интервал с $8/3$ - либо с $12/3$ -степенной зависимостью, что соответствует когерентной турбулентности [1-4, 8, 9].

В теоретических расчётах наблюдаются такие же зависимости в инерционном интервале частотных спектров из данных решений уравнений Навье-Стокса путём численного моделирования.

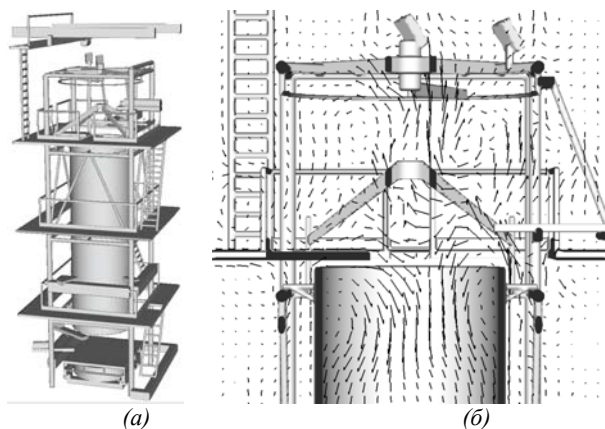


Рис. 1. а) модель помещения шахты главного зеркала; б) поле скоростей в плоскости вертикального сечения

Таким образом, как эксперимент, так и численное моделирование указывают на присутствие в шахте главного зеркала когерентной турбулентности. Качество лидарных измерений при когерентной турбулентности выше, чем при колмогоровской [1-3, 8, 9].

Экспериментальные измерения выявили наличие воздушных потоков (до 0.4 м/с) внутри помещения по всей высоте шахты (15.6 м), в том числе в технологических зазорах между элементами конструкций. Причиной возникновения тепловых потоков являлись градиенты температур: повышение температуры в нижней части помещения шахты в местах прилегания входных дверей в шахту из смежного теплого помещения; понижение температуры в верхней части помещения вследствие внешнего выхолаживания подвижной крыши (купола) шахты.

На рис. 1 б представлено рассчитанное поле скоростей в вертикальной плоскости в некоторый момент времени. Наблюдаются преимущественные вертикальные направления движения воздуха, аналогичные зафиксированным в эксперименте.

1. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч. 1 // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 1013–1021; Ч. 2 // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21, № 3. С. 207–217.
2. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G. Coherent structures in the turbulent atmosphere // Mathematical Models of Non-linear Phenomena, Processes and Systems. Eds. A.B. Nadycto et al. N.Y.: Nova Science Publishers. USA. 2013. Chap. 20. P. 297–330.
3. Носов В.В., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В. Атмосферная когерентная турбулентность // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 753–759.
4. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Моделирование когерентных структур (топологических солитонов) в закрытых помещениях путем численного решения уравнений гидродинамики. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 2. С. 120–133.
5. Popinet S. The Gerris Flow Solver. A free, open source, general-purpose fluid mechanics code. 2002–2014. URL: <http://gfs.sf.net>
6. Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Papishev P.G., Torgaev A.V. Repeated testing of under dome astroclimate of AZT-33 telescope // Proc. SPIE. 2008. V. 7296-08. P. 48–53.
7. Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Papishev P.G., Torgaev A.V. Astroclimate inside the dome of AZT-14 telescope of Sayan Solar Observatory // Proc. SPIE. 2008. V. 69361R. P. 1–4.
8. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры – элементарные составляющие атмосферной турбулентности // Изв. вузов. Физ. 2012. Т. 55, № 9/2. С. 236–238.
9. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные составляющие турбулентности // Тез. докл. Междунар. конф., посвященной памяти академика А.М. Обухова «Турбулентность, динамика атмосферы и климата». I. Турбулентность. М.: ИФА РАН, 2013. С. 43–47.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-05-05404).

¹ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск² Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск³ Институт автоматики и электрометрии СО РАН⁴ Новосибирский государственный технический университетE-mail: ruslan@hydro.nsc.ru

Наиболее распространенными на данный момент являются методики эмиссионного спектрального анализа при помощи индуктивно-связанной плазмы [1]. Их достоинством является возможность количественного определения концентрации большого (до 50) количества элементов, а также низкие пределы обнаружения (несколько мкг/л). Существенным недостатком данных установок является необходимость использовать побочные плазмообразующие газы (аргон, гелий).

В данной работе предпринята попытка возбуждения индуктивного ВЧ разряда непосредственно в парах воды с целью разработки новых альтернативных методов спектрального анализа водных сред.

Разряд возбуждался в кварцевой трубке диаметром 20 мм медным индуктором, имеющим 5 витков. На индуктор подавался ток от ВЧ источника CESAR 2710 с частотой 27,12 МГц. Выделяемая на нагрузке мощность составляла 500÷600 Вт. С одной стороны кварцевой трубки устанавливался вакуумный насос, с другой стороны – сосуд с водопроводной водой, имеющий дозирующий клапан.

Перед включением ВЧ генератора осуществлялась откачка воздуха из системы до давления $\sim 10^{-3}$ атм. После этого при помощи дозирующего клапана подавались пары воды в систему, и поджигался индукционный разряд. Такая система позволяла поддерживать индукционный разряд и производить измерения вплоть до давлений порядка $\sim 10^{-2}$ атм. Спектр разряда регистрировался с боковой стороны кварцевой трубки при помощи спектрометра Колибри-2 (ООО «ВМК-Оптоэлектроника»), имеющим спектральный диапазон 190 – 1100 нм, через оптический волоконный кабель.

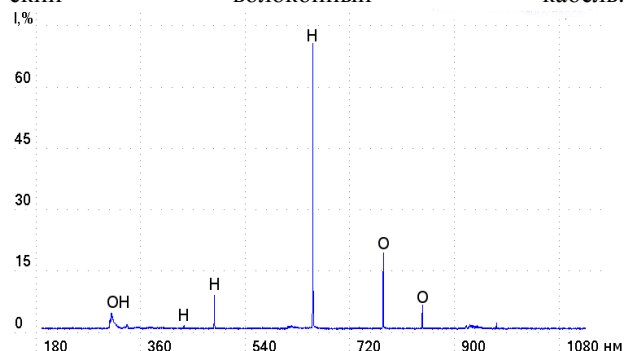


Рис. 1. Спектр паров воды. По оси абсцисс длина волны в нм, по оси ординат – относительные единицы. Расстояние от торца волоконного кабеля до кварцевой трубки 300 мм.

На рис. 1 изображен спектр индуктивного разряда в парах воды при расстоянии от боковой стенки

трубки до торца оптоволоконного кабеля 300 мм. Видна Бальмеровская серия водорода, спектр кислорода и радикала OH. По относительным интенсивностям Бальмеровской серии была определена температура плазмы [2], которая составила около 5000 К.

На рис. 2 показана часть спектра разряда при приближении оптоволоконного кабеля к кварцевой трубке на расстояние 10 мм. Видна линия дублета Na на длине волны 589 нм. Концентрация Na в исследуемой воде, определенная по методике ПНД Ф 14.1:2:4.167-2000, составляет $10 \pm 1,4$ мг/л.

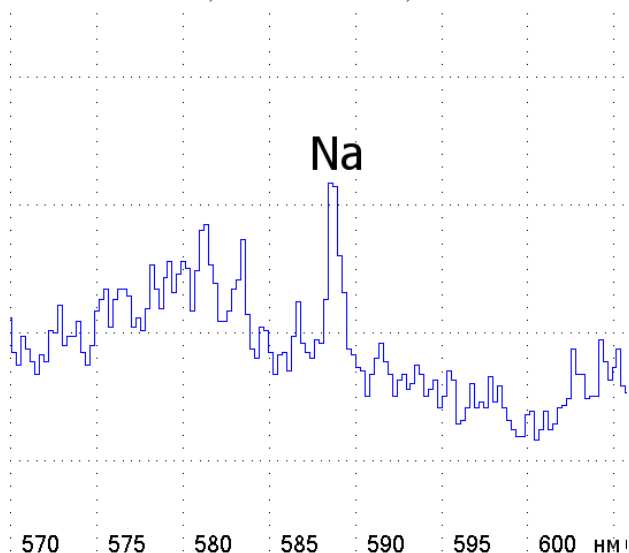


Рис. 2. Часть спектра паров воды. Расстояние от торца волоконного кабеля до кварцевой трубки 10 мм.

Таким образом, продемонстрировано, что индуктивный разряд в парах воды может быть использован для определения содержания примесей с малой энергией возбуждения, например, щелочных металлов. В то же время, для определения других примесей и, тем самым, расширения возможностей предложенного метода необходимо повышать температуру плазмы. Это требует оптимизации характеристик разрядной камеры и повышения уровня мощности, вкладываемой в индуктивно-связанную плазму, что является целью наших дальнейших исследований.

1. С.В. Дресвин, А.А. Бобров, В.М. Лелёвкин и др. ВЧ и СВЧ-плазмотроны. Новосибирск: Наука. 1992. 319 с.
2. В.Н. Колесников. Спектроскопическая диагностика плазмы. М.: МИФИ, 2007. 220 с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-38-60039).

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССА ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ СЖИЖЕННОГО ГАЗА В ОБЪЕМЕ ВОДЫ

Накоряков В.Е., Мезенцев И.В., Мелешкин А.В., Елистратов Д.С., Чернов А.А.

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

E-mail: mezn@itp.nsc.ru

Были проведены эксперименты по получению гидратов различных газов методом, основанном на вскипании слоя сжиженного газа под водой с помощью сброса давления. Исследования выполнялись на установке, которая представляла собой реактор для работы с высокими давлениями до 25 МПа. Рабочий участок выполнен из нержавеющей стали в виде сосуда (диаметр 100 мм, высота 300 мм) с водяной рубашкой для термостатирования. Перемешивание в рабочем участке реактора осуществлялось с использованием мешалки с магнитным приводом, плавное регулирование оборотов мешалки позволяло более тонко корректировать режим экспериментального исследования.

Проведение эксперимента осуществлялось следующим способом. В реакционный сосуд подавалась вода объемом 200 мл и охлаждалась криостатом через внешние стенки до температуры гидратообразования. Далее в находящийся под атмосферным давлением и заполненный водой сосуд (с температурой 2-8 °С), подавался газ из баллона (200-300 г.). Давление в баллоне много выше давления в автоклаве, а температура газа в баллоне выше температуры воды. Поступая в автоклав, газ начинал нагнетать давление. Происходило охлаждение газа до температуры воды, в результате чего газ сжижался и в зависимости от плотности, скапливался слоем либо на дне, либо на поверхности воды в автоклаве. Далее путём сброса давления до атмосферного, сжиженный газ, находящийся под слоем воды, начинал вскипать по всему объёму (в случае с меньшей плотностью сжиженного газа, чем у воды, требовалось активное перемешивание, чтобы происходило равномерное вскипание сжиженного газа во всей толще воды, а не на поверхности), вследствие чего происходил рост межфазной поверхности. На стенках пузырьков начинался рост слоя гидрата газа. Из-за активного кипения, пузырьки, с образовавшейся на межфазной поверхности плёнкой гидрата, постоянно сталкивались и деформировались, в результате чего плёнка гидрата отслаивалась, и скорость процесса гидратообразования не снижалась. Тепло, выделяемое во время процесса гидратообразования компенсировалось путем поглощения тепла во время кипения. Вследствие наложения этих процессов, происходил рост газогидратной массы с высокой скоростью.

Для проведения балансового расчета был проведен следующий эксперимент. Сразу после завершения процесса кипения жидкого газа, в результате чего давление на рабочем участке выравнялось с атмосферным, система приводилась в такое состояние, чтобы находиться в зоне стабильности газогидрата.

Далее производился нагрев системы, для этого в термостате каждые 10 минут повышалась температура на 1 °С. При этом давление в системе оставалось практически неизменным до того момента, пока не пройдена линия равновесия газогидрата, после чего газогидрат начинал разлагаться на воду и гидратообразующий газ, который нагнетал в системе давление. В ходе данной практической работы проводились исследования на нескольких гидратообразующих газах, а именно на фреоне 134а и углекислом газе CO₂.

С помощью полученных данных находится масса газа, выделившегося при разложении газогидрата:

$$V_g = \frac{\Delta P V - V_0 R \Delta T}{RT}$$

$$m_g = V_g M$$

где V_g – количество вещества выделившегося газа, ΔP – скачек давления в системе после разложения газогидрата, V – объем газового слоя в автоклаве, V_0 – количество вещества до разложения газогидрата, ΔT – температура нагрева, m_g – масса газа, M – молекулярная масса газа.

Отсюда находим массу получившегося газогидрата:

$$m_h = \frac{V_g}{\lambda_n}$$

где λ_n – коэффициент содержания газа в газогидрате.

Так как в проведенных экспериментах вся вода переходила в газогидрат и лед из уравнения массового баланса находим массу льда m_s .

$$m_s + m_h = m_l + m_g$$

Проведенные расчеты показали, что массовая доля газогидрата относительно льда составляет: для газогидрата R134а 34%, а для газогидрата углекислого газа – 22 %.

Благодарность

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

Миронова Н.В.¹, Елистратов С.Л.^{1,2}, Морозов В.С.²¹ Новосибирский государственный технический университет² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: mironovaNina@inbox.ru

Для разработки абсорбционных термотрансформаторов (АТТ) с многоступенчатой регенерацией необходимо знание физических закономерностей десорбции водных растворов бромида лития при высоких температурах греющей поверхности.

Известно, что испарение жидкостей может происходить в условиях кризиса теплообмена, когда они стабильно отделены от поверхности нагрева тонкой пленкой пара.

В этом случае теплоотдача от поверхности нагрева к жидкости происходит за счет теплопроводности и радиации через разделяющий их тонкий упругий слой пара. Выражение для определения его толщины применительно к чистым жидкостям, например воде, испаряющейся в сфероидальном состоянии на горизонтальной поверхности нагрева, получено в работе С.С. Кутателадзе «Основы теории теплообмена», 1979:

$$\delta'' = \frac{1}{\sqrt[4]{32 \cdot \xi^2}} \cdot \sqrt{\frac{\lambda''(T_{CT} - T'')D}{r[1 + c(T'' - \bar{T})/r]}} - \sqrt[4]{g\delta'\rho'\rho''}, \quad (1)$$

где: ξ – коэффициент истечения, учитывающий форму периферии плоского сфероида и характер его обтекания паром; λ'' , ρ'' – соответственно теплопроводность и плотность насыщенного пара; T_{CT} , T'' и \bar{T} – соответственно температуры греющей стенки, насыщенного пара и средняя температура сфероида; D , c , ρ' , δ' и r – соответственно диаметр, теплоемкость, плотность, толщина и удельная теплота испарения жидкости сфероида. При выводе (1) не учитывались радиационный нагрев и испарение с верхней и боковых поверхностей плоского сфероида, при уменьшении значения D его толщина $\delta' = const$ в процессе испарения. Сплошная паровая пленка пара под испаряющимися в сфероидальном состоянии чистыми жидкостями сохраняется до момента их полного испарения. Согласно опытным данным для воды $\xi = 0,143$.

Экспериментально было установлено, что в отличие от ранее исследованных процессов испарения в сфероидальном состоянии чистых жидкостей процесс десорбции (испарения) беспузырчатых сфероидов водных растворов бромида лития на горизонтальной поверхности нагрева завершается «взрывным» вскипанием с разрушением сплошности паровой пленки. В момент «взрывного» вскипания критическая величина весовой концентрации соли $\xi_{KP} = m_{LiBr} / (m_{H_2O} + m_{LiBr}) \sim 15...23\%$ при $T_{CT} = 400^\circ C$.

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные (см. рис. 1) для пузырчатых сфероидов водного раствора бромида лития также подтверждают «взрывной» характер процесса десорбции при достижении значений

$\xi_{KP} = 32...34\%$ и его дальнейшее развитие (видеокадр № 5) при $T_{CT} = 600^\circ C$. Процесс десорбции завершался испарением остатков раствора на поверхности нагрева (видеокадр № 6). Большая часть раствора в виде брызг при «взрывном» вскипании разлеталась в зоны экспериментального участка, недоступные для взвешивания.

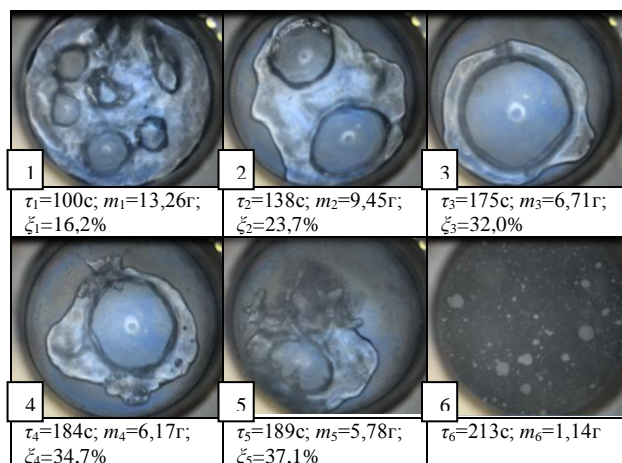


Рис. 1. Картина десорбции водного раствора LiBr на поверхности нагрева с температурой $600^\circ C$ (текущие значения времени τ , массы m и весовой концентрации ξ соли в растворе указаны с момента начала киносъемки).

Примечательно, что полученные в наших опытах для пузырчатых и беспузырчатых сфероидов значения ξ_{KP} в 2-3 раза меньше значений концентраций кристаллизации водных растворов бромида лития.

Теория и опытные данные для испарения чистых жидкостей в сфероидальном состоянии не позволяют объяснить явление такого «взрывного» вскипания. Представим ниже свое видение этого феномена. С ростом ξ происходит изменение основных параметров, входящих в выражение (1) c , r , \bar{T} и другие параметры процесса. Выявлено, что δ'' имеет тенденцию к увеличению с ростом T_{CT} и уменьшению с увеличением ξ .

В определяющей степени стабильность кризиса теплообмена (испарения жидкости в сфероидальном состоянии) определяется толщиной парового слоя δ'' под испаряющимся жидким сфероидом. При его уменьшении вследствие волновой неустойчивости межфазной поверхности жидкости вероятно прямое соприкосновение раствора с поверхностью нагрева. Учитывая его малые толщины, можно предположить именно такой механизм контактного «взрывного» вскипания.

СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ТЕПЛООБМЕН В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Михеев Н.И., Зарипов Д.И., Саушин И.И.

Казанский научный центр РАН, Казань

E-mail: n.miheev@mail.ru

Влияние нестационарности потока на процессы турбулентного переноса в основном связано с изменением характеристик турбулентности под воздействием нестационарности. Хорошо известно, что в ускоряющихся потоках интенсивность турбулентности снижается, а при торможении – увеличивается. В пульсирующих потоках чередование фаз ускорения и торможения может привести к различным эффектам, зависящим от амплитуды и частоты пульсаций.

Наиболее полную информацию о турбулентности в пульсирующем потоке можно получить лишь на основе измерений динамики векторных полей скорости потока с достаточным временным и пространственным разрешением. Такие возможности, пока только для двух компонент вектора скорости появились лишь в последние годы благодаря быстрому развитию оптических методов измерений. Выполнена оценка точности нового оптического метода SIV [1] измерений мгновенных полей скорости потока по результатам дымовой визуализации, позволяющего исследовать нестационарные и быстропотекающие процессы. Метод основан на измерении перемещений турбулентных структур, визуализируемых в световом ноже при помощи дыма. Исследовано изменение систематической и случайной ошибок измерения в зависимости от величины однородного смещения частицы дыма. Показана высокая эффективность нового метода при измерении динамики векторных полей скорости потока в нестационарных потоках. При частоте кадров видеосъемки порядка 10-20 кГц временное разрешение метода сопоставимо с термоанемометром постоянной температуры.

Получена экспериментальная информация о структуре потока и теплообмене в различных классах нестационарных турбулентных течений с вынужденными гармоническими колебаниями скорости потока – в пограничном слое на гладкой стенке каналов постоянного сечения, диффузоров и конфузоров, при отрывном обтекании уступов, выступов и тел в каналах. В экспериментах варьировались числа динамического подобия – относительная амплитуда β и частота Sh (число Струхаля) вынужденных пульсаций скорости потока. Наибольший прирост коэффициента теплоотдачи по отношению к стационарному режиму при одинаковых средних расходах теплоносителя получен при обтекании одиночных выступов и дискретно-шероховатой стенки пульсирующим потоком. При определенном сочетании чисел динамического подобия в отрывной области за выступом достигается прирост теплоотдачи в 1,6 раза по сравнению со стационарным потоком, а в ближнем следе – практически 5-кратный [2]. Существенный эффект интенсификации теплообмена при вынужденных колебаниях потока получен и при поперечном обтекании цилиндра, причем прирост теплоотдачи достигается на подветренной стороне цилиндра.

Четкие представления о механизмах интенсификации теплообмена при вынужденных колебаниях потока дают экспериментальные данные о динамике векторных полей скорости потока. При обтекании выступа пульсирующим потоком этот механизм связан с формированием в следе за ним, в каждом цикле пульсации, мощного вихря, интенсивность и относительный размер которого зависит от чисел подобия β и Sh . При определенном сочетании чисел динамического подобия коренным образом перестраивается и структура потока в следе за цилиндром.

При исследовании структуры потока выбирались такие размеры объектов исследования и параметры потока, разрешение и частота кадров видеосъемки, при которых имеющиеся место ограничения по пространственному и частотному разрешению оптических методов не накладывали бы существенного влияния на оценки турбулентных пульсаций в областях спектра турбулентности, в которых сосредоточена основная часть кинетической энергии пульсаций. Экспериментальные данные в виде динамики мгновенных полей скорости потока позволили выделить когерентные вихревые структуры и получить осциллограммы нестационарной и турбулентной составляющих компонент скорости одновременно во многих точках пространства. Это позволило оценить как традиционные характеристики турбулентности, так и характеристики, требующие определения производных по времени и пространственным координатам.

Установлено, что при отрыве пульсирующего потока образуются ярко выраженные когерентные вихревые структуры. На основе анализа их формирования составлены карты режимов обтекания выступов и цилиндра. Границы режимов построены в пространстве двух чисел динамического подобия. Для высокочастотных режимов выявлена высокая чувствительность к вынужденным колебаниям и характеристик турбулентности в безотрывном пограничном слое, расслоению кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации по фазе колебаний.

Полученные результаты открывают новые возможности интенсификации теплообмена за счет нестационарных эффектов, позволяют несколько глубже понять механизмы генерации и диссипации турбулентности в нестационарных потоках.

Список литературы:

1. Д.И. Зарипов, А.К. Аслаев, Н.И. Михеев, Н.С. Душин. Оценка точности нового оптического метода измерения мгновенных полей скорости потока // Труды Академэнерго. 2016. №1. С.42-52.
2. И.А. Давлетшин, Н.И. Михеев. Структура течения и теплообмен при отрыве пульсирующего потока // Теплофизика высоких температур. 2012. №3. С.442-449.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках проекта №15-48-02449

Моисеев М.И., Жуков В.Е.

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

E-mail: moiseev@itp.nsc.ru

Растущие требования к эффективности и миниатюризации оборудования стимулируют поиск методов интенсификации теплообмена при кипении и увеличения критических тепловых потоков (КТП) [1]. Одним из перспективных направлений является использование наножидкостей. Добавление наночастиц может существенно увеличивать как коэффициент теплоотдачи, так и КТП [2]. Но полученные результаты часто противоречивы и зависят от множества факторов, поэтому для практического применения наножидкостей необходимы дальнейшие систематические исследования. Кроме того, требуется проведение экспериментов при нестационарном тепловыделении, моделирующих различные аварийные процессы (разгерметизация устройств, извлечение стержней в АЭС и т.д.). В таких условиях межфазная поверхность парового пузыря, растущего на центре парообразования, при достижении определенного перегрева стенки теряет гидродинамическую устойчивость, что приводит к инициации распространения фронта испарения в пристенном слое метастабильной жидкости [3]. Исследований кризиса теплоотдачи в наножидкостях при нестационарном тепловыделении в настоящее время сравнительно мало. В имеющихся работах демонстрируется увеличение нестационарного КТП при добавлении наночастиц [4].

В данной работе проведено экспериментальное исследование кризиса кипения наножидкостей на основе фреона R21 с добавлением наночастиц SiO_2 (0.0077% объема), Al_2O_3 (0.001%) и CuO (0.0013%) при нестационарном тепловыделении. Изучены динамические характеристики фронта испарения. В качестве рабочего участка использовалась горизонтальная цилиндрическая трубка из нержавеющей стали длиной 50 мм, внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 0.5 мм. Нагрев участка осуществлялся управляемым источником постоянного тока. Для наблюдения динамики распространения фронта испарения использовалась высокоскоростная видеокамера. Скорость съёмки составляла 25000 кадров в секунду с экспозицией 26 мкс. Подробное описание установки приведено в работе [5].

На рис. 1 приведена зависимость плотности теплового потока на границе нагреватель-жидкость от перегрева стенки относительно температуры насыщения. Вертикальными линиями отмечены минимальные значения перегрева, при которых происходила инициация фронта испарения и наступление кризиса теплоотдачи. Добавление наночастиц Al_2O_3 не повлияло на условия вскипания. Наночастицы CuO и SiO_2 увеличили температуру инициации фронта на 7 и 19 К соответственно. Критические тепловые потоки составили 14.6 Вт/см² для чистого фреона R21 и наножидкости с Al_2O_3 , 17.2 Вт/см² для CuO , и 18.4 Вт/см² для SiO_2 . Таким образом, наблюдалось увеличение нестационарного КТП до 26%.

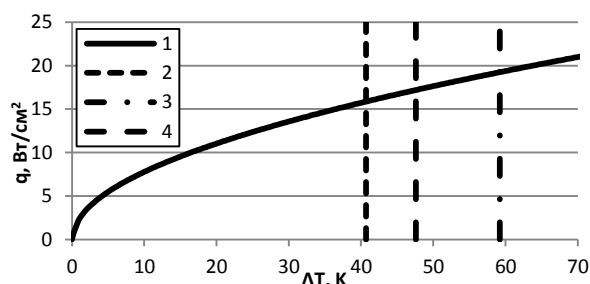


Рис. 1. 1 – q , Вт/см²; 2 – инициация фронта в чистом фреоне R21 и в R21+ Al_2O_3 ; 3 – инициация фронта в R21+ SiO_2 ; 4 – инициация фронта в R21+ CuO .

Добавление наночастиц также повлияло на динамические характеристики фронта испарения. На рис. 2 приведена зависимость скорости фронта от перегрева стенки. В области низких перегревов (до 60 К) данные практически не отличаются, но в области высоких перегревов скорость фронта в наножидкостях до 30% превышает скорость фронта в чистой жидкости. Эксперименты показывают, что добавление наночастиц повлияло на характеристики осцилляций межфазной границы и развития гидродинамической неустойчивости, что и привело к росту скорости фронта.

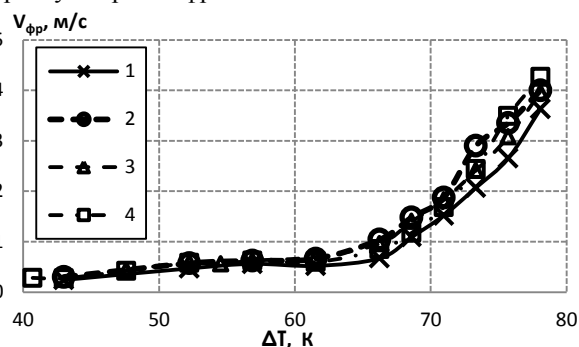


Рис. 2. Зависимость скорости фронта от перегрева стенки. 1 – чистый R21; 2 – R21+ SiO_2 ; 3 – R21+ CuO ; 4 – R21+ Al_2O_3 .

Список литературы

1. Misyura S.Y. Droplets boiling crisis of ethanol water solution on duralumin substrate with SiO_2 nanoparticles coating // Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. V. 75. P. 43–53.
2. Ciloglu D., Bolukbasib A. A comprehensive review on pool boiling of nanofluids // App. Therm. Eng. – 2015. V. 84, №5. P. 45–63.
3. Pavlenko, A.N. and Lel, V.V. Approximate Simulation Model of a Self-Sustaining Evaporating Front // Thermophysics and Aeromechanics. – 1999. V. 6(1). P. 105–117.
4. Sharma V.I., Buongiorno J., McKrell T., Hu L. Experimental investigation of transient critical heat flux of water-based zinc-oxide nanofluids // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2013. V. 63. P. 425–431.
5. Pavlenko A.N., Tairov A.A., Zhukov V.E., Levin A.A., Moiseev M.I. Dynamics of Transient Processes at Liquid Boiling-up in the Conditions of Free Convection and Forced Flow in a Channel under Nonstationary Heat Release // JET. 2014. V. 23. № 3. P. 173–193.

Работа поддержана РФФИ (проект № 13-08-00178).

Крайнов А.Ю.¹, Моисеева К.М.¹¹Томский государственный университет, ТомскE-mail: Moiseeva_KM@t-sk.ru

Задача о горении смеси реакционноспособного газа со взвесью угольной пыли, в частности, исследовалась в работах [1] – [4]. В [1] показано, что смесь реакционноспособного газа и угольной пыли способна к взрыву при малых концентрациях угольных частиц в воздухе. В [2] показано, что скорость распространения пламени метано-воздушной смеси увеличивается в присутствии мелких частиц угольной пыли. В работе [3], исходя из того, что современные методы добычи угля приводят к образованию высокодисперсной угольной пыли, выполнено экспериментальное исследование горения взвеси угольной пыли в 6.5% метано-воздушной смеси в сферической бомбе. Основываясь на полученных результатах, авторы [3] указывают на существенное влияние частиц угольной пыли на характеристики горения реакционных газовых смесей. Показано, что скорость роста давления в объеме возрастает в присутствии взвеси частиц угольной пыли по сравнению со смесью без примеси угольной пыли. Выполненное в [4] аналитическое и численное исследование горения газозвеси воздух-уголь показало, что в нормальных условиях горение становится возможным только при добавлении небольшого количества метана или подогреве стенок сосуда.

В настоящей работе выполнено численное исследование задачи распространения пламени угле-метано-воздушной смеси в замкнутом сферическом объеме. Целью работы являлось определение влияния массы угольных частиц на скорость роста давления в объеме.

Полагалось, что в замкнутом сферическом объеме V радиуса r_s находится монодисперсная взвесь угольных частиц массой $m_{пыл}$, радиуса r_k и небольшая примесь метана, составляющая 1% объемного содержания в газе. В центре сферического сосуда расположен очаг зажигания радиуса r_0 . Внешние стенки объема теплоизолированы – теплоотдачей в окружающую среду пренебрегается. Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры [5]. Учитывается тепловое расширение газа при повышении температуры и следующее за этим движение. В смеси протекают две параллельные реакции – экзотермическая химическая реакция в газе по закону Аррениуса с кинетикой второго порядка и гетерогенная реакция на поверхности частиц, лимитируемая коэффициентом массоотдачи β . Учитывается трение между частицами и газом.

Математическая постановка задачи основывалась на работе [6] и определялась уравнениями энергии и сохранения импульса для газа и частиц; баланса массы кислорода, метана и частиц; неразрывности и со-

стояния для газа; изменения счетной концентрации и радиуса частиц.

Задача решалась численно методом С. К. Годунова. Слагаемые в правых частях уравнений, описывающие теплопроводность и диффузию, аппроксимировались явно на трехточечном шаблоне. Шаг по пространству задавался, таким, чтобы обеспечить в зоне реакции и прогрева перед фронтом горения не менее 30 точек разностной схемы, $\Delta h = 10^{-5}$ м. Величина схемной диффузии при выбранном шаге Δh была много меньше коэффициента диффузии D . Шаг по времени определялся из условия устойчивости Курранта, $\Delta t = \frac{0.8\Delta h}{\max[c] + \max[|u|]}$, где c – скорость звука.

Проверка программы на достоверность численного решения осуществлялась из расчета адиабатической температуры горения и проверки балансных соотношений. Погрешность расчета составила 1%. Тепловой источник задавался таким образом, чтобы количество энергии, переданное от источника газу, было больше критической энергии зажигания и меньше энергии, выделившейся при сгорании смеси.

Из расчетов были получены режимы распространения пламени угле-метано-воздушной смеси в зависимости от массы угольных частиц. Определено максимальное давление, достигаемое в объеме. Показана зависимость скорости роста давления от массы угольных частиц.

1. Калякин С., Костенко В., Завьялова Е., Штрох Л. Влияние примесей шахтных горючих газов на взрывоопасность угольных аэрозолей//Aktualne problemy zwalczania zagrożeń gómiczych: II konferencja naukowo-techniczna. Brenna. 2012. № 7-9. С. 176-184.
2. Крайнов А. Ю. Моделирование распространения пламени в смеси горючих газов и частиц// Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 2. С. 3–9.
3. Бакланов А. М., Валиулин С. В., Дубцов С. Н., Замашников В. В., Клишин В. И., Конторович А. Э., Коржавин А. А., Онищук А. А., Палеев Д. Ю., Пуртов П. А. Наноаэрозольная фракция в техногенной угольной пыли и ее влияние на взрывоопасность пыле-метано-воздушных смесей// Доклады академии наук. – 2015. Т. 461, № 3. С. 295–299.
4. Bradley D., Lawes M., Scott M. J., Usta N. The Structure of coal-air-CH4 laminar flames in a low-pressure burner: CARS measurements and modeling studies// Combust. Flame. 2001. V. 124, No. 1-2. P. 82–105.
5. Шкадинский К.Г., Барзыкин В.В. Закономерности зажигания газов накаливаемой поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики // Физика горения и взрыва. 1968. Т.4, №2. С.176-181.
6. Крайнов А.Ю., Баймлер В.А. Влияние термического расширения на минимальную энергию искрового зажигания газа // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т.38, №4. – С.9-13.

Работа поддержана РФФИ (грант 16-33-60091 мол_а_дк).

МЕХАНИЗМ ВЛИЯНИЯ ВЫНУЖДЕННОЙ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ НА ГИДРОДИНАМИКУ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ЦИЛИНДРА

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

¹ Казанский научный центр РАН, Казань,

² Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева (КАИ), Казань,

E-mail: vmolochnikov@mail.ru

В литературе имеются немногочисленные результаты исследования переноса импульса и теплоты при поперечном обтекании кругового цилиндра пульсирующим внешним потоком. Попытки классификации структуры обтекания цилиндра не учитывают влияние амплитуды пульсаций. Не выявлена в полной мере взаимосвязь распределения локальной теплоотдачи цилиндра с частотой и, в особенности, с амплитудой пульсаций.

В настоящей работе на основе визуализации течения экспериментально определены особенности структуры течения в ближнем следе цилиндра в широком диапазоне частот и амплитуд вынужденных пульсаций. Эксперименты проводились в специализированной установке. Цилиндр диаметром $d = 110$ мм размещался в центре рабочего участка установки. Средняя скорость потока в рабочем участке варьировалась от 0.5 до 1.4 м/с ($Re = 0.4 - 1.06 \times 10^4$). Частота вынужденных пульсаций потока изменялась в диапазоне $f = 0 - 4$ Гц ($Sh = 0 - 1.76$), а относительная амплитуда пульсаций – $\beta = 0 - 0.8$. По данным визуализации получена динамика векторных полей скорости потока и завихренности, а также распределения статистических характеристик потока в ближнем следе цилиндра с использованием метода SIV. При исследовании теплоотдачи цилиндра препарировался термопарами. Локальные коэффициенты теплоотдачи определялись по темпу охлаждения стенки нагретого цилиндра с использованием метода регулярного режима.

Выделены четыре основных режима обтекания цилиндра: квазистационарный режим, на котором картина формирования вихрей не отличается от обтекания цилиндра стационарным внешним потоком; режим с преимущественно одновременным формированием пары вихрей с противоположных сторон цилиндра в фазе ускорения внешнего потока; режим, при котором в фазе ускорения жидкость безотрывно попеременно обтекает одну из сторон цилиндра до угловой координаты $220 - 250^\circ$, и лишь затем отрывается от цилиндра с образованием вихря и режим полной синхронизации процесса вихреобразования с вынужденными пульсациями потока. Для обобщения полученных данных предложено новое число подобия, которое представляет собой отношение сил инерции при ускорении пульсирующего внешнего потока и центробежных инерционных сил, возникающих вследствие искривления линий тока: $A_U f d / \langle U \rangle^2 = \beta Sh$. С использованием нового числа подобия построена карта режимов обтекания цилиндра пульсирующим потоком (см. рис.1). Показано, что при использовании

нового числа подобия границы режимов удовлетворительно описываются прямыми линиями. Предложена гипотеза, согласно которой вихреобразование за цилиндром в пульсирующем потоке происходит при воздействии двух механизмов: образование вихрей Кармана и формирование разгонных вихрей в фазе ускорения внешнего потока. На карте режимов выделены области сильного (преобладает влияние ускорения внешнего потока) и слабого (чередование вихрей Кармана и разгонных вихрей) взаимодействия.

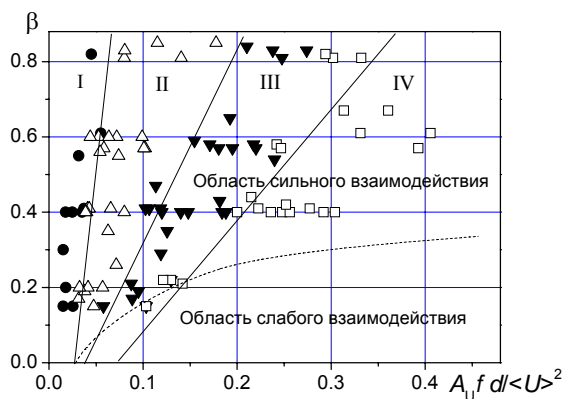


Рис.1. Карта режимов обтекания цилиндра

Представлены особенности распределения статистических характеристик течения (профилей компонент средних скоростей, среднеквадратических отклонений их пульсаций и реинльдсовых напряжений) в ближнем следе цилиндра, присущие каждому из описанных режимов его обтекания пульсирующим потоком.

Получены распределения локальных коэффициентов теплоотдачи на поверхности цилиндра в пульсирующем потоке. Установлено, что влияние вынужденных пульсаций потока на это распределение проявляется, главным образом, в кормовой области цилиндра и зависит от режима обтекания цилиндра и амплитуды пульсаций внешнего потока. Установлено, что наибольшая интенсификация средней теплоотдачи цилиндра в пульсирующем внешнем потоке наблюдается на четвертом режиме его обтекания. Обобщение полученных данных позволило в известное соотношение для стационарного потока ввести поправочный множитель, учитывающий влияние вынужденных пульсаций потока:

$$Nu_{fd} = 0,26 Re_U^{0,6} [1 + 0,355(\beta Sh)] Pr_f^{0,37} (Pr_f / Pr_w)^{0,5},$$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта № 15-48-02464.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Мочалова В.М.^{1,2}, Уткин А.В.¹

¹Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

²ФГБУ «ГНЦ РФ ИТЭФ» НИЦ «Курчатовский институт»

E-mail: utkin@icp.ac.ru

Углепластики являются композиционными материалами, которые представляют собой углеродные нити диаметром 5-10 мкм, скрепленные эпоксидной смолой. Отличительной особенностью таких материалов является сильно выраженная анизотропия свойств. Целью данной работы является исследование ударной сжимаемости углепластиков при различной ориентации волокон относительно направления распространения ударных волн. Средняя плотность исследуемых образцов составляла 1.55 г/см³. Скорость звука поперек волокон C_t равнялась 3.0 км/с, а вдоль волокон $C_l = 10$ км/с.

Регистрация волновых профилей осуществлялась лазерным интерферометром VISAR. Зондирующее излучение отражалось от алюминиевой фольги толщиной 400 мкм, расположенной между торцом заряда и водяным окном. Экспериментальные данные представляют собой скорость движения поверхности фольги, граничащей с водой, и передают все детали структуры импульса сжатия. В каждом опыте измерялась также скорость ударной волны. Давление ударного сжатия варьировалось изменением толщины (от 4 до 10 мм) и скорости (от 1.4 до 5 км/с) алюминиевых ударников.

В результате обработки экспериментальных результатов получены ударные адиабаты углепластика для продольной и поперечной ориентации волокон в координатах скорость ударной волны D – массовая скорость u . В исследованном диапазоне давлений при поперечной ориентации волокон экспериментальные данные удовлетворительно аппроксимируются линейной зависимостью $D=1.70+2.3*u$, км/с (Рис.1). Причем первый коэффициент, $C_0=1.70$ км/с, значительно отличается от скорости звука C_t , измеренной при нулевом давлении. Подобная ситуация часто наблюдается для пористых образцов. В этом случае ударная адиабата является нелинейной при низких давлениях. Поэтому коэффициент C_0 , полученный в результате экстраполяции зависимости D - u из области высоких давлений к нулевой массовой скорости, не только может значительно отличаться от скорости звука при нормальных условиях, но часто вообще не имеет какого-либо физического смысла.

Ударная адиабата для продольной ориентации удовлетворительно аппроксимируются зависимостью $D=2.3+2.0*u$, км/с (Рис.2). Видно, что ударные адиабаты для двух направлений углеродных волокон различны. Но с увеличением давления наблюдается тенденция к их сближению. В отличие от поперечной ориентации, в этом случае наблюдается достаточно сложная структура фронта ударной волны. Практически во всем диапазоне давлений регистрируется двухволновая конфигурация, которая наиболее отчетливо выражена при низких давлениях. В данном случае

двухволновая конфигурация обусловлена анизотропной структурой образца. Скорость распространения возмущений вдоль углеродных волокон в несколько раз может превышать скорость ударной волны, что и приводит к формированию предвестника. Поскольку амплитуда убегающих вперед возмущений затухает, то фронт первой волны вырождается в звуковой импульс, поэтому скорость ее распространения близка к скорости $C_l = 10$ км/с, измеренной ультразвуковым методом.

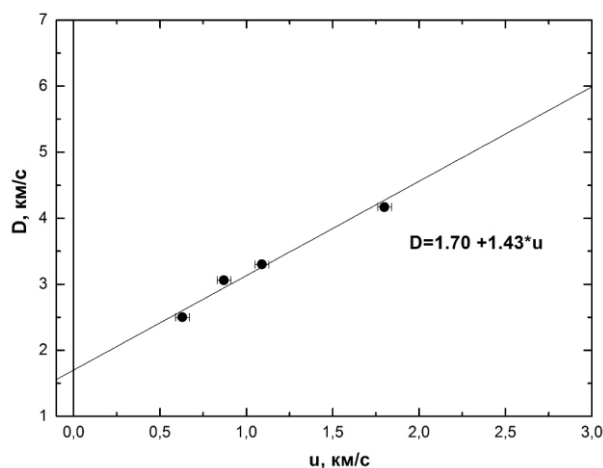


Рис.1. Ударная адиабата образца при поперечной ориентации углеродных волокон.

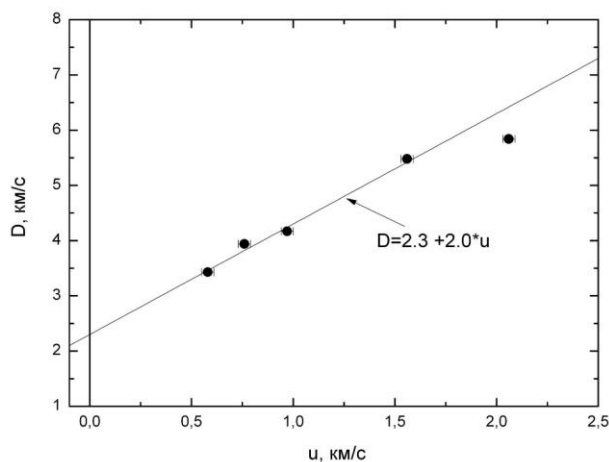


Рис.2. Ударная адиабата образца при продольной ориентации волокон.

Работа выполнена при поддержке Исследовательского центра ФАИР-Россия.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ В ПРИБЛИЖЕНИИ МАЛЫХ ЧИСЕЛ МАХА

Палкин Е.В.^{1,2}, Мулладжанов Р.И.^{1,2}, Ничено Б.³, Вервиш Л.⁴, Ханъялич К.^{2,5}

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³ Paul Scherrer Institut, Villigen, Switzerland

⁴ CORIA – CNRS, Normandie Université INSA de Rouen, Saint-Etienne-du-Rouvray, France

⁵ Delft University of Technology, Delft, The Netherlands

E-mail: rustammul@gmail.com

В последние несколько десятилетий активное развитие вычислительных машин привело к созданию и реализации компьютерных программ для фундаментальных и прикладных расчетов широкого спектра физических явлений. Современные вычислительные коды часто включают в себя обмен данными между различными программными модулями, которые зачастую могут решать разные дифференциальные уравнения на вычислительных сетках различной топологии. Существенное усложнение алгоритмов делает необходимый процесс верификации компьютерного кода и получаемых решений более сложным и затратным по времени. Верификация кода включает в себя систематическое исследование способности программы правильно решать заложенные математические уравнения. Таким образом, аккуратные тесты с большой степенью вероятности гарантируют правильную работу программы, в том числе заложенный теоретический порядок точности (дискретизации).

В данной работе проводится тщательная верификация реализованного на языке Фортран программного кода для расчета процессов турбулентного газового горения, описываемых системой уравнений Навье-Стокса с переменной плотностью среды в приближении малых чисел Маха, при котором игнорируются акустические волны. Используется набор аналитических одномерных и двумерных решений, предложенных в работе [1], одно из которых показано на Рис. 1. Кроме того исследуется двумерная задача о развитии неустойчивости Рэля-Тейлора и задача о турбулентном течении в прямоугольном канале, ограниченном двумя параллельными твердыми стенками различной температуры. В качестве последней тестовой задачи при помощи метода крупных вихрей (Large-eddy simulation, LES) исследуется предварительно перемешанное и стратифицированное пламя в лабораторной горелке (метан/воздух) [2], для которого имеются надежные измерения осредненного поля скорости и температуры. Для замыкания подсеточных напряжений, связанных с химическими превращениями, используется недавний подход, разработанный в работе [3].

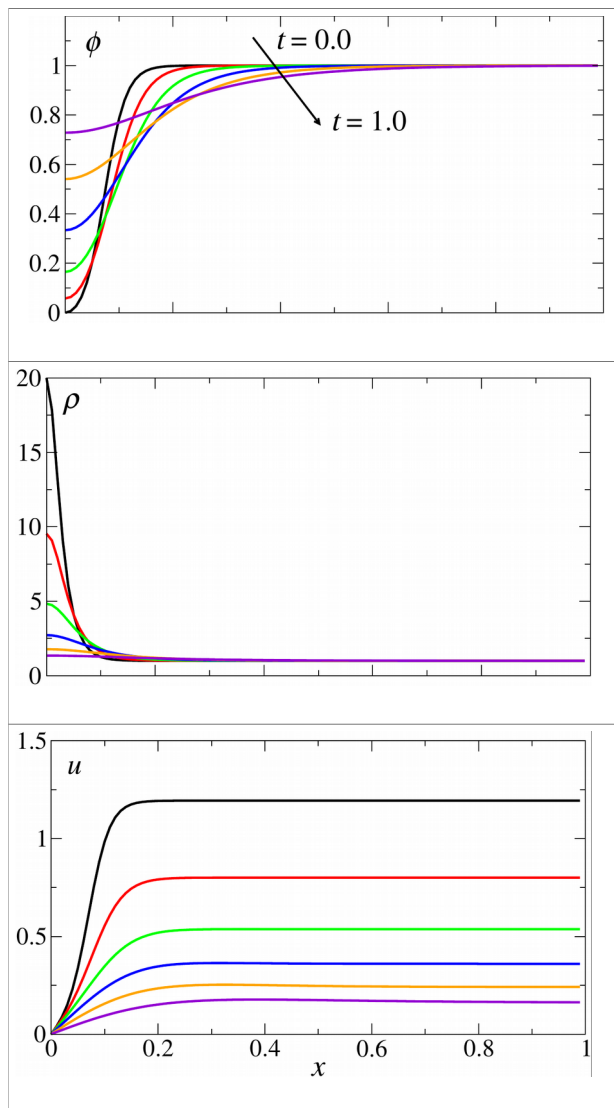


Рис. 1. Профиль скаляра, плотности и скорости для задачи 1 из работы [1] в различные моменты времени.

1. L. Shunn, F. Ham, P. Moin. Verification of variable-density flow solvers using manufactured solutions // J. Comp. Physics, 231 (9), 3801–3827, 2012.
2. R. Zhou, S. Balusamy, M.S. Sweeney, R.S. Barlow, S.S. Hochgreb, Flow field measurements of a series of turbulent premixed and stratified methane/air flames // Comb. Flame, 160, 2017–2028, 2013.
3. P. Domingo, L. Vervisch. Large Eddy Simulation of premixed turbulent combustion using approximate deconvolution and explicit flame filtering // Proc. Comb. Inst., 35, 1349–1357, 2015.

Работа поддержана грантами РФФИ № 15-08-06166а и 14-08-01233а.

¹ Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Тюменский государственный университет, Тюмень

² Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, Стерлитамак

E-mail: musakaev@ikz.ru

В настоящее время парниковый эффект является одной из наиболее глобальных экологических проблем, стоящих перед человечеством. Основной причиной этого эффекта является попадание в атмосферу промышленных газов, в первую очередь, диоксида углерода. В этой связи возникает проблема снижения концентрации углекислого газа в атмосфере, например, за счет его захоронения в подземных коллекторах. Однако при достаточно длительном хранении CO_2 в газообразном или жидком состоянии существует опасность его эмиссии в атмосферу [1]. Поэтому рядом исследователей предлагается закачка углекислого газа в льдонасыщенные породы с целью образования гидратов CO_2 . Т.к. любые технологические идеи должны быть подкреплены соответствующими теоретическими исследованиями, то актуальным является построение обоснованной математической модели процессов нагнетания углекислого газа в частично насыщенный льдом пласт.

В работе в одномерной плоскопараллельной постановке рассмотрен процесс нагнетания CO_2 в горизонтальный пористый пласт, насыщенный в исходном состоянии льдом и метаном. Начальные давление и температура изначально одинаковы во всем пласте и соответствуют термодинамическим условиям существования смеси метана и льда. Полагается, что углекислый газ закачивается через левую границу пласта ($x = 0$) под постоянными давлением и температурой, которые соответствуют условиям существования смеси CO_2 и его гидрата.

Интенсивность массопереноса за счет фильтрационного течения в значительной мере превышает скорость массопереноса, обусловленного диффузией. Кроме того, вязкость CO_2 превышает вязкость CH_4 , а течения в пористых средах, как правило, ламинарные. Поэтому в работе принимается, что нет перемешивания газов и фронт вытеснения метана диоксидом углерода является устойчивым [2]. В этом случае при закачке углекислого газа в пористый пласт в нем образуются две характерные области. В первой зоне поры пласта заполнены диоксидом углерода и его гидратом, а во второй области поры насыщены метаном и льдом. В такой постановке задачи формирование гидрата диоксида углерода полностью происходит на подвижной фронтальной поверхности, разделяющей эти две области, и лимитируется процессом массопереноса в пористой среде.

Для описания процессов тепломассопереноса при закачке CO_2 в насыщенный льдом и метаном пористый пласт принимаются следующие допущения. Температуры пористой среды и насыщающего вещества совпадают. Гидрат диоксида углерода является двухкомпонентной системой с известной массовой

концентрацией. Скелет пористой среды, лед и газовый гидрат несжимаемы и неподвижны, пористость постоянна, метан и углекислый газ являются калорически совершенными газами.

Система основных уравнений, описывающая процессы фильтрации и теплопереноса в пористой среде, включает в себя уравнения сохранения масс и энергии, закон Дарси, формулу Козени для зависимости коэффициента проницаемости для газа от газонасыщенности и уравнение состояния [3]. Значения температуры и давления в области образования гидрата связаны условием фазового равновесия. На границе между областями выполняются соотношения, следующие из условий баланса массы и тепла.

В работе построены автомодельные решения одномерной задачи, описывающие распределения основных параметров в каждой из выделенных зон пласта. На основе полученных решений показано, что при образовании гидрата диоксида углерода могут возникнуть различные ситуации с одной, двумя или тремя межфазными поверхностями. При относительно небольшой величине давления нагнетания диоксида углерода температура пласта в первой области ниже равновесной температуры разложения гидрата CO_2 , а во второй области – ниже температуры плавления льда. Т.е. решение с фронтальной поверхностью фазовых переходов дает адекватное математическое описание процесса. При более высоком значении давления углекислого нагнетаемого газа температура пласта во второй области на некотором участке поднимается выше 0°C , что соответствует перегреву льда на этом участке. Поэтому необходимо вводить вторую границу фазовых переходов, на которой происходит плавление льда. При дальнейшем повышении давления нагнетаемого газа температура пласта в первой области на некотором участке поднимается выше равновесной температуры разложения гидрата CO_2 . Т.е. необходимо вводить еще одну (третью) межфазную границу.

1. Чувиллин Е.М., Гурьева О.М. Экспериментальное изучение образования гидратов CO_2 в поровом пространстве промерзающих и мерзлых пород // Криосфера Земли. 2009. Т. 13, № 3. С. 70-79.
2. Цыпкин Г.Г. Математическая модель инъекции углекислого газа в пласт с образованием гидрата // ДАН. 2014. Т. 458, № 4. С. 422-425.
3. 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 финансовом содействии Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-6987.2016.1).

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗДЕЛЕНИЯ ГЕЛИЙ-МЕТАНОВОЙ СМЕСИ НА СЕЛЕКТИВНО ПРОНИЦАЕМЫХ МЕМБРАНАХ

Наумкин В.С.

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

E-mail: vsnaumkin@itp.nsc.ru

В настоящее время гелий в промышленных масштабах добывается из природного газа криогенными методами. Заслуживают внимание и альтернативные способы добычи гелия с использованием селективно проницаемых мембран. Поскольку их использование для получения гелиевого концентрата может существенно снизить капитальные затраты при добыче гелия.

В данной работе рассматривается разделение гелий-метановой смеси с массовой долей гелия 0.1% на мембранах с различными коэффициентами проницаемости (таблица 1).

Таблица 1. Проницаемость различных мембран для гелия и метана $[cm^3 \cdot cm / (c \cdot cm^2 \cdot cm \cdot pt \cdot cm)]$ [1]

№	Мембрана	He	CH ₄
1.	Silicone rubber	2.3×10^{-8}	5.9×10^{-8}
2.	Phenylene silicone rubber	1.5×10^{-8}	2.0×10^{-8}
3.	Nitrile silicone rubber	0.79×10^{-8}	1.0×10^{-8}
4.	Polycarbonate	6.7×10^{-9}	0.36×10^{-9}
5.	Teflon FEP	6.2×10^{-9}	0.14×10^{-9}
6.	Polystyrene	3.5×10^{-9}	0.23×10^{-9}
7.	Trithene B	3.4×10^{-9}	0.0084×10^{-9}
8.	Ethyl cellulose	3.1×10^{-9}	0.64×10^{-9}
9.	Ethylene-vinyl acetate	2.1×10^{-9}	1.1×10^{-9}
10.	Viton A	1.7×10^{-9}	0.016×10^{-9}
11.	Polyvinyl chloride (plasticized)	1.4×10^{-9}	0.2×10^{-9}
12.	Polyvinyl fluoride	1.8×10^{-10}	0.0065×10^{-10}
13.	Mylar	1.0×10^{-10}	0.006×10^{-10}
14.	Saran	6.6×10^{-12}	0.025×10^{-12}

Газоразделение моделировалось в плоском мембранном модуле, состоящем из двух каналов, соединённых мембраной. На мембране задавался перепад давления равный $\Delta P = 39$ атм., вследствие этого через мембрану из одного канала в другой перетекали гелий и метан. Из-за того, что мембраны пропускают компоненты смеси с различной скоростью, в обоих каналах наблюдается изменение состава смеси. На рис. 1 представлено изменение концентрации гелия по длине канала, в который осуществляется вдув газа, для всех мембран, представленных в таблице 1.

Видно, что наиболее проницаемые мембраны по гелию (№№ 1, 2 и 3) так же как и наименее проницаемые (№№ 12, 13, 14) обладают наихудшими разделительными свойствами. Первые ввиду того, что они обладают высокой проницаемостью по метану, вторые – из-за маленькой пропускной способности. Из всех рассматриваемых мембран наибольшим фактором разделения обладает мембрана №7. Данная мембрана позволяет получить наиболее обогащённый гелием гелиевый концентрат. С данной мембраной может сравниться только мембрана №10 Viton A,

которая обладает в три раза меньшим фактором разделения. Две вышеперечисленные мембраны оставляют в исходной разделяемой смеси до 70% гелия.

Однако увеличение толщины селективного слоя мембраны приводит к тому, что мембрана №5 становится более эффективной, по сравнению с №7 и 10, хотя она и обладает на порядок меньшим фактором разделения смеси. Это происходит из-за того, что мембрана №5 обладает большим коэффициентом проницаемости по гелию, чем мембраны №7 и №10, а увеличение толщины мембраны приводит к уменьшению массового потока метана через мембрану.

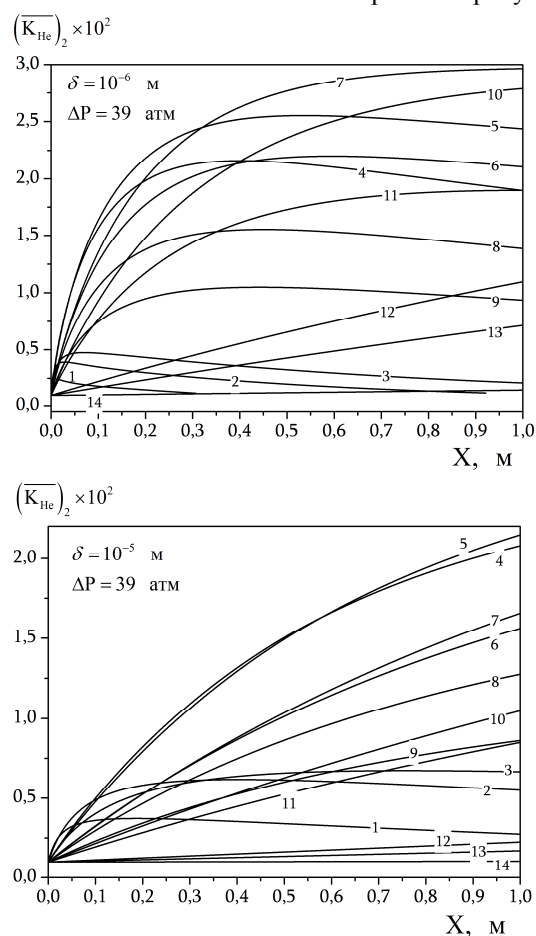


Рис. 1. Изменение концентрации гелия по длине канала, в который производится вдув компонентов смеси, при толщине мембраны 10^{-6} м (сверху) и 10^{-5} м (снизу) для различного вида мембран: 1) Silicone rubber, 2) Phenylene silicone rubber, 3) Nitrile silicone rubber, 4) Polycarbonate, 5) Teflon FEP, 6) Polystyrene, 7) Trithene, 8) Ethyl cellulose, 9) Viton A, 10) Viton A, 11) Polyvinyl chloride, 12) Polyvinyl fluoride, 13) Mylar, 14) Saran.

1. Stern S.A., Sinclair T.F., Gareis P.J., Vanldieck N.P., Mohr P.H. Helium recovery by permeation. Industrial and engineering chemistry. vol. 57, №2, 1965.

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

О ПРОТОЧНОСТИ ДИАФРАГМИРОВАННЫХ ВИХРЕВЫХ КАМЕР С БОКОВЫМ ЩЕЛЕВЫМ ЗАВИХРИТЕЛЕМ

Макаров М.С., Наумкин В.С.

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

E-mail: msmakarov@itp.nsc.ru

Вихревые камеры и циклоны получили широкое распространение в энергетике, химической промышленности, горнорудных и др. производствах. Закрутку потока используют для защиты стенок аппаратов от высокотемпературной и агрессивной среды, для энергоразделения, сепарации и т.д. Разработка и усовершенствование конструкций таких аппаратов базируется на основе детальных исследований сложной структуры закрученного потока и сопровождающих его тепло- и массообменных процессов.

В данной работе представлены результаты численных исследований влияния расхода воздуха и угла закрутки потока на проточность *диафрагмированной вихревой камеры с многощелевым боковым завихрителем* при числах Рейнольдса 420, 1000 и 1720. Схема течения, геометрия расчётной области и основные параметры задачи представлены на рис. 1.

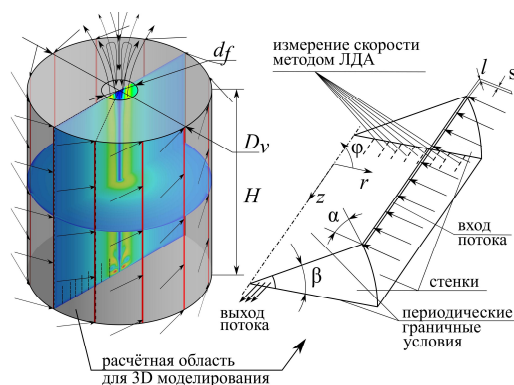


Рис. 1. Схема течения, геометрия расчётной области и основные параметры для моделирования течения в диафрагмированной вихревой камере с боковым щелевым завихрителем.

Диаметр вихревой камеры $D_v = 160$ мм, высота камеры $H = 196$ мм, $H/D_v = 1,225$. Выходная диафрагма диаметром $d_f = 32$ мм располагалась на оси камеры, степень пережатия потока $d_f/D_v = 0,2$. Щели бокового завихрителя имели высоту равную высоте камеры. Ширина щели l на боковой поверхности камеры рассчитывалась исходя из ширины плоского шлица завихрителя $s = 0,5$; 1 мм и угла закрутки потока $\alpha = 45^\circ$ по формуле: $l = s/\sin 45^\circ$. При изменении угла закрутки потока от $0,5$ до 90° ширина щели на боковой поверхности камеры оставалась постоянной. Щели были распределены равномерно по боковой поверхности камеры, а их количество n задавалось равным 12; 24; 48.

Получены данные о расходах воздуха через торцевые пограничные слои на верхнем и нижнем торцах вихревой камеры. Толщина торцевого пограничного слоя в указанном диапазоне чисел Рейнольдса не превышала 5 мм, что подтверждается данными измерений скорости методом лазерно-доплеровской анемометрии [1, 2]. На рис. 2 приведено отношение

полученного расхода воздуха через торцевые пограничные слои к полному расходу воздуха через радиальное сечение на расстоянии 60,4 мм от оси камеры в зависимости от геометрического угла закрутки потока в боковом завихрителе.

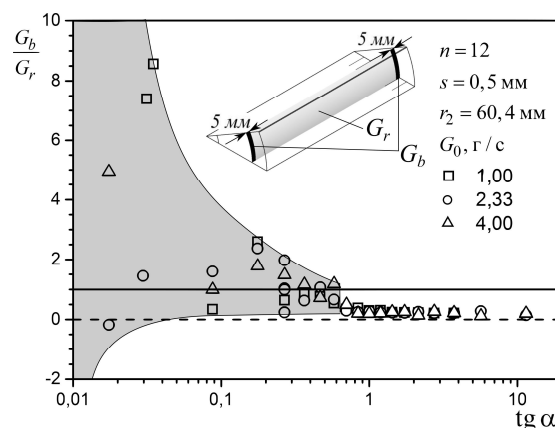


Рис. 2. Отношение расхода газа через торцевые пограничные слои к полному расходу газа через радиальное сечение вихревой камеры с 12-ти щелевым боковым завихрителем: тёмное поле – разброс данных для различных моментов времени при нестационарном режиме течения.

Из рис. 2 видно, что проточными можно считать камеры с геометрическим углом закрутки бокового завихрителя больше 35° . В этом случае расход воздуха через торцевые пограничные слои не превышает полного расхода через радиальное сечение камеры, течение носит стационарный характер, а дополнительный приток воздуха через диафрагму не оказывает существенного влияния на течение в камере. С уменьшением угла закрутки течение приобретает нестационарный характер, в объёме камеры формируется периодически перестраивающееся тороидальное течение, которое в каждый момент времени может, как увеличивать расход воздуха через торцевые пограничные слои, так и уменьшать. В таком случае проточность вихревой камеры нельзя определить однозначно. Интенсивный подсос воздуха через диафрагму вихревой камеры может приводить к кратному увеличению расхода воздуха через радиальное сечение и торцевые пограничные слои по сравнению с расходом через торцевой завихритель.

1. Волчков Э.П., Дворников Н.А., Лукашов В.В., Абдрахманов Р.Х. Исследование течения в вихревой камере с центробежным кипящим слоем при отсутствии и наличии горения // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 679–684.
2. Абдрахманов Р.Х., Лукашов В.В., Макаров М.С., Наумкин В.С. Динамика торцевого пограничного слоя и гидравлическое сопротивление вихревой камеры с боковым завихрителем // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 5.

Работа поддержана Российским научным фондом
(грант № 14-19-00402).

Небучинов А.С.¹, Тимошевский М.В.^{1,2}, Первунин К.С.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (ИТ СО РАН), Новосибирск² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), Новосибирск

E-mail: nebuchinov.alexander@gmail.com

Турбулентные струйные течения являются одной из самых распространенных форм движения жидкостей и газов в природе. Изучая динамику таких течений в промышленных устройствах и аппаратах, возможно не только глубже проникнуть в суть наблюдаемых процессов, но и в перспективе использовать полученные результаты для модернизации имеющихся и, вероятно, разработки новых энергоэффективных технологий для снижения антропогенной нагрузки на окружающую среду. Наиболее востребованным на практике классом таких течений являются ограниченные струи и, в частности, импактные, характеризующиеся высокими коэффициентами теплообмена. Однако, известно, что эффективность теплообмена импактной струи может быть увеличена за счет применения различных методов управления спектральным составом и/или масштабом турбулентности, а также процессами крупно- и мелкомасштабного переноса. В основе одного из таких методов лежит изменение формы выходной кромки сопла путем создания регулярных неоднородностей, таких как шевроны.

Шевроны сильно изменяют структуру течения, в том числе распределения турбулентных характеристик, сразу за выходом из сопла. Из литературы известно, что струя, вытекающая из шевронного сопла, быстрее расширяется вниз по потоку и имеет более изрезанную структуру по сравнению со струей, вытекающей из обычного (круглого) сопла. Это приводит к интенсификации турбулентного перемешивания и уменьшению длины начального участка шевронной струи [1]. Вместе с тем, сопла с шевронами широко используются в качестве эффективного средства подавления акустического шума (например, [2-4]). Однако, гидродинамическая структура таких течений изучена в существенно меньшей степени по сравнению с их акустическими свойствами. В ряде работ (например, [5]) было показано, что шевроны позволяют существенно (до 25%) повысить коэффициенты теплообмена и сделать их распределение вдоль поверхности более равномерным по сравнению со случаем стандартной осесимметричной струи.

В настоящей работе была экспериментально изучена эволюция и гидродинамическая структура свободной и импактной изотермической турбулентных струй с шевронами. Исследования проводились при числах Рейнольдса 6 000 и 12 500. В случае импактной струи расстояние между импактной поверхностью и срезом сопла H/D составляло 1, 3 и 6 калибров. Скорость течения измерялась с помощью метода анемометрии по изображениям частиц (PIV) с высоким временным разрешением как в продольных, так и в поперечных сечениях. Частота регистрации изображений составляла до 2 кГц. Расчет статистиче-

ских характеристик течений производился по набору из 5 000 полей мгновенной скорости на каждом режиме.

В круглой струе азимутальные когерентные структуры (тороидальные вихри), являются результатом развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Однако, в случае шевронной струи их развитие в значительной степени подавляется в силу того, что форма сдвигового слоя на выходе из сопла является неправильной (некруглой). Ядро шевронной струи повторяет геометрию профиля кромки сопла, что видно на полях мгновенной завихренности, измеренных в поперечном сечении (рис. 1). Струя сохраняет такую форму до расстояния около 3 калибров вниз по потоку, что также подтверждается результатами работы [6]. Далее структура потока меняется из-за распада его ядра. В данной конфигурации течения когерентными структурами в сдвиговом слое являются продольные С-образные вихри, генерируемые внутри зазора между шевронами.

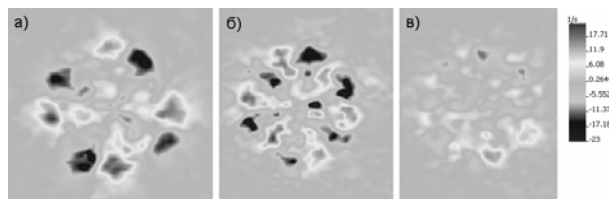


Рис. 1. Распределения мгновенной завихренности в поперечном сечении $z/D = 1$ осесимметричной струи с разным количеством шевронов: а) 4, б) 6, в) 0.

Список литературы

- Schram C. Aeroacoustics of subsonic jets: prediction of the sound produced by vortex pairing based on particle image velocimetry // Ph.D. Thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2004.
- Bridges J., Brown C.A. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets // Proc. 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Manchester, GB, 2004. Paper AIAA 2004-2824.
- Coiffet F., Jordan P., Delville J., Gervais Y., Ricaud F. Coherent structures in subsonic jets: a quasi irrotational source mechanism // International Journal of Aeroacoustics. 2006. V. 5. P. 67-89.
- Litvinenko M.V., Kozlov V.V., Kozlov G.V., Grek G.R. Effect of streamwise streaky structures on turbulization of a circular jet // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2004. Vol. 45, No. 3. P. 349-357.
- Gao N., Sun H., Ewing D. Heat transfer to impinging round jets with triangular tabs // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003. V. 46. P. 2557-2569.
- Violato D., Ianiro A., Cardone G., Scarano F. Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets // International Journal of Heat and Fluid Flow. 2012. V. 37. P. 22-36.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 16-38-00854-мол_а и 15-08-03909-а) и гранта Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ НШ-10179.2016.8.

ДВИЖЕНИЕ ПЛАВУЧЕГО ВИХРЕВОГО КОЛЬЦА ПО НАПРАВЛЕНИЮ И ПРОТИВ ДЕЙСТВИЯ ВЫТАЛКИВАЮЩЕЙ СИЛЫ

Никулин В.В.¹

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

E-mail: nikulin@hydro.nsc.ru

Построена аналитическая модель, описывающая движение плавучего вихревого кольца в несжимаемой жидкости после его формирования, общая для вихрей, распространяющихся по направлению действия подъемной силы и против нее. Для проверки модели экспериментально измерены углы расширения плавучих вихревых колец, движущихся по и против действия выталкивающей силы. Полученные экспериментальные данные сопоставлены с теоретическими расчетами.

Характерными параметрами вихревого кольца, движущегося в безграничной жидкости, являются радиус вихревого кольца R (равный радиусу осевой линии тора), радиус сечения ядра a , циркуляция Γ , скорость движения кольца u , импульс P , характерная относительная разность плотностей. Вязкость не входит в число характерных параметров, так как считается, что турбулентные напряжения много больше молекулярных. Предполагается, что при движении сохраняется подобие. На данные параметры можно получить уравнения, описывающие их динамику: $P = \pi \rho_0 R^2 \Gamma$, $u = \beta \Gamma / R$, $dP/dt = F$, $d\Gamma/dt = -\gamma u^2$; $\beta = [\ln(8R/a) - 1/2 + \langle v^2 \rangle / (2v_0^2)] / (4\pi)$, $\langle v^2 \rangle$ – средний квадрат вращательной скорости в ядре, v_0 – вращательная компонента скорости на границе ядра [1], предполагается, что в силу подобия $\beta = const$, F – интегральная сила плавучести, γ – эмпирическая константа. Полученная система уравнений решается как задача с начальными данными. При $t = 0$ полагаются: $R = R_1$, $a = a_1$, $u = u_1$. Начальные данные можно брать с любого момента времени, когда вихрь уже сформирован. Решая уравнения с заданными начальными данными и величинами F , β , γ , можно найти, например, начальный угол расширения вихревого кольца:

$$\alpha_1 = \alpha_* + \beta F / (2\pi \rho_0 v^2 Re_1^2) \tag{1}$$

$Re_1 = u_1 R_1 / \nu$, ν и ρ_0 – кинематическая вязкость и плотность жидкости, $\alpha_* = \gamma \beta / 2$. Параметр α_* можно рассматривать как угол расширения в однородной жидкости, поскольку случай $F = 0$ соответствует движению вихря в однородной жидкости. Если движение происходит по направлению действия подъемной силы, то $F > 0$, если против, то $F < 0$. Отсюда и из (1) следует, что угол расширения всплывающих вихрей должен быть больше, а движущихся против действия подъемной силы меньше, чем у вихрей в однородной жидкости.

В экспериментах плавучесть создавалась путем захвата вихрем воздуха внутрь своего ядра. В результате чего образовывалась воздушная каверна внутри тороидального ядра вихря, движение которой регистрировалось скоростной видеокамерой. На рис.1 точками изображены характерные значения внешнего поперечного размера области d , занимаемой каверной объемом $0,4 \text{ см}^3$, в зависимости от расстояния z , проходимого вихрем, при его движении против дей-

ствия подъемной силы; сплошные линии – линейные регрессии, проведенные по точкам до уменьшения d . На рис.2 то же, при движении по направлению действия подъемной силы, объем каверны $5,5 \text{ см}^3$.

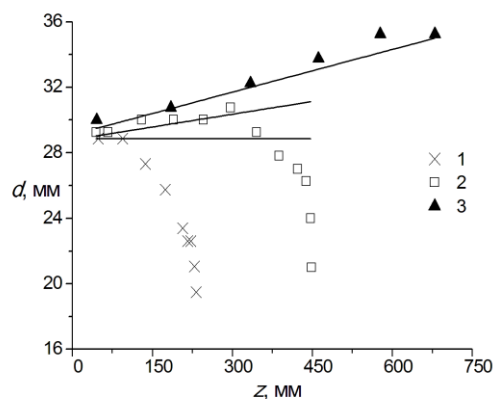


Рис.1. Внешний поперечный размер каверны d в зависимости от расстояния z при движении против выталкивающей силы и различных числах $Re_1 = 3720$ (1), 6060 (2) и 15930 (3).

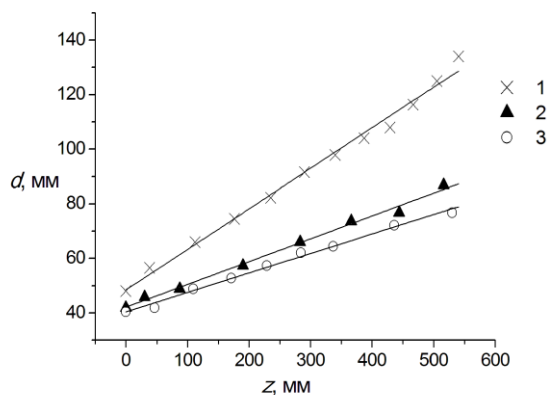


Рис.2. Внешний поперечный размер каверны d в зависимости от расстояния z при движении в направлении выталкивающей силы и различных числах $Re_1 = 5180$ (1), 6480 (2) и 7520 (3).

Таким образом, в соответствии с формулой (1) угол расширения плавучих вихревых колец, движущихся против действия выталкивающей силы, не превосходит угла расширения вихрей в однородной жидкости [2] и примерно на порядок величины меньше угла расширения вихря, движущегося по направлению ее действия. С ростом числа Re_1 в первом случае угол увеличивается, во втором – убывает.

1. Saffman P.G. The velocity of viscous vortex rings // Stud.Appl.Math. 1970. Vol. 49, No. 4. P. 371-380.
2. Ахметов Д.Г. Вихревые кольца. Новосибирск: Гео, 2007. 152с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-08-00226).

КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ ТОНКИХ СЛОЕВ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

Овчарова А.С.¹

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

E-mail: ovcharova@hydro.nsc.ru

В представленной работе исследуются возникновение и развитие конвективных течений в многослойной системе тонких слоев несмешивающихся жидкостей с разными физическими и теплофизическими свойствами. Конвективные течения вызваны эффектом Марангони в результате локального нагрева (например, лазерным лучом) верхнего слоя жидкости. Границы раздела между слоями могут существенно деформироваться, вплоть до разрыва слоя. Для решения рассматриваемой задачи построена двумерная математическая модель и разработан численный метод. Идея метода основана на декомпозиции сложной задачи на унитарные элементы (модули) при некотором наборе правил их зацепления друг с другом. Каждый из модулей представляет собой однотипную локальную модель с организацией расчета в ней независимо от других модулей системы. В то время как «набор правил», определяющий, например, общие границы между модулями и функциональные зависимости на них, соединяют эти модули в исходную систему. Таким образом, каждый модуль отождествляется с каким-либо жидким слоем, течение жидкости в котором описывается системой уравнений Навье-Стокса, записанных в терминах вихрь-функция тока и уравнением теплопроводности. На каждой границе раздела жидких слоев выполнены кинематические и динамические условия, а также равенство касательных скоростей, тепловых потоков и значений температуры. Из этих балансовых соотношений с привлечением уравнений движения можно получить граничные условия для искомых функций в явном виде [1,2]. Пусть i и $i+1$ - два жидких слоя, имеющие общую границу раздела. Тогда граничные условия для искомых функций на каждой из границ примут вид:

для температуры

$$T_i = T_{i+1}, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_i - a1\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{i+1} = 0,$$

где $a1$ - отношение теплопроводностей в i и $i+1$ слое соответственно;

для функции тока

$$y_i = y_{i+1}, \quad \left(\frac{\partial y}{\partial n}\right)_i - \left(\frac{\partial y}{\partial n}\right)_{i+1} = 0,$$

для завихренности

$$w_i - a2w_{i+1} = F_1(t, x),$$

$$\left(\frac{\partial w}{\partial n}\right)_i - a2\left(\frac{\partial w}{\partial n}\right)_{i+1} = F_2(t, x),$$

где $a2$ - отношение динамических вязкостей в i и $i+1$ слое соответственно. Функции F_1 и F_2 в каждый момент времени находятся в процессе решения задачи. Эти условия получены в предположении что плотность и вязкость в каждом из слоев постоянны, испарение (конденсация) не учитываются.

На рис.1 представлен пример расчета конвективных течений и положение границы раздела в двухслойной системе тонких слоев несмешивающихся жидкостей. Нижний слой покоится на твердой подложке f_0 , верхний граничит с воздухом, слева ($x=0$) и справа ($x=90$) система ограничена твердыми стенками. Сверху на свободную поверхность f_2 накладывается локальная тепловая нагрузка в виде действия лазерного луча, который создает на этой поверхности некоторое температурное распределение. С ростом температуры коэффициент поверхностного натяжения уменьшается. В этом случае возникает тангенциальная сила, направленная вдоль градиента поверхностного натяжения, что в свою очередь приводит к возникновению конвективного течения в слое и деформации свободной поверхности (границы раздела между слоями). При этом физические и теплофизические свойства жидкостей, оказывают существенное влияние как на степень деформации границ раздела, так и на интенсивность конвективного течения в слоях.

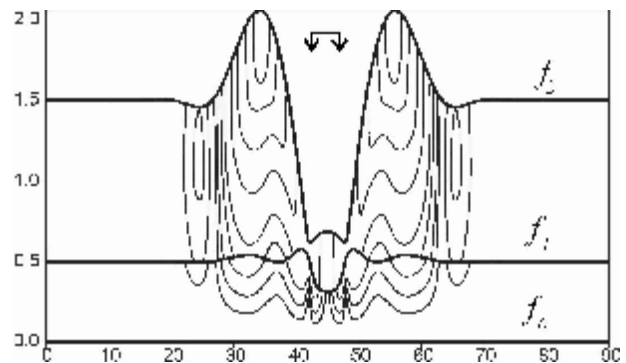


Рис.1. Картина течения в двухслойной системе несмешивающихся жидкостей: толстые линии --- границы раздела жидкость-газ (f_2) и жидкость-жидкость (f_1); тонкие линии --- изолинии функции тока.

Список литературы

1. Goncharova O.N., Kabov O.A., Pukhnachov V. V. Solutions of special type describing the three dimensional thermocapillary flows with an interface. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2012. No. 55. P. 715–725.
2. Ovcharova A.S. Rupture of liquid film, placed over deep fluid, under action of thermal load. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. No. 78. P. 294–301.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ ВОЗДУШНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ КАМЕННОГО УГЛЯ

Осипов П.В.¹, Рыжков А.Ф.¹, Бурдуков А.П.², Бутаков Е.Б.², Абаимов Н.А.¹, Лазебный И.П.¹

¹ Уральский федеральный университет, Екатеринбург

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: af.ryzhkov@mail.ru

Двухступенчатый воздушный газификатор является одним из ключевых элементов в предлагаемой схеме ПГУ-ВЦГ[1]. С целью первичной отработки режима работы поточного газификатора проведена экспериментальная серия на крупномасштабном стенде ИТ СО РАН. Установка имеет две ступени, первичная пылевоздушная смесь подается тангенциально в улитку, туда же аксиально подается вторичный поток (рис. 1). Газификатор работает при атмосферном давлении, подаваемый воздух дополнительно не подогревается. После улитки пылевоздушная смесь попадает в реакционную камеру. Температура газов замеряется с помощью платина-платинородиевых термопар в трех точках реакционной камеры. Точка отбора на газоанализатор расположена перед выходом в камеру дожига.

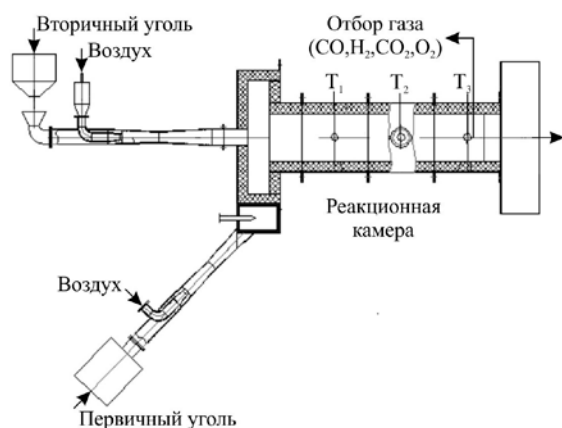


Рис. 1. Двухступенчатый газификатор

Эксперименты проводились с образцами Кузнецкого длиннопламенного угля (Белово). Характеристики угля приведены в таблице 1. Помимо лабораторных исследований технического и элементного состава были определены реакционные характеристики угля при конверсии в среде O_2/N_2 , CO_2 , H_2O и Ar .

Таблица 1.

Характеристики каменного угля

W^a , %	5,4
A^d , %	22,3
V^{daf} , %	44,7
C^{daf} , %	75,57
H^{daf} , %	5,66
N^{daf} , %	1,78
S^{daf} , %	0,55
O^{daf} , %	16,44
Q_s^{daf} , МДж/кг	29,7

Подбор экспериментальных режимов осуществлялся варьированием стехиометрического коэффициента в диапазоне 0,4-1,1. В абсолютных цифрах общий расход угля составил 200-320 кг/ч, а расход воздуха 900-1540 $nm^3/ч$. Состав синтез-газа для трех газификационных режимов и результаты полного сжигания приведены на рис. 2.

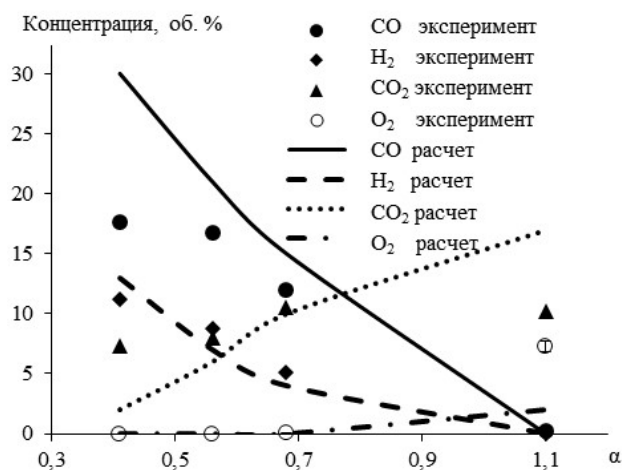


Рис. 2. Концентрации газов в разных экспериментальных режимах

Сравнение результатов опытов с данными термодинамических расчетов показали, что полученный газ имеет низкое качество. В опытах происходила частичная газификация, при которой по массе топлива и теплу сработано только 60-70 % от всего потенциала. Кроме того, уровень температуры в конце реактора (1200-1500 °С) оказался слишком высоким. Для завершения процесса необходимо снизить температуру синтез-газа до 1100 °С.

Принимая во внимание результаты исследований реакционных свойств угля в различных средах и факт того, что реакция с H_2O начинается при более низких температурах, чем с CO_2 была рассмотрена модернизированная схема экспериментального стенда, с подачей водяного пара в зону реагирования и соответствующим снижением температуры синтез-газа. Эта добавка позволяет частично вытеснить уголь для газификации, снизить выход CO и увеличить выход H_2 . Подобный способ корректировки состава синтез-газа ведет к повышению эффективности всей схемы ПГУ – ВЦГ. Полученные результаты планируется использовать для отработки численной модели поточного газификатора на воздушном дутье.

1. Ryzhkov A.F., Gordeev S.I., Bogatova T.F. 2015. Selecting the process arrangement for preparing the gas turbine working fluid for an integrated gasification combined cycle power plant. Thermal Engineering, Vol. 62, No. 11, pp. 796–801.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-00524).

Палкин Е.В.^{1,2}, Мулладжанов Р.И.^{1,2}, Хадзиабдич М.³, Ханъялич К.^{2,4}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный университет, Новосибирск³ International University of Sarajevo, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina⁴ Delft University of Technology, Delft, The Netherlands

E-mail: palkinev89@gmail.com

Мы рассматриваем классическую задачу обтекания цилиндра диаметром D однородным ламинарным потоком жидкости со скоростью U . Для широкого класса отрывных течений данный пример является модельным, демонстрируя множество режимов течения в зависимости от одного безразмерного критерия – числа Рейнольдса $Re = UD/\nu$ (ν – кинематическая вязкость жидкости), которое в нашем случае равно 140 000, что соответствует докритическому режиму обтекания, т. е. ламинарному отрыву потока от стенки цилиндра и последующей его турбулизации. Такое число Рейнольдса выбрано как «достаточно большое», которое может реализовываться в практических приложениях. С другой стороны, именно при больших числах Рейнольдса в докритическом режиме один из важнейших критериев с практической точки зрения – безразмерная продольная компонента силы сопротивления (C_D) – имеет относительно большие значения. Таким образом, цель данной работы – анализ эффективности предложенных ниже способов уменьшения сил, действующих на цилиндр при помощи техник контроля для больших чисел Рейнольдса при докритическом режиме течения.

В данной работе мы предлагаем исследовать один перспективный подход для управления характеристиками выбранного течения – задавать угловую скорость, с которой вращается цилиндр вокруг своей оси, определенным способом. Рассматривается попеременное вращение против и по часовой стрелке с периодической во времени функцией угловой скорости стенки цилиндра $U_\theta = \Omega \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t)$, где Ω – амплитуда колебания, f – частота, t – время. При относительно малых числах Рейнольдса (10^4) было экспериментально показано, что при определенных значениях параметров амплитуды и частоты вращения (Ω , f) коэффициент лобового сопротивления может уменьшиться до 7 раз [1].

В этой работе мы провели расчеты методом URANS JH [2] второго порядка замыкания с фиксированной частотой f , равной частоте срыва вихрей в невозмущенном случае (число Струхала $St=0.21$) при нескольких значениях $\Omega=0, 1, 2, 3$. На рис. 1 показано сравнение линий тока. Видно, что добавление угловой скорости сильно влияет на характеристики потока. Количественный анализ модификации поля скорости будет представлен в последующей расширенной версии данной статьи.

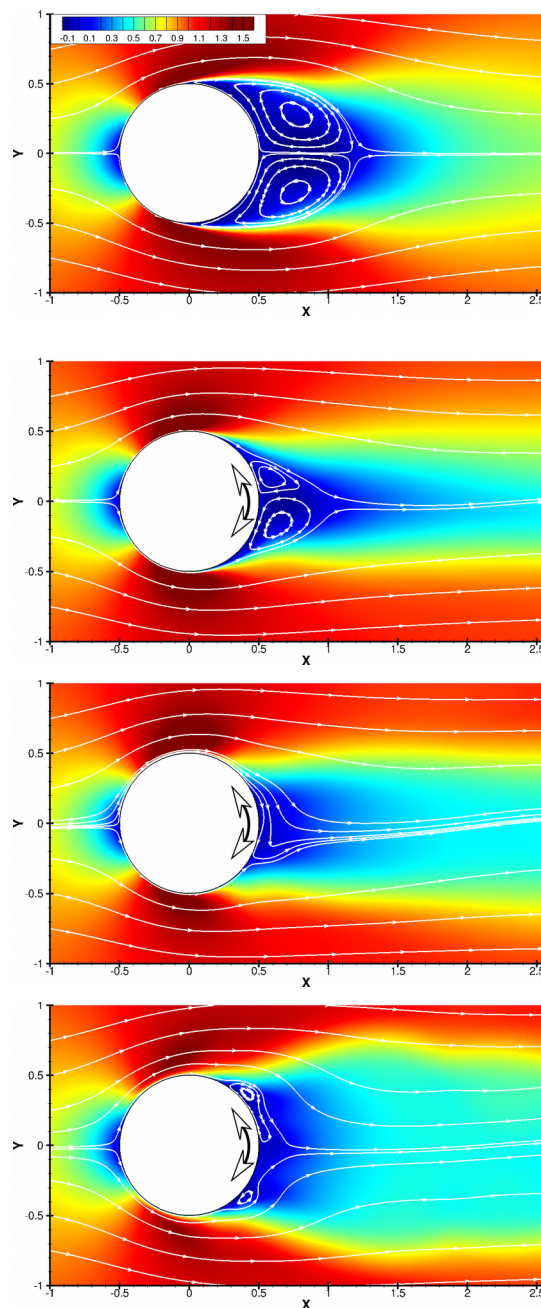


Рис. 1. Линии тока на осредненном поле продольной скорости. $\Omega=0, 1, 2, 3$.

1. P.T. Tokumar, P.E. Dimotakis. Rotary oscillation control of a cylinder wake // J. Fluid Mech., 224, 77–90, 1991.
2. S. Jakirlić, K. Hanjalić. A new approach to modelling near-wall turbulence energy and stress dissipation. // J Fluid Mech., 459, 139–166, 2002.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-29-00203.

**ПУЗЫРЬКОВЫЕ СВОБОДНЫЕ И ИМПАКТНЫЕ СТРУИ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ PIV/PFBI/PTV**

Первунин К.С.^{1,2}, Тимошевский М.В.^{1,2}, Полетаев И.Е.², Маркович Д.М.^{1,2,3}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (ИТ СО РАН), Новосибирск

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), Новосибирск

³ Томский политехнический университет (ТПУ), Томск

E-mail: pervunin@itp.nsc.ru

Двухфазные пузырьковые течения представляют большой интерес для исследования вследствие их широкого распространения в природе и множестве технических приложений. На практике жидкости зачастую намеренно насыщаются пузырьками газа для интенсификации массопереноса между фазами благодаря большой площади межфазной поверхности (даже при относительно невысоких объемных газосодержаниях) и для увеличения скорости перемешивания вследствие генерации вихрей за пузырями. В настоящее время является общепризнанным тот факт, что непрерывная и дисперсная фазы оказывают взаимное влияние друг на друга. В зависимости от размера пузырей и характерных масштабов турбулентности могут наблюдаться различные эффекты. Так, на траектории пузырей влияет анизотропность турбулентных флуктуаций в жидкости (турбулентная дисперсия), а движение как отдельных пузырей, так и их кластеров изменяет распределение и интенсивность турбулентных характеристик в жидкости (модуляция турбулентности).

В настоящей работе была экспериментально изучена гидродинамическая структура и эволюция газонасыщенных свободной и импактной турбулентных осесимметричных струй в естественных условиях и в условиях наложенных внешних пульсаций расхода. Исследования проводились посредством метода плоскостной флуоресценции для визуализации пузырей (Planar Fluorescence for Bubbles Imaging – PFBI, см. [1, 2]) в комбинации с подходами анемометрии по изображениям частиц (Particle Image Velocimetry – PIV и Particle Tracking Velocimetry – PTV) в стандартной конфигурации с высоким временным и пространственным разрешением. В данной постановке образы пузырей и трассеров фиксируются одновременно с помощью одной камеры. При этом метод PFBI использовался для регистрации пузырей в сечении, проходящем через центр потока, и последующего определения характеристик дисперсной фазы, таких как распределение пузырей по размерам и локальное газосодержание, PIV и PTV применялись для измерения скорости непрерывной и дисперсной фаз соответственно. Кроме того, измерения проводились с помощью метода условного осреднения с целью изучения динамики крупномасштабных вихревых структур (КВС) в одно- и двухфазном потоке.

Для идентификации пузырей на изображениях (определение положений их центров и размеров) использовался подход, основанный на искусственных нейронных сетях. Скорость пузырей вычислялась с помощью простейшего алгоритма PTV, основанного на поиске ближайшей пары в заданном радиусе для каждого идентифицированного пузыря. Для расчета

полей скорости жидкости использовался итерационный кросскорреляционный алгоритм с непрерывным смещением и деформацией расчетных областей и 75% перекрытием между ними. На этапе вычисления коэффициента корреляции учитывалась локальная концентрация трассеров таким образом, чтобы концентрация частиц была больше заданного порога. Для того чтобы иметь сравнительно большой динамический диапазон, размер начальной расчетной области соответствовал 32×32 пикселя. Размер конечной расчетной области составлял 4×4 пикселей, чтобы обеспечить сравнительно высокое пространственное разрешение. Валидация рассчитанных векторов скорости происходила в четыре этапа поочередно: валидация по соотношению сигнал/шум с порогом 2, адаптивная медианная фильтрация с размером области 7×7, валидация по абсолютному значению вектора скорости и отдельно его компонент и кластерной валидации с коэффициентом 50 [3].

Пузырьковые струйные течения исследовались при числе Рейнольдса 12 500 и нескольких объемных газосодержаниях: от 0 до 4%. На основе 10 000 измеренных пространственных распределений мгновенной скорости для обеих фаз и локального газосодержания были рассчитаны средние и турбулентные характеристики течений, включая смешанные одноточечные корреляции третьего порядка. Управление течением осуществлялось путем наложения внешних колебаний электромагнитным вибратором на частоте наибольшей восприимчивости струй для интенсификации КВС. Одним из наиболее значительных результатов работы является обнаружение противоположного влияния объемного газосодержания на начальном участке струи, где турбулентные флуктуации оказались существенно подавлены пузырями, и вблизи импактной поверхности, где турбулентные флуктуации значительно возрастают вследствие генерации турбулентности пузырями, по сравнению со случаем однофазной струи.

Список литературы

1. Akhmetbekov Ye.K., Alekseenko S.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. Planar fluorescence for round bubble imaging and its application for the study of an axisymmetric two-phase jet // *Experiments in Fluids*. 2010. V. 48, No. 4. P. 615–629.
2. Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. The optical principles of PFBI approach // *AIP Conference Proceedings*. 2012. V. 1428. P. 217–224.
3. Кравцова А.Ю., Маркович Д.М., Первунин К.С., Тимошевский М.В., Ханьялич К. Кавитация на пластине с закругленной носовой частью и гидрокрыле NASA0015: визуализация и измерение скорости // *Известия российской академии наук: Энергетика*. 2014. № 4. С. 96–106.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 14-19-01685) через ИТ СО РАН.

НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ МЕМРИСТОРНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

Чернов А.А.¹⁻³, Пильник А.А.¹⁻³, Исламов Д.Р.^{2,3}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск³ Новосибирский государственный университетE-mail: chernov@itp.nsc.ru

В последнее время ведутся активные работы по внедрению четвертого элемента электроники – резистора с памятью или так называемого мемристора – пассивного устройства, сопротивление которого может быть изменено при пропускании через него определенного импульса электрического тока. Данный элемент представляет собой структуру металл-high-k диэлектрик-металл.

Функционально мемристоры можно разделить на двухуровневые (однобитовые) и многоуровневые (мультибитовые). Если однобитовые устройства могут быть использованы в качестве ячейки быстрой энергонезависимой памяти с большим временем хранения и высокой радиационной стойкостью, то мультибитовые мемристоры позволяют увеличить плотность интеграции энергонезависимой памяти, а также спроектировать и создать адаптивные нейроморфные (когнитивные) вычислительные системы. Одной из наиболее интересных и до сих пор нерешенных проблем является природа промежуточных (дискретных) многоуровневых состояний в мемристоре.

Среди специалистов распространена гипотеза, что эффект мемристивного переключения напрямую связан с формированием филамента, возникающего при пропускании по диэлектрику определенного импульса тока. Однако, кинетика его образования при переходе мемристора из высокоомного состояния в низкоомное до сих пор является дискуссионным вопросом. Другой нерешенной проблемой на пути разработки мемристорных элементов является описание процесса формовки (а также возможности его предотвращения) – первого переключения из исходного высокоомного состояния в низкоомное при повышенных напряжениях, сопровождаемое интенсивным выделением джоулевого тепла. Природа формовки матрицы мемристоров до сих пор неясна, а отсутствие сколь-либо правдоподобной физической модели сдерживает реализацию данных элементов на практике.

Считается, что транспорт заряда в high-k диэлектриках обусловлен наличием дефектов, наиболее вероятными и распространенными среди которых являются кислородные вакансии. Свойства этих вакансий активно изучаются как экспериментально, так и теоретически. Однако, в литературе можно найти много противоречивых данных, при этом вклад и характеристики кислородных вакансий в процессы пе-

реноса заряда через диэлектрик окончательно не установлены. Очевидно, что скорость изменения структуры диэлектрика (а именно, скорость генерации вакансий кислорода, которые, в свою очередь, определяют проводимость вещества) в сильном электрическом поле, в значительной степени определяется нестационарными процессами тепло- и массопереноса. Поэтому, кинетика данных процессов и обуславливает конечную морфологию и свойства мемристора.

В настоящей работе разработана нестационарная теплофизическая модель роста филамента при пропускании по диэлектрику импульсов электрического тока различной продолжительности, скважности и полярности. Модель представляет собой краевую задачу, включающую в себя нестационарное уравнение теплопроводности с нелинейным источником джоулева тепла, а также уравнения электродинамики: уравнение Пуассона и уравнения Шокли-Рида-Холла (уравнения переноса зарядов) с учетом сильного электрон-фононного взаимодействия в процессах ионизации ловушек и транспорта заряда. Сила тока, фигурирующая в источнике тепла, связана с числом образующихся в диэлектрике вакансий кислорода, генерация которых, в свою очередь, существенно зависит от температуры среды. Кинетические параметры модели определяются из транспортных и оптических экспериментов. А также из первопринципного моделирования [1]. Решение представленной задачи позволяет описать кинетику данного процесса и получить конечную структуру филамента. Образующаяся филаментарная структура в свою очередь может объяснить резистивное (мемристорное) переключение.

Комплексное решение рассматриваемой задачи позволяет выработать рекомендации для оптимизации технологии мемристоров и прогнозировать поведение мемристорных матриц, в том числе в нейроморфной электронике и в матрицах энергонезависимой памяти высокой емкости.

1. Gritsenko V.A., Perevalov T.V., Islamov D.R. Electronic properties of hafnium oxide: A contribution from defects and traps // Physics Reports. 2016. V. 613, No 1. P. 1-20.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-00002).

РАСЧЁТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ГИДРОАГРЕГАТЕ С ТУРБИНОЙ ФРЕНСИСА

Платонов Д.В.^{1,2,3}, Минаков А.В.^{1,3}, Дектерев Д.А.², Сентябов А.В.^{2,3}, Дектерев А.А.²

¹ Сибирский федеральный университет, Красноярск

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: platonov-08@yandex.ru

Не смотря на то что современные высоконапорные гидроэлектростанции спроектированы и работают уже несколько десятков лет, до сих пор в гидроэнергетике существует ряд серьезных нерешенных проблем. Одной из таких проблем является чрезмерно высокий уровень пульсаций давлений в проточном тракте высоконапорных ГЭС.

Одним из механизмов генерации низкочастотных пульсаций потока в гидротурбинах является прецессия вихревого жгута, образующегося за рабочим колесом гидротурбины в режимах недогрузки или перегрузки гидроагрегата, когда поток после прохождения через гидротурбину имеет достаточно большую остаточную закрутку [1-5]. Прецессия вихревого жгута представляет серьезную опасность для гидротурбинного оборудования в связи с мощными пульсациями потока, которые приводят к сильным вибрациям конструкции гидротурбины и в случае резонанса могут привести к разрушению оборудования.

Пульсации давления, генерируемые, прецессирующим вихревым жгутом, могут также воздействовать на процессы кавитации, усиливая кавитационную эрозию. Особую опасность представляют осцилляционные явления с частотами, близкими к частотам неустойчивых мод закрученного течения, собственным гидроакустическим частотам проточного тракта, к собственным частотам вала турбины, несущих конструкций, перекрытий здания, электрической сети и т.п. В этих случаях есть вероятность развития неустойчивости, возникновения резонанса и многократного усиления амплитуды колебаний. Здесь задача состоит в том, чтобы обеспечить устойчивость осевого вихря или научиться управлять частотой и амплитудой пульсаций, вызываемых прецессирующим винтообразным вихрем.

Проведение экспериментальных исследований на натуральных турбинах представляет большую сложность. Выходом является использование уменьшенных моделей, геометрически подобных натурным турбинам.

Модельные стенды полностью воспроизводящие реальную геометрию проточного тракта высоконапорной ГЭС являются уникальными, в мире их насчитывается не больше десятка.

Такие установки имеются в ведущих организациях, занимающихся производством и разработкой гидротурбин (например, Федеральный технологический институт в г. Лозанна, Швейцария, за рубежом в России Ленинградский металлический завод (ЛМЗ) «Силовые машины», г. Санкт-Петербург, а также в Саяно-Шушенском филиале СФУ пос. Черемушки)). Экспериментальные исследования не могут в полной мере дать ответы на вопросы о причинах возникно-

вения нестационарных явлений в гидротурбинах. и здесь на помощь приходят современные методы математического моделирования, которые как показывает наш опыт позволяют с необходимой точностью описывать сложные турбулентные течения с закруткой потока [6]. Однако для корректного описания течения в гидротурбинах современным методам моделирования необходима верификация и адаптация на натуральных данных. Таким образом, становится очевидным, что исследование динамики нестационарных вихревых структур в турбулентных течениях, возникающих в элементах гидротурбин, является комплексной фундаментальной задачей, требующей серьезного экспериментального и расчетного исследования.

В данной работе проведена серия экспериментов на различных модельных стендах с турбиной Френсиса. Испытаны как гидравлические стенды, так и аэродинамические модели. Получены данные в широком диапазоне работы турбин. Построены зависимости пульсаций давления в зависимости от режима работы. Построены профили осевой и тангенциальной скорости.

Так же работе представлен численный алгоритм, позволяющий моделировать сложные нестационарные явления в проточном тракте ГЭС. Данная методика качественно верно описывает тенденцию поведения пульсационных характеристик течения в гидротурбинах и позволяет с приемлемой точностью воспроизводить основные частоты колебаний потока и интенсивность пульсаций давления.

Проведено сравнение и анализ экспериментальных данных с результатами численного моделирования.

1. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск : Институт теплофизики СО РАН, 2003. стр. 504.
2. Rheingans W.J. Power swings in hydroelectric power plants. Transactions of the ASME. 1940, Vol. 62, 3, pp. 171-184.
3. Falvey H.T. Draft tube surges. Colorado: s.n., 1971. p. 25. REC-ERC-71-42.
4. Deriaz P., A contribution to the Understanding of Flow in Draft Tubes of Francis Turbines. France, Nice : International Association for Hydraulic Research, Hydraulic Machinery and Equipment Symposium, 1960. p. 13.
5. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. стр. 588.
6. A.V. Minakov, A.V. Sentyabov, D.V. Platonov, A.A. Dekterev, A.V. Zakharov The analysis of unsteady flow structure and low frequency pressure pulsations in the high-head Francis turbines International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 53, June 2015, Pages 183-194

Работа поддержана РНФ (грант № 14- 29- 00203).

МЕТОДИКА РАСЧЕТА И АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОВОЙ СЕТИ

Поливода Ф.А.

ОАО «ЭНИН» им. Г.М. Кржижановского, г. Москва

E-mail: polivoda@eninnet.ru

Важнейшей задачей энергосбережения в России является экономия тепловой энергии на тепловых сетях, поскольку они являются самым проблемным и убыточным сегментом систем энергоснабжения городов. В современных городах РФ производители и потребители тепловой энергии разнесены на большие расстояния, достигающие до 40-50 километров от источника до потребителя.

В аналитическом виде получена методика расчета эффективности тепловой сети и оптимизации режимов теплоснабжения абонентов. Предложен новый оригинальный методический подход, заключающийся в вычислении функции энергетической эффективности тепловой сети, η , и интерпретации её в виде трансцендентного уравнения двух гиперболических функций. В частности, исследован вопрос изменения эффективности тепловой сети, в зависимости от температуры окружающей среды, $\eta = f(t_0)$

С помощью методов функционального анализа выводятся критериальные зависимости, по которым можно оценивать эффективность тепловой сети и находить параметры наиболее эффективного управления процессом теплоснабжения удаленных абонентов. В общем случае, функция эффективности тепловой сети интерпретируется многомерной поверхностью, что позволяет наглядно отображать её в виде графических построений. Показано, что возможно

решение и обратной задачи. По величине наперед заданной эффективности, например $\eta = 0.94$, и температуре окружающей среды, можно найти требуемый расход теплоносителя и его температуру, а также сформулировать требования к тепловой изоляции и диаметрам D_u трубопроводов сети.

Результаты расчетов получены в строгом аналитическом виде, что позволяет исследовать функциональные зависимости КПД тепловой сети на наличие экстремумов (максимумов) при заданных внешних параметрах. Таким образом, целесообразно применять данную расчетную методику в двух практически важных случаях: для уже созданной (построенной) сети, где возможно лишь изменение расходов и температур в трубопроводах и для проектируемой (строящейся) сети, где на стадии уточнения рабочего проекта возможно внесение коррективов в материальные параметры сети. Например, можно уточнять диаметр трубопроводов, тип изоляции, длину трубопровода сети и пр.

Новая методика закладывает основу для составления алгоритмов программных кодов и дальнейшей разработки и внедрения в практику проектно-конструкторских организаций, занимающихся проектированием и реконструкцией тепловых сетей городов.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-08-00438).

ВОЗБУЖДЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПРЕЛОМЛЕНИИ ДЕТОНАЦИИ НА ДИФфуЗИОННО РАЗМЫТОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА С ИНЕРТНЫМ

Прохоров Е.С.¹

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

E-mail: prokh@hydro.nsc.ru

Численно решена нестационарная задача о возбуждении газовой детонацией плоской ударной волны в трубе. В отличие от предшествующих теоретических работ рассмотрен случай (рис.1), когда область перемешивания реагирующего и инертного газов, заполняющих закрытую с одного конца трубу, имеет конечные размеры ($\Delta l \neq 0$).

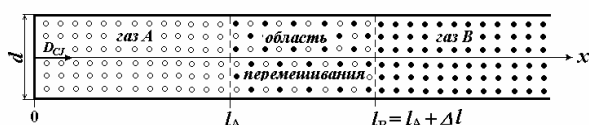


Рис. 1. Схема заполнения трубы реагирующим (газ А) и инертным (В) газами перед инициированием детонации

Математическая формулировка задачи базируется на приближенной модели для расчета равновесных течений химически реагирующих газов, описывающей с высокой точностью изменение молярной массы и удельной внутренней энергии при сдвиге химического равновесия продуктов детонационного сгорания углеводородов [1]. При этом химический состав продуктов детонации характеризуется только относительными концентрациями атомов кислорода n_O , углерода n_C ($n_C \leq n_O$), водорода n_H , азота n_N и любых других одноатомных инертных веществ – n_Z . Показано, что такой подход можно применять и для описания термодинамических свойств ударно-сжатого инертного газа.

Проведены вычислительные эксперименты, моделирующие процесс трансформации детонационной волны в ударную на диффузионно размытой границе между реагирующим газом (смесью ацетилена с кислородом: $C_2H_2 + 2.5O_2$) и инертным газом (воздухом: $0.21O_2 + 0.78N_2 + 0.01Ar$). При этом полагали, что в области диффузионного перемешивания концентрации этих газов изменяются линейным образом. Начальное распределение параметров продуктов детонации задавали в виде простой волны (волны Римана), распространяющейся от жесткой стенки по реагирующему газу со скоростью детонации Чепмена – Жуге D_{CJ} .

Изучено влияние ширины области перемешивания Δl на интенсивность и закон затухания, возбуждаемых ударных волн. Для соблюдения массового и энергетического баланса при варьировании Δl полагали, что $l = (l_A + l_B)/2 = const$. В этом случае объем реагирующего газа в трубе перед инициированием детонации будет всегда постоянным и его величину легко оценить, так как при $\Delta l = 0$ имеем $l = l_A$ (рис. 1). Тогда с практической точки зрения рост Δl можно трактовать как увеличение диффузи-

онного размытия границы двух контактирующих газов. При этом координата левой границы области перемешивания $l_A = l - \Delta l/2$ будет смещаться к закрытому концу трубы. Поскольку в рамках рассмотренной постановки задачи $l_A \geq 0$, то имеется следующее ограничение сверху для ширины области перемешивания $\Delta l \leq 2l$.

Без учета энергопотерь (на трение и теплоотвод в стенки трубы) решение задачи обладает подобием и определяется одним безразмерным параметром $\Delta l/l$. При варьировании этого параметра в диапазоне от 0 до 2 максимальное значение для числа Маха ударной волны \bar{M} в инертном газе (воздухе) уменьшается на 20 %. (рис. 2).

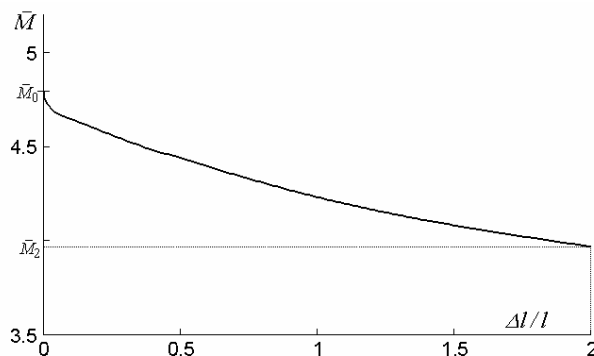


Рис. 2. Максимальное значение для числа Маха ударной волны \bar{M} , возбуждаемой детонацией в инертном газе, в зависимости от безразмерного параметра $\Delta l/l$

Величина $\bar{M}_0 = 4.791$ находится из решения задачи о распаде разрыва при $\Delta l/l = 0$.

Установлено, что закон спада скорости фронта ударной волны при ее затухании в инертном газе можно приближенно описать зависимостью, соответствующей выводам из теории точечного взрыва для случая плоских адиабатических движений газа.

Список литературы

1. E.S. Prokhorov Approximate model for analysis of equilibrium flows of chemically reacting gases // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 1996. Vol. 32, No. 3. P. 306-312.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НАНОЖИДКОСТЕЙ

Пряжников М.И.^{1,2,3}, Минаков А.В.^{1,2,3}, Рудяк В.Я.², Гузей Д.В.^{1,2}¹ Сибирский федеральный университет, Красноярск² Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет³ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, НовосибирскE-mail: arrivent@yandex.ru

Наножидкости представляют собой двухфазную систему, состоящую из несущей жидкости и наночастиц. Интерес к ним связан с двумя основными обстоятельствами. Наночастицы в силу своих малых размеров имеют ряд необычных свойств, которые отсутствуют у макроскопических дисперсных частиц. Необычные свойства наночастиц делают нестандартными и свойства наножидкостей, в которых они являются составной частью. Наибольшие ожидания долгое время были связаны с различными теплофизическими применениями наножидкостей. Уже первые эксперименты по измерению их теплопроводности (Masuda et al., 1993; Eastman et al., 1998; Wang, Xu, Choi, 1999) показали прекрасные результаты: добавление даже малых, порядка долей процента, концентраций твердых наночастиц металлов повышало теплопроводность базовой жидкости на проценты или даже на десятки процентов. Это инициировало многочисленные измерения теплопроводности наножидкостей, данные которых оказались к удивлению весьма противоречивыми. Выяснилось, что теплопроводность наножидкостей, также как и их вязкость не описывается классическими теориями (см. обзоры [3–5]). В частности, было установлено, что коэффициент теплопроводности наножидкостей зависит не только от концентрации частиц, но также от их размера. Однозначно ответить на вопрос, какова эта зависимость все еще не удалось.

Обзор экспериментальных данных других исследователей показывает, что систематические измерения теплопроводности наножидкостей и определение параметров, от которых она зависит, задача актуальная. Ее решение и является целью настоящей работы.

Всего было изучено более пятидесяти различных наножидкостей на основе воды, этиленгликоля и машинного масла с частицами SiO₂, Al₂O₃, TiO₂, ZrO₂, CuO и алмаза (наночастицы были приобретены у компании «Плазмотерм» г. Москва). Объемная концентрация частиц менялась от 0.25 до 8%. В качестве базовой жидкости в экспериментах были рассмотрены дистиллированная вода, этиленгликоль и машинное масло. Размер частиц варьировался от 5 до 151 нм. Методика измерения коэффициента теплопроводности основана на нестационарном методе нагреваемой проволоки. Детальное описание установки и ее тестирование приведено в работе [6].

Для приготовления наножидкости применялся стандартный двух шаговый процесс.

В работе представлены результаты систематических измерений коэффициента теплопроводности наножидкостей при комнатной температуре. Показа-

но, что коэффициенты теплопроводности всех рассмотренных наножидкостей зависят от концентрации, материала и размера наночастиц, а также от свойств базовой жидкости. Установлено, что с ростом концентрации и размера наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкостей растёт. При этом во всех случаях наблюдался монотонный рост теплопроводности с увеличением размера частиц. Тем не менее этот рост коэффициента теплопроводности частиц с увеличением размера частиц не может быть неограниченным. Характер зависимости коэффициента теплопроводности дисперсных жидкостей с частицами размером более ста нанометров требует дальнейшего систематического изучения.

Зависимость от материала наночастиц является чрезвычайно важным фактором с точки зрения создания наножидкостей с заданными свойствами. Эксперименты демонстрируют зависимость теплопроводности наножидкостей от материала частиц. Выполненные в данной работе измерения свидетельствуют о том, что эта теплопроводность тем выше, чем больше плотность материала наночастиц.

Базовая жидкость также существенно влияет на эффективную теплопроводность наножидкости. В данной работе подтверждено, что относительный коэффициент теплопроводности наножидкостей тем выше, чем ниже коэффициент теплопроводности базовой жидкости.

1. Masuda H. et al. Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersions of γ -Al₂O₃, SiO₂, and TiO₂ ultra-fine particles). Netsu Bussei (Japan). 1993. V. 4. P. 227–239.
2. Wang X., Xu X., and Choi S.U.S. Thermal conductivity of nanoparticle–fluid mixture. J. Thermophys. Heat Trans. 1999. V. 13, no. 4. P. 474–480.
3. Wang X-Q., Mujumdar A.S. Heat transfer characteristics of nanofluids: a review. Int. J. Thermal Sciences. – 2007. – V. 46. – P. 1–19.
4. Yu W., France D.M., Routbort J.L., Choi S. Review and comparison of nanofluid thermal conductivity and heat transfer enhancements. Heat Transfer Eng. 2008. V. 29, no. 5. P. 432–460.
5. Kleinstreuer K., Yu F. Experimental and theoretical studies of nanofluid thermal conductivity enhancement: a review. Nanoscale Research Lett. 2011. V. 6, No. 229. P. 1–13.
6. А. В. Минаков, В. Я. Рудяк, Д. В. Гузей, М. И. Пряжников, А. С. Лобасов. Измерение коэффициента теплопроводности наножидкостей методом нагреваемой нити. // Инженерно-физический журнал. - 2015. - Т. 88, № 1. С. 148–160.

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-19-00312).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ НАНОЖИДКОСТЕЙ В КАНАЛАХ С ИСКУССТВЕННОЙ ШЕРОХОВАТОСТЬЮ

Гузей Д.В.¹, Минаков А.В.^{1,2}, Пряжников М.И.^{1,2}, Мешков К.Н.¹, Жигарев В.А.¹

¹ Сибирский федеральный университет, Красноярск

² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: gudimas@yandex.ru

Интенсификация теплообмена и связанные с ней задачи экспериментального и теоретического исследований приобретают в настоящее время значение самостоятельной, важной и быстро развивающейся области учения о теплообмене. Во всех машинах, оборудовании и технологиях возникает потребность интенсивного отведения тепла, для чего используется различного рода теплообменное оборудование. Актуальность этой проблемы определяется стремлением добиться максимальной компактности при минимальной материалоемкости, повышению интенсивности работы теплообменных устройств в сочетании с желанием сократить затраты энергии. Одним из путей решения проблемы интенсификации процесса теплообмена является использование в теплообменных устройствах профилированных поверхностей теплообмена: кольцевые накатки, сферические выступы и др. Параллельно чрезвычайно быстро развиваются и исследования, связанные с использованием в теплообменных устройствах жидкостей с примесью наночастиц различного состава, получивших название «наножиждкости».

Термин «наножиждкость» был впервые предложен в работе [1] для обозначения двухфазной системы, состоящей из несущей жидкости и наночастиц высокотеплопроводного материала. Типичными несущими жидкостями являются вода, органические жидкости (этиленгликоль, масло), полимерные растворы. Материалом для наночастиц служат металлы, оксиды металлов, углеродные нанотрубки.

Целью настоящей работы являлось: Экспериментальное исследование вынужденной конвекции наножиждкостей в каналах с искусственной шероховатостями.

Экспериментальная установка представляет собой замкнутый контур, с циркулирующим теплоносителем. С помощью насоса рабочая жидкость прокачивается через измерительный обогреваемый участок после прохождения, которого, поступает в теплообменник, в котором отдает тепло термостату. В экспериментах исследовались следующие рабочие участки: канал круглого сечения, канал круглого сечения со сферическими выступами и канал круглого сечения с кольцевыми накатками. Внутренний диаметр каналов 9 мм. Нагрев рабочего участка осуществляется путем подачи электрического тока непосредственно на стенку канала.

Такой способ нагрева позволяет получить нагрев с постоянной плотностью теплового потока на стенке. Кроме того, такой способ обогрева является универсальным и легко применим к трубкам любого поперечного сечения. Трубка теплоизолирована, много-

слойной изоляцией. Мощность нагрева регулируется при помощи трансформатора. Для измерения локальной температуры трубки на ее стенках на равном расстоянии друг от друга закреплено 6 хромель-копелевых термопар. Помимо этого, при помощи термопар измерялась температура на входе и выходе из обогреваемого участка. При этом термопара, предназначенная для измерения температуры среды на выходе из контура, располагалась на значительном удалении от конца обогреваемого участка для обеспечения однородности температуры среды в месте измерения. Участок от контура от обогревателя до места измерения температуры среды был также теплоизолирован. Измерения перепада давления проводились при помощи дифференциального манометра ОВЕН ПД200.

Эксперименты проведены для наножиждкости на основе дистиллированной воды и наночастиц ZrO_2 объемной концентрацией 4%, диаметром 44 нм.

В экспериментах показано, что использование наножиждкости в каналах с кольцевой накаткой позволяет на 35% интенсифицировать средний коэффициент теплоотдачи при фиксированном значении числа Рейнольдса по сравнению с чистой водой (см. Рис. 1).

На гладкой трубке наножиждкость интенсифицирует теплообмен на 25% относительно чистой воды.

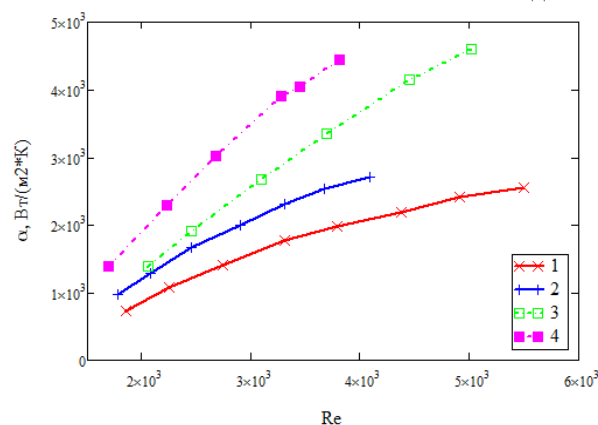


Рис. 1. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса: 1 – Гладкая трубка Вода; 2 – Гладкая трубка наножиждкость; 3 – Кольцевые накатки Вода; 4 – Кольцевые накатки наножиждкость.

1. Choi S.U.S. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. // Developments and applications of non-newtonian flows, ASME FED. – 1995. – Vol. 66. – P. 3408 – 3416.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-38-00569)

ПЕРЕМЕННЫЕ И ПУСКОВЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ВОЗДУШНО-КОНДЕНСАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ

Мильман О.О.¹, Птахин А.В.^{1,2}, Кондратьев А.В.^{1,2}, Крылов В.С.^{1,2}

¹ ЗАО «НПВП «Турбокон», Калуга

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал

E-mail: turbocon@kaluga.ru

Воздушно-конденсационные установки (ВКУ) находят все более широкое применение в энергетике ввиду роста дефицита охлаждающей воды и ужесточения экологических требований. В связи с этим анализ их работы, в частности переменных режимов, является актуальной научно-технической задачей.

Особенности ВКУ по сравнению с поверхностными водоохлаждаемыми конденсаторами (КП) обуславливаются следующими факторами:

общая оребренная поверхность теплообмена ВКУ на три порядка больше, чем у КП;

объем вакуумной системы ВКУ в 6—10 раз больше, чем у КП;

коэффициент теплопередачи ВКУ на два порядка меньше, а приведенный к поверхности конденсации – в 5—10 раз меньше, чем у КП.

В связи с этим можно ожидать, что режимы работы ВКУ будут в большой степени определяться процессом теплоотвода со стороны охлаждающего воздуха, а не со стороны конденсирующегося пара, как это имеет место в поверхностных конденсаторах.

Для получения количественных характеристик работы натурной секции ВКУ, расположенной на площадке Всероссийского теплотехнического института, проведены ее тепловые испытания на номинальном и переменных режимах.

Натурная секция предназначена для проведения исследований, а затем для тиражирования ее в составе ВКУ.

На данном стенде проведены три цикла испытаний:

при переменных расходах воздуха $G_{вз}$ и начальной тепловой нагрузке $Q = \text{const}$;

при переменных тепловых нагрузках Q и постоянном расходе воздуха $G_{вз}$;

при подаче дополнительного воздуха G_d в пар и $G_{вз} = \text{const}$, $Q = \text{const}$.

Кроме того, были определены “нулевые точки”, т.е. достижимое давление в ВКУ при отсутствии тепловой нагрузки при нескольких значениях температуры охлаждающей воды на входе в водоструйные эжекторы и вакуумный водокольцевой насос.

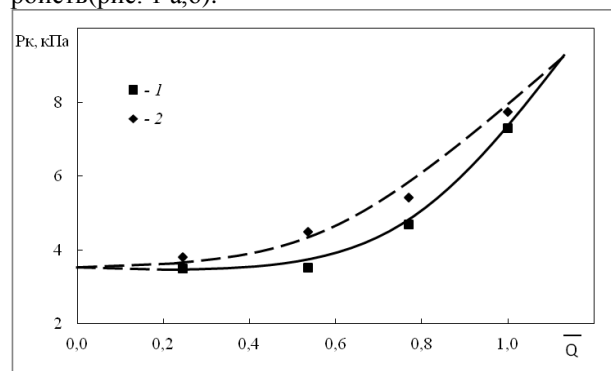
Выводы

Испытания опытной натурной секции ВКУ [1] на переменных режимах подтвердили высокую эффективность ее работы: в расчетном режиме коэффициент теплопередачи составил 39—40 Вт/(м²·К), что значительно выше, чем у мировых аналогов.

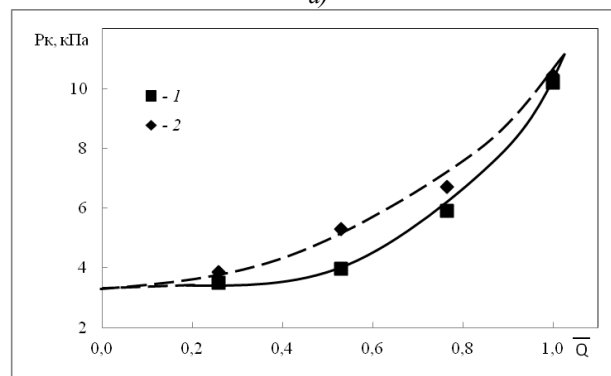
При снижении тепловой нагрузки в интервале 0.6—1.0 номинальной коэффициент теплопередачи изменяется в пределах 5—7%, что подтверждает рациональное распределение поверхности теплообмена между ходами конденсатора по пару.

Для компенсации негативного влияния присосов воздуха, а также увеличения скорости набора вакуума производительность воздухоудаляющих устройств ВКУ должна в 2—3 раза превысить эти показатели для водоохлаждаемого конденсатора.

Расчет переменных режимов ВКУ по методике [2] дает удовлетворительные результаты по учету влияния переменной тепловой нагрузки, присосов воздуха и характеристик воздухоудаляющих устройств (рис. 1 а, б).



а)



б)

Рис.1 – Сопоставление экспериментальных и расчётных данных переменных режимов
а) $G_{в}=550-575$ тыс.м³/час; б) $G_{в}=465$ тыс.м³/час; ◆ – расчёт, ■ – эксперимент.

1. Результаты экспериментальных исследований характеристик воздушных конденсаторов паротурбинных установок / В.А. Федоров, О.О. Мильман, Н.В. Колесников, П.А. Ананьев, С.Н. Дунаев, А.М. Михальков, А.В. Мосин, А.В. Кондратьев // Теплоэнергетика. 2013. № 2. С. 35—41. DOI: 10.1134/S00403636/300021.

2. Шкловер Г.Г., Мильман О.О. Исследования и расчет конденсационных установок паровых турбин. М.: Энергоатомиздат, 1985.

Работа поддержана Минобрнауки России (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI57914X0031).

Резанова Е.В.^{1,2}¹ Алтайский государственный университет, Барнаул² Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: katerezanova@mail.ru

Задачи о течениях жидкостей в областях со свободными границами являются достаточно сложными для исследования. В случаях, когда движение сопровождается потоком газа, задача может осложняться возникновением дополнительных касательных напряжений на свободных поверхностях [1]. Деформация вязкого слоя жидкости термокапиллярными силами изучается в [2].

В данной работе исследуется нестационарное течение жидкости, заполняющей полосу с плоскими свободными поверхностями с учетом действия термокапиллярных сил и дополнительных касательных напряжений в условиях невесомости в трехмерном случае (см. рис. 1). Предполагается при этом, что касательные напряжения со стороны внешней газовой среды являются преобладающими в сравнении с нормальными напряжениями. На свободных границах, остающихся параллельными в любой момент времени, задано распределение температуры, как функция времени и продольной пространственной координаты, зависимость от которой предполагается квадратичной.

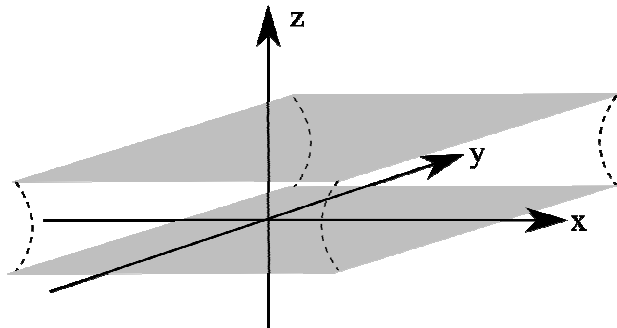


Рис. 1. Геометрия области течения

Математическое моделирование осуществляется на основе точных решений уравнений Навье-Стокса специального вида [1-5]. На свободных границах должны выполняться кинематическое и динамические условия. Для замыкания задачи также следует задавать начальное состояние слоя.

В ходе численного решения задачи определяются положения свободных поверхностей в каждый момент времени, компоненты вектора скорости, давление и распределение температуры в жидком слое. Функции, определяющие положение свободных границ и поле скоростей удовлетворяет интегродифференциальным уравнениям, для решения кото-

рого используются численные алгоритмы типа "предиктор-корректор" второго порядка точности (см. [5], также [1, 3]).

Представлена общая схема численного решения задачи для моделирования переноса тепла в прямоугольной области и параллелепипеде с движущимися границами. Численный алгоритм расчета распределения температуры основан на применении продольно-поперечной конечно-разностной схемы второго порядка аппроксимации, реализуемой методом прогонки. На искусственно введенных "вертикальных торцах" расчетной области требуется выполнение "мягких" граничных условий которые являются следствием уравнения переноса тепла и условий для температуры на бесконечности. Переход на новый временной слой также начинается с расчета новой пространственной сетки и применения интерполяционных формул Ньютона для получения значений нужных функций, насчитанных на предыдущем слое [4, 5].

В работе представлены примеры численных экспериментов по определению распределения температуры в жидком слое для различных типов "мягких" условий на "торцах" исследуемой области в двумерном и трехмерном случаях.

1. Goncharova O.N., Kabov O.A. Deformation of a viscous heat conducting free liquid layer by the thermocapillary forces and tangential stresses: Analytical and numerical modeling // *Microgravity sci. technol.* 2010. V. 22, No. 3. P. 407-414.
2. Pukhnachev V.V. On a problem of a viscous strip deformation with a free boundary // *C.R. Acad. Sci. Paris.* 1999. V. 328(1). P. 357-362.
3. Пухначева Т.П. Численное решение задачи о деформировании вязкого слоя термокапиллярными силами // *Сборник трудов "Симметрия и дифференциальные уравнения"*. Красноярск. 2000. С. 183-186.
4. Гончарова О.Н., Кондратенко О. Численное моделирование переноса тепла в свободном слое жидкости на основе точных решений уравнений Навье-Стокса // *Известия АлтГУ.* 2013. 77 (1/1). С. 24-30.
5. Воеводин А.Ф., Гончарова О.Н., Кондратенко О. Численное моделирование переноса тепла в свободном слое жидкости при наличии термокапиллярных сил и дополнительных касательных напряжений // *Известия АлтГУ.* 2013. 77 (1/2). С. 16-21.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (Соглашение № 14.613.21.0011, идентификатор проекта RFMEFI61314X0011).

ДИНАМИКА РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ТРИНИТРОТОЛУОЛА

Рубцов И.А.^{1,4}, Тен К.А.^{1,4}, Пруэл Э.Р.^{1,4}, Кашкаров А.О.^{1,4},
Толочко Б.П.^{2,4}, Жуланов В.В.^{3,4}, Шехтман Л.И.^{3,4}

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

² Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск

³ Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

⁴ Новосибирский государственный университет

E-mail: rubtsov314@mail.ru

В 2015 году была запущена новая экспериментальная станция для исследования быстропротекающих процессов с использованием СИ от ускорительного комплекса ВЭПП-4М. Данная станция SYRAFEEMA (Synchrotron Radiation Facility for Exploring Energetic Materials) имеет значительно большую интенсивность излучения, по сравнению с аналогичной станцией «Экстремальные состояния вещества» использующей СИ от ускорительного комплекса ВЭПП-3, что позволило регистрировать малоугловое рентгеновское рассеяние (МУРР) при детонации зарядов взрывчатых веществ (ВВ) большого диаметра (до 40 мм), и увеличить массу исследуемых зарядов в 10 раз (до 200 грамм) [1]. Регистрация МУРР при детонации ВВ позволяет извлекать информацию о флуктуации плотности, которая связана с процессом конденсации углерода.

Подобные эксперименты были проведены в Advanced Photon Source (Argonne National Laboratory, США). Результаты коллег показали, что при детонации гексанитростильбена образуются частицы углерода с радиусом герация 2.7 нм, который регистрируются через 400 нс и остается постоянным в течении нескольких микросекунд. Следует отметить, что исследовались небольшие заряды диаметром 6.34 мм [2]. Динамика конденсации углерода в крупных зарядах остается актуальной задачей.

Ранее в работе [1] на экспериментальной станции "Экстремальные состояния вещества" получена динамика роста углеродных частиц при детонации зарядов различных ВВ. Качественно для всех ВВ наблюдается одинаковая зависимость: начальный размер частиц составляет ≈ 2 нм, далее наблюдается рост и размер конденсированных частиц выходит на постоянную величину. Для прессованных зарядов тринитротолуола диаметром 20 мм и длиной 30 мм наблюдается рост в течении ≈ 1.5 мкс до ≈ 5 нм

В работе измерена динамика МУРР при детонации цилиндрических литых зарядов тротила диаметром 30 и 40 мм. Минимальный фиксируемый в эксперименте размер частиц составляет 3 нм. Частицы такого размера фиксируются сразу за фронтом детонации, затем средний размер частиц растет в течении 4–8 мкс и достигает 4–6 нм. Время роста наночастиц за фронтом химической реакции зависит от размера

исследуемого заряда (растет с ростом диаметра заряда) и асимптотический размер частиц больше, для зарядов большего диаметра.

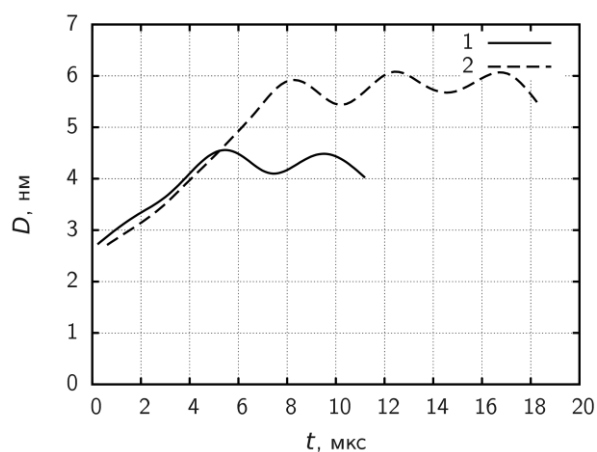


Рис. 1. Динамика размеров наночастиц конденсированного углерода при детонации тринитротолуола, 1-диаметром 30 мм, 2 – 40 мм

Проведенные эксперименты не позволяют говорить о фазовом состоянии наночастиц, однако дальнейшее повышение интенсивности СИ позволит измерять дифракцию на большие углы и как следствие определить фазовый состав конденсированного углерода в продуктах детонации.

1. K.A. Ten, V.M. Titov, E.R. Pruel, A.O. Kashkarov, B.P. Tolochko, Yu.A. Aminov, B.G. Loboiko, A.K. Muzyrya and E.B. Smirnov. Carbon condensation in detonation of high explosives // Proceedings Fifteenth International Detonation Symposium. San Francisco, California, USA. July 13-18, 2014. ONR-43-280-15. (2015). P. 369-374.
2. M. Bagge-Hansen, L. Lauderbach, R. Hodgkin, S. Bastea, L. Fried, A. Jones, T. van Buuren, D. Hansen, J. Benterou, C. May, T. Graber, B. J. Jensen, J. Ilavsky and T. M. Willey. Measurement of carbon condensates using small-angle x-ray scattering during detonation of the high explosive hexanitrostilbene // Journal of Applied Physics. V. 117. Issue 24. 245902 (2015).

Работа поддержана РФФИ (грант № 14-03-00770).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Рыженков В.О.^{1,2}, Иващенко В.А.^{1,2}, Винуэза Р.³, Мулладжанов Р.И.^{1,2}, Хангялич К.^{2,4}

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

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³ Linne FLOW Centre, KTH Mechanics, Stockholm, Sweden

⁴ Delft University of Technology, Delft, The Netherlands

E-mail: rustammul@gmail.com

Турбулентный режим течения является характерным для многих природных явлений и практических приложений. Динамика таких потоков включает в себя широкий спектр характерных масштабов, нелинейное взаимодействие которых существенно усложняет физику явлений. Наличие ограничивающих стенок приводит к появлению дополнительных характерных масштабов. Движение такой среды описывается системой уравнений Навье-Стокса. В данной работе мы рассматриваем поток жидкости при числах Рейнольдса $Re=2800$ и 6800 и числе Прандтля $Pr=1$, ограниченного двумя параллельными стенками при постоянной температуре $T=T_c$ и $T=T_h$ при помощи прямого численного моделирования (Direct numerical simulation, DNS) и моделирования методом крупных вихрей (Large eddy simulation, LES) методом спектральных элементов [1]. Жидкость считается несжимаемой, а поле температуры рассматривается как пассивный скаляр. Прямое численное моделирование обладает высокой вычислительной стоимостью ввиду того, что максимальный шаг расчетной сетки должен быть порядка нескольких масштабов Колмогорова, а шаг по времени должен быть сравним с характерным временем оборота наименьшего вихря. Количество степеней свободы турбулентного потока пропорционально Re^3 . Для инженерных расчетов более перспективным является подход LES, при котором решаются отфильтрованные по пространству уравнения Навье-Стокса. В итоге решаются уравнения, описывающие динамику вихрей с характерным масштабом, превышающим размер фильтра, а влияние меньших масштабов параметризуется дополнительным слагаемым – подсеточными напряжениями, которые моделируются.

На рисунке 1 представлены результаты DNS расчета при $Re=6800$, а именно изоповерхности критерия λ_2 для визуализации вихревых структур и мгновенное поле температуры. Была проведена также серия LES расчетов на различных сетках, замыкая подсеточных напряжения при помощи динамической модели Смагоринского. На рисунке 2 показан осредненный по времени профиль продольной скорости и температуры поперек канала. Получено, что даже на самой грубой сетке, соответствующей расчету LES3, которая содержит примерно в 30 раз меньше вычислительных узлов, чем DNS, такой параметр как скорость трения предсказывается с погрешностью не более 3%.

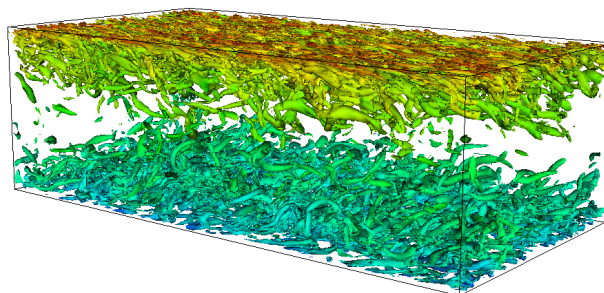


Рис. 1. Изоповерхности критерия $\lambda_2 = -0.8$ для визуализации вихревых структур и мгновенное поле температуры при $Re=6800$.

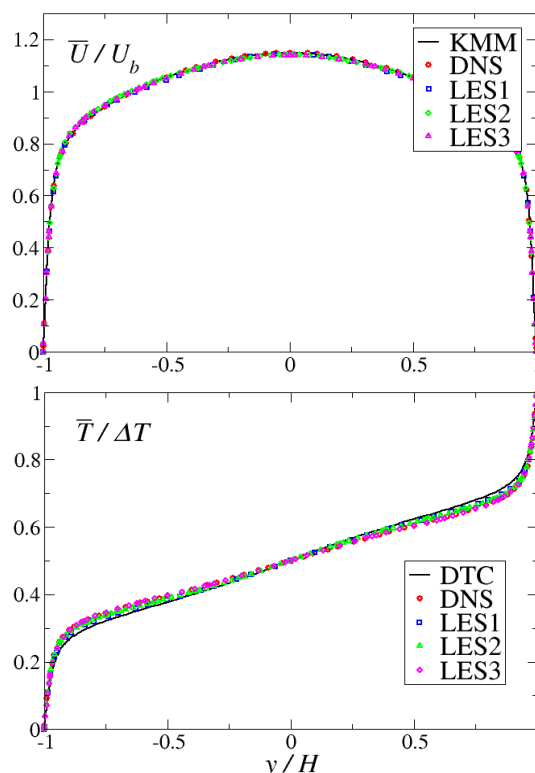


Рис. 2. Сравнение осредненных по времени профилей скорости и температуры поперек канала для DNS и LES на различных расчетных сетках (LES1, LES2, LES3) с данными из литературы [2, 3].

1. P. Fischer, J. Lottes, S. Kerkemeier. Nek5000 web page: <http://nek5000.mcs.anl.gov>, 2008.
2. J. Kim, P. Moin, R. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. Fluid Mech, 1986. 177 стр.
3. S. Dharmarathne, M. Tutkun, G. Araya, L. Castillo. Structures of scalar transport in a turbulent channel. Fluid Mech, 2016. 55 стр.

Работа поддержана грантом РФФ № 14-19-01685.

Сахапов С.З.¹, Новопапин С.А.¹, Сухинин Г.И.¹, Федосеев А.В.¹¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: sakhapov@gmail.com

В 2015 году было обнаружено новое явление [1]: в сферических стратах, являющихся потенциальными ямами для отрицательных частиц, образуются облака пылевых частиц, которые периодически взрываются, делятся на два облака и разлетаются в противоположных направлениях. Оказалось, что компактное облако, улетающее на стенки реактора, тормозится во много раз медленнее, чем можно было бы ожидать согласно оценке по эпштейновскому торможению наночастиц на нейтральном фоновом газе. В результате некоторого коллективного процесса внутри пылевого облака формируется эффективное электрическое поле, осуществляющее захват негативно заряженных частиц и положительных ионов, предотвращается распыление и уменьшается торможение облака. Это явление квазипериодической взрывной эволюции облаков наночастиц в сферических стратах может иметь достаточно общий характер для плазмы с неоднородным распределением электрических полей. Образование отрицательных наночастиц в реактивной плазме может оказывать влияние и на само формирование и развитие стратификации сферического разряда. Выбросы компактных облаков заряженных частиц на стенки плазменного реактора могут объяснить наблюдаемые в нестационарных сферических разрядах спарки. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований пылевой плазмы сферического газового разряда оптическими и зондовыми методами.



Рис. 1. Сферическая стратификация газового разряда в этиловом спирте при давлении 13 Па. Радиус внешней страты 15 см, ток разряда 30 мА.

Стратифицированный сферический газовый разряд (рисунок 1) возникает вокруг точечного анода, помещенного в заземленную вакуумную камеру, стенки которой являются катодом, при низких давлениях (10-50 Па) высокомолекулярных газов (ацетон, этанол, метан, ацетилен, и т.д.) и представляющих собой

набор концентрических светящихся областей. В плазме в высокомолекулярных газах в результате сложных плазмохимических процессов диссоциации, ионизации, рекомбинации возникают радикалы, ионы, малые кластеры, коагуляция которых и их перезарядка приводят к образованию отрицательно заряженных кластеров или пылевых частиц нано- или микрометровых размеров. Характерной особенностью сферического газового разряда является отсутствие поперечных и наличие только радиальных конвергентных потоков частиц и энергии, что позволяет концентрировать высокие плотности плазмы в центральной части разряда и дает возможность рассмотрения параметров разряда строго в одномерной постановке.

Эксперименты проводились в стальной заземленной цилиндрической вакуумной камере (1) с высотой 60 см и диаметром 50 см, представленной на рисунке 2. Разряд зажигался между графитовым анодом (2) с диаметром 6 мм и стальными стенками камеры с помощью источника постоянного тока (3).

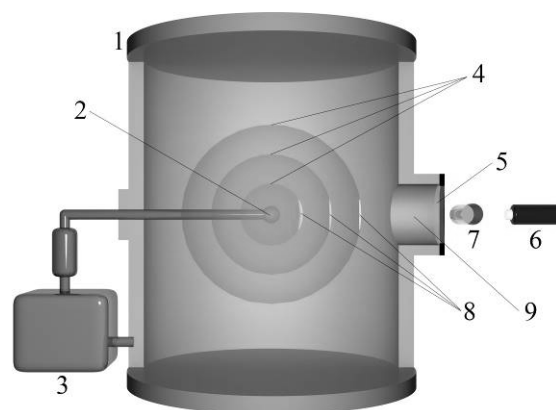


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 – вакуумная камера (катод), 2 – сферический электрод (анод), 3 – высоковольтный источник напряжения, 4 – сферические страты, 5 – кварцевое окно, 6 – лазер с длиной волны 532 нм, 7 – цилиндрическая линза, 8 – облака пылевых частиц, 9 – полый катод.

Давление регулировалось скоростью откачки и натеканием паров этанола в вакуумную камеру и составляло примерно 26 Па. В этих условиях вокруг центрального электрода образуются сферические страты (4). Визуализации фото и видео была проведена через стеклянные окна.

1. S.A.. Formation and dynamics of nano-particles in a stratified spherical glow discharge // EPL. 2015. V. 110. P. 15003.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-19-01379).

Сиковский Д.Ф.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный университетE-mail: dphs@itp.nsc.ru

Явление аккумуляции инерционных частиц в пристенных турбулентных потоках играет важную роль в различных физических процессах, сопровождающихся взаимодействием газодисперсных течений с ограничивающими турбулентный поток стенками. В работах A.Soldati, C.Marchioli и др. [1] было показано, что аккумуляция инерционных частиц в пристенной турбулентности возникает благодаря их взаимодействию с когерентными вихревыми структурами. Отсутствие законченной количественной теории когерентных структур в пристенной турбулентности и очевидная сложность описания их взаимодействия с инерционными частицами является причиной того, что основным инструментом математического моделирования явления аккумуляции на сегодняшний день является требующее значительных затрат вычислительных ресурсов прямое численное моделирование турбулентности несущей фазы и лагранжево траекторное моделирование динамики частиц.

В настоящей работе предложена асимптотическая теория нестационарной аккумуляции точечных инерционных частиц в вязком подслое турбулентного течения. Показано, что в области вязкого подслоя, где скорость несущей фазы по нормали к стенке пропорциональна квадрату расстояния до стенки, для функции плотности вероятности (ФПВ) скорости и местоположения частицы может быть записано точное разложение Крамерса-Мойяла [2], являющееся обобщением уравнения Фоккера-Планка на случай существенного отклонения статистики скорости несущей фазы от распределения Гаусса, имеющего место в пристенной турбулентности. Анализ разложения Крамерса-Мойяла показал, что его решение близко к равновесному и может быть получено с помощью асимптотического разложения Чепмена-Энскога, в котором роль малого параметра играет расстояние до стенки [2,3]. С помощью метода Чепмена-Энскога получено уравнение переноса концентрации частиц и получено простое аналитическое автомодельное решение этого уравнения, описывающее аккумуляцию частиц в вязком подслое: $\Phi \sim (4Dt)^{1/2} \eta^{-\alpha} \exp(-\eta^2)$, где $\eta = y\sqrt{4Dt}$ – автомодельная переменная, $\alpha(\tau) = 4\tau/(\tau + T_{lp})$, τ – время релаксации частиц в единицах стенки, $T_{lp}(\tau)$ – лагранжев масштаб времени скорости несущей среды вдоль траектории частиц. Согласно полученному решению концентрация имеет максимум на расстоянии от стенки, пропорциональном обратному квадратному корню от времени, а величина максимума растёт со временем по степенному

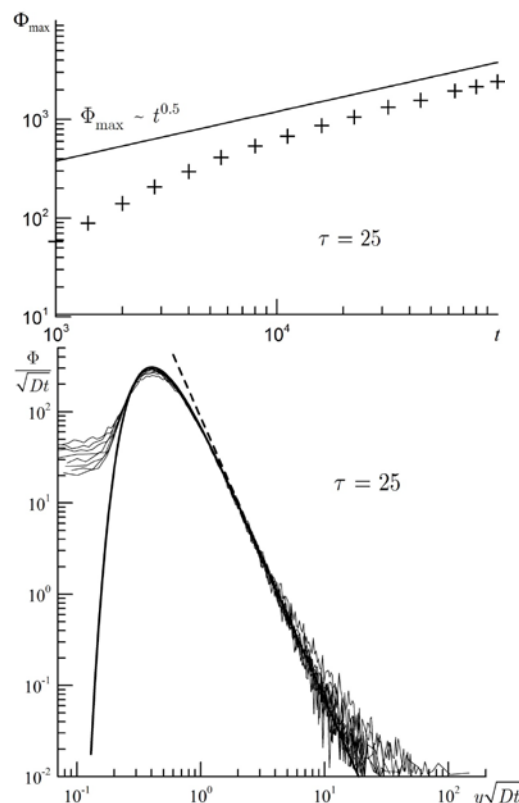


Рис. 1. Зависимость максимума концентрации частиц от времени (вверху) и профили концентрации частиц в автомодельных координатах (внизу) для частиц с $\tau = 25$.

закону, что соответствует коллапсу концентрации частиц на стенке при бесконечно больших временах. Показатель степени в законе роста максимальной концентрации зависит от числа Стокса при его значении меньшем некоторого критического значения, и равен 0.5 для числа Стокса, превышающего критическое значение. На расстояниях от стенки, заметно превышающих положение максимума, но меньших толщины вязкого подслоя наблюдается степенной профиль концентрации в соответствии с полученными ранее результатами анализа стационарной задачи [2]. Проведенное лагранжево моделирование инерционных частиц в плоском канале с помощью модели [3] подтверждает полученные закономерности нестационарной аккумуляции частиц в вязком подслое.

1. Soldati A., Marchioli C. Physics and modelling of turbulent particle deposition and entrainment: Review of a systematic study// Int. J. Multiphase Flow. 2009. V.35. P.827-839.
2. Sikovsky D.Ph. Singularity of inertial particle concentration in the viscous sublayer of wall-bounded turbulent flows// Flow Turb. Combust. 2014. V.92. P. 41-64.
3. Sikovsky D.Ph. Stochastic Lagrangian simulation of particle deposition in turbulent channel flows// Flow Turb. Combust. 2015. V.95. P. 561-582.

ПАНОРАМНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА ГАЗА НА ВЫХОДЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Слесарева Е.Ю.¹, Елистратов С.Л.^{1,2}, Овчинников В.В.¹

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

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

E-mail: styuardessa@yandex.ru

Эффективность работы многоканальных газовых реакторов со сложной внутренней геометрией проходных каналов можно оценить по выходным параметрам потока. Применительно к модельной сборке нагревателей был апробирован панорамный метод определения поля выходных температур воздуха.

Сборка из семи цилиндрических электронагревателей (диаметром 5,9 мм и длиной 0,5 м) монтировалась внутри кварцевой трубки, $D_n = 23$ мм. В такой сборке формируется шесть проходных миниканалов квазитреугольного поперечного сечения. Мелкоячеистая сетка устанавливалась вплотную к выходной поверхности газовых каналов перпендикулярно течению потока. (Её степень черноты определялась в калибровочных опытах). Термограмма температурного поля сетки в потоке фиксировалась с помощью тепловизора NEC TH7100 с применением штатного макрообъектива с фокусным расстоянием 60 мм. Полученные тепловизионные изображения сеток (термограммы) отражали как общую, так и локальную картину распределения температуры газа.

Апробация методики была проведена для случаев стационарного и нестационарного теплообмена. При этом каналный нагрев потока воздуха производился цилиндрическими нагревателями при различных вариантах и последовательностях их включения или отключения. Расчет температурного режима проводился численно, с учетом изменения условий теплообмена по длине канала [1]. Обработка термограмм позволила определить характер изменений температуры потока в каждом из проходных миниканалов сборки.

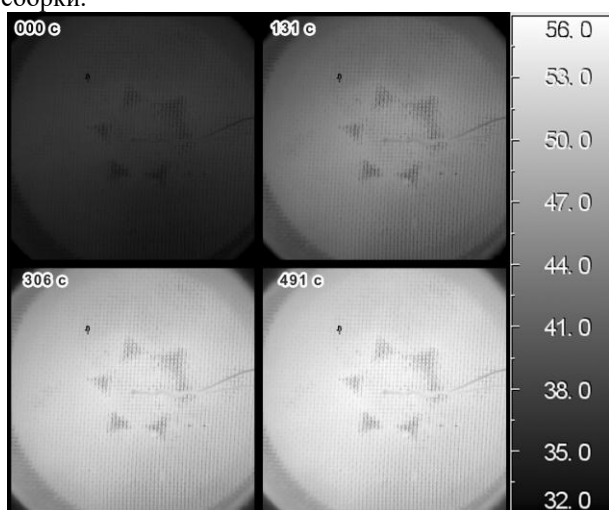


Рис. 1. Термограммы нестационарного прогрева воздуха в квазитреугольных каналах при уменьшении общего расхода воздуха

На рис. 1, для примера представлены термограммы сетки, при уменьшении расхода воздуха на 40 % (с 0,452 г/с до 0,259 г/с за 7 с) с параллельным распределением мощности 33,6 Вт на семь нагревателей сборки. Отсчет времени производился с момента снижения расхода. Обработка термограмм показала, что в этом режиме, из-за усиления прогрева в квазитреугольных миниканалах, происходит увеличение выходных температур потока с 51,6°С до 62,2°С по экспоненте с характерным временем 232 с.

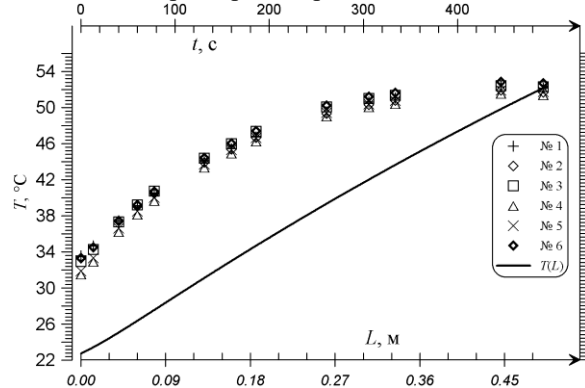


Рис. 2. Изменения со временем (верхняя ось) средней температуры воздуха на выходе квазитреугольных каналов $T_{\text{вых}}(t)$ после включения периферийных нагревателей. Расчетные значения температуры воздуха $T(L)$ по длине канала (нижняя ось).

На рис. 2 представлены данные для нестационарного нагрева воздуха при ступенчатом набросе тепловой нагрузки 28,8 Вт на шесть периферийных нагревателей при общем расходе воздуха 0,452 г/с после установления стационарного режима при тепловыделении 4,8 Вт на центральном нагревателе. Отсчет времени производился с момента включения всех периферийных нагревателей. На графике показаны данные для средней температуры воздуха $T_{\text{вых}}(t)$ в каждом из каналов (маркеры) и приведена расчетная кривая изменения температуры воздуха по длине канала $T(L)$ (линия). Видно, что при выходе на стационарный режим теплообмена температура воздуха на выходе из миниканалов соответствует расчетным температурам для установившегося течения.

Качественный и количественный характер изменения температур на термограммах соответствовал физическим представлениям о характере течения газов в протяженных каналах [2].

1. Михеев М.А. Основы теплопередачи. // М.: Энергия, 1977. 343 с.
2. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. // М.: Энергия, 1967. 411 с.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-38-00502).

РОСТ SiC-ГРАФЕН КОМПОЗИТА В ГРАФИТОВОЙ ДУГЕ

Смовж Д.В., Федосеев А.В., Новопашии С.А.

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, НовосибирскE-mail: smovzh@itp.nsc.ru

Углеродная дуга широко используется для синтеза различных УНМ. Таких, как фуллерены, углеродные нанотрубки, луковичные структуры и графен. В дуговом разряде постоянного тока происходит распыление анода до атомарного состояния. Охлаждение углеродного пара в буферном газе приводит к процессам конденсации и формированию углеродных структур, обладающих различной морфологией. Кинетика процессов конденсации определяется электрическими параметрами дуги, геометрией электродов, буферным газом и его давлением. Использование реагирующего газа, например, водорода, может существенно изменить кинетику конденсации и формирования углеродных структур. Использование композитных, металл-графитовых электродов позволяет синтезировать наночастицы металла на углеродной матрице. В зависимости от вида металла и его молярной доли в исходном электроде металлическая частица может оказать влияние на морфологию углеродного материала. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию влияния добавки кремния на морфологию углеродной сажи, формирующейся при дуговом распылении композитного Si-C электрода, в атмосфере гелия.

Плазменно-дуговой синтез проводился в атмосфере гелия 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 кремниевого и углеродного порошка, диапазон концентраций металла до 16,5% масс. Синтезированный материал собирался с охлаждаемых стенок реактора. Анализ материалов проводился методами РФА, ТЕМ, КР, ТГА.

Анализ материала показал, что при увеличении содержания кремния в исходном электроде морфология сажи изменяется от сферических частиц состоящих из аморфного углерода к плоским графитовым образованиям, из графеновых плоскостей с количеством слоев от 1 до 7 с межплоскостным расстоянием соответствующем графиту и сферических наночастиц (3-10 нм), обладающих кристаллической решеткой, структура соответствует SiC (6H). Нанокристаллы окружены несколькими углеродными слоями.

Вопрос формирования сажевых частиц до сих пор остается дискуссионным. Исходя из теоретических исследований кинетики конденсации углеродного пара, при температурах ниже 6000 К начинается конденсация углеродных кластеров в цепи, которые с понижением температуры (5000-3500К) удлиняются начинают ветвиться и формировать замкнутые структуры. Температура формирования полых сферических структур (фуллеренов) лежит в диапазоне 2000-3000К [1][2]. При температурах ниже 2000К атомы углерода имеют тенденцию конденсироваться в плоские структуры [2]. Авторы [3] предлагают модель, в которой зародышем для сажевой частицы яв-

ляются фуллерены с наличием дефектов в структуре. Таким образом, параметры сажевых частиц определяются процессами теплопереноса в области температур ниже 3000К. При отсутствии сферического зародыша в дуговом разряде могут формироваться графеновые структуры.

Согласно, фазовой диаграммы [4] кремний-углерод при температурах ниже 2500 С и избытке углерода весь кремний находится в виде карбида. Согласно данным [5] при наших условиях (давление 24 тор) SiC достигает насыщения при температуре 2700-2900 К. Таким образом стадия конденсации карбидных кластеров близка к стадии формирования фуллеренов. В отличие от углерода при конденсации карбид кремния формирует гексагональную решетку (6H-SiC). Что при высоких концентрациях Si приводит к нарушению сферической симметрии растущих сажевых зародышей. Далее кристаллы карбида кремния способны выступать в роли шаблона для роста графеновых плоскостей, которые могут формироваться вдоль C-границ кристалла.

В работе предложен новый метод синтеза композитного материала наночастицы SiC-графен, методом электродугового распыления металл-кремниевого электрода. Формирование графеновых структур при конденсации объяснено блокированием фуллеренового пути формирования сажи и ростом на начальной стадии конденсации нанокристаллов SiC, которые в дальнейшем могут выступать центрами роста графитоподобных структур.

1. J. R. Chelikowsky. Formation of C60 clusters via Langevin molecular dynamics // *Phys. Rev.* 1992, V. 45, P. 12062.
2. Yasutaka Yamaguchi, Shigeo Maruyama. A molecular dynamics simulation of the fullerene formation process // *Chemical Physics Letters.* 1998. V.286. P. 336-342.
3. V. I. Berezkin. Nucleation and Growth of Closed Many-Layer Carbon Particles // *Phys. Stat. Sol.* 2001. V. 226, N. 2, P.271-284.
4. R.T. Dolloff. Research study to determine the phase equilibrium relations of selected metal carbides at high temperatures. // *Materials central Contract № AF 33(616)-6286 1960. Project №7350. P. 60-143.*
5. J. Drowart, G. De Maria and M. G. Ingram. Thermodynamic Study of SiC Utilizing a Mass Spectrometer // *J. Chem. Phys.* 1958. V. 41[5]. P.1015.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-38-20454 мол а вед).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ШАРОВЫХ ЗАСЫПКАХ ПРИ РАДИАЛЬНОМ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

Сморчкова Ю.В., Варавва А.Н., Дедов А.В., Комов А.Т.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»

E-mail: nplasma@mail.ru

В последнее время все более актуальной становится проблема повышения энергоэффективности и безопасности ядерных энергетических установок. Одним из путей решения этой проблемы является использование тепловыделяющих сборок с микротвэлами (ТВС МТ), непосредственно охлаждаемых однофазным или двухфазным теплоносителем [1,2]. Конструкция ТВС МТ для реакторов ВВЭР была предложена в работе [1]. В такой сборке микротвэлы размещаются между перфорированными чехлами. Для минимизации потерь давления реализовано радиальное течение теплоносителя. Несмотря на то, что ТВС МТ по геометрическим параметрам полностью соответствует традиционным сборкам, их внедрению в широких масштабах в атомную энергетику вряд ли возможно.

Вместе с тем в настоящее время возрастает интерес к малой ядерной энергетике. В нашей стране этот интерес прежде всего связан с необходимостью освоения отдаленных регионов. Кроме этого, атомные станции малой мощности (АСММ) могут решать задачи, связанные с повышением энергетической безопасности ответственных объектов, таких как промышленные объекты с непрерывным производством, объекты городской инфраструктуры и т.д., обеспечивающие жизненно важные потребности города.

Однако для широкого распространения станций малой мощности чрезвычайно важно обеспечить надежную радиационную безопасность в случае возникновения аварий. В этой связи высокая температурная стойкость, высокая герметичность и хорошее удержание продуктов деления внутри микротвэла вплоть до температур порядка 1600 °С имеют особую значимость. В [3] и других работах описаны испытания микротвэлов по прочности и коррозионной стойкости.

Представляется весьма интересным и перспективным рассмотрение варианта использования микротвэлов для реакторов малой мощности.

Одна из трудностей, возникающая при внедрении микротвэлов в ядерные энергетические установки, состоит в недостаточной изученности теплогидравлических характеристик в засыпках из шаров с внутренним тепловыделением. Исследованию гидродинамики и теплообмена в шаровой засыпке посвящено достаточно большое количество работ, но эксперименты в этих работах проводились в узких интервалах рабочих параметров, что приводит к необходимости проведения дополнительных исследований в этой области. Кроме этого данные экспериментальных исследований теплообмена и гидродинамики в шаровых засыпках при радиальном течении теплоносителя в литературе отсутствуют.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования гидродинамики и теплообмена в модели ТВС МТ с радиальным течением теплоносителя в широком диапазоне режимных параметров.

Схема рабочего участка (РУ) представлена на рис. 1. Теплоноситель (дистиллированная вода) подается в раздаточный коллектор (1), затем проходит через внутренний перфорированный чехол (2), омывает шаровую засыпку (3) и через внешний перфорированный чехол (4) выходит в сборный коллектор (5). Шаровая засыпка, моделирующая микротвэлы состоит из стальных шариков диаметров 2,0 мм. Внутреннее тепловыделение моделируется с помощью нагрева шаровой засыпки токами высокой частоты.

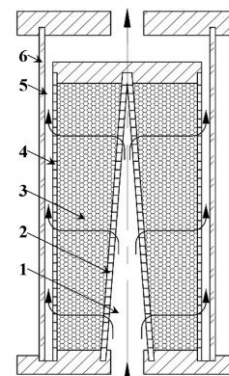


Рис.1. Схема рабочего участка

Экспериментальный стенд оснащен всеми необходимыми измерительными приборами для определения температуры, расхода теплоносителя и перепада давления на РУ. Стенд рассчитан на температуру в контуре от 20 °С до 180 °С, давление до 1,0 МПа, расход теплоносителя (0,01-0,50) кг/с.

Список литературы

1. Пономарев-Степной Н.Н., Кухаркин Н.Е., Хрулев А.А., Дегальцев Ю.Г. и др. Перспективы применения микротвэлов в ВВЭР // Атомная энергия, Т.86, №6, 1999. – С. 443-449.
2. Гольцев А.О. и др. Концепция безопасного корпусного водяного реактора с тепловыделяющими блоками на основе микротвэлов ВТГР // Атомная энергия, Т.75, №6, 1993.
3. Филиппов Г.А., Гришанин Е.И., Фальковский Л.Н. и др. Оценка стойкости защитных покрытий микротвэлов в парогазовой среде при взаимодействии с конструкционными материалами // Атомная энергия, Т.106, №3, 2009. – С. 153-158.

Работа поддержана РФФ (грант № 16-19-10457).

**РЕЛАКСАЦИЯ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ
В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СПАЯХ СТЕКЛА С МЕТАЛЛОМ****Любимова О.Н.¹, Солоненко Э.П.¹**¹ Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

E-mail: el-solonenko@yandex.ru

Развитие многих отраслей современного производства, в том числе строительной индустрии связано с разработкой новых материалов, обладающих определенными механическими свойствами, при экономической целесообразности. Предварительные теоретические и экспериментальные исследования свидетельствуют о перспективности разработки многослойных конструкционных материалов на основе стекла и металла (стали, алюминия и титана) – стеклометаллокомпозитов [1]. Материалы такого типа могут эффективно применяться в судостроении, химическом машиностроении и строительной индустрии.

На текущем этапе материал находится на стадии экспериментальной разработки: исследуются технологические параметры получения экспериментальных образцов на основе стекла и стали, стекла и алюминия и их физико-механические свойства [2,3].

Технология изготовления стеклометаллокомпозита подразумевает получения спая сжатия со специальными прочностными характеристиками. Механические свойства этого конструкционного материала в первую очередь обусловлены степенью упрочнения стекла и зависят, в том числе, от остаточных напряжений, которые формируются в стекле в процессе изготовления стеклометаллокомпозита.

Определение режимов охлаждения и отжига для управления технологическими напряжениями в спаях значительно сложнее, чем для стекол. Стекло при охлаждении даже в цилиндрических спаях сжа-

тия может находиться не только под действием сжимающих, но, для отдельных температур, и под действием растягивающих напряжений. Режим охлаждения и отжига должен быть выбран так, чтобы максимально снизить напряжения.

В данной работе предлагается метод расчета технологических напряжений в цилиндрическом спае на основе кинетической модели стеклования Тула-Нарайанасвами [4] и метода расчета режимов отжига для плоских спаев стекла с металлом предложенных в работах О.В. Мазурина [5]. Предлагается учитывать изменение термомеханического поведения металлической оболочки при расчете релаксации напряжений спае.

1. Пикун В.В. Эффективность стеклометаллокомпозита // Перспективные материалы. -2000. №6.-С. 63-65.
2. Lyubimova O.N., Gridasova E. A., Frank Walther, Gerrit Frieling, Martinklein, Ulrike Wolf. Characterisation of Mechanical and Corrosion Properties of Newly Developed Glass-Steel Composites// Materials and technology, 2016, vol. 50(1).- P.95-100.
3. Pikul V.V., Goncharuk V.K., Maslennikova I.G. A Cylindrical Shell Made of Glass-Metal Composite// Applied Mechanics and Materials.-2015.- Vol. 756.- P. 230-235.
4. Narayanaswamy O.S. Stress and Structural Relaxation in Tempering Glass// Journal of the American Ceramic Society.-1978.-Vol. 61, №3-4-P. 146-152.
5. Мазурин О.В. Отжиг спаев стекла с металлом. - Л.: Энергия, 1980. – 140 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗРЫВА ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ СЛОЯ ЖИДКОСТИ С ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЯ

Спесивцев С.Е.^{1,2}, Люлин Ю.В.^{1,3}, Марчук И.В.^{1,2}, Кабов О.А.^{1,3}

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

² Новосибирский государственный университет

³ Томский политехнический университет

E-mail: simafir94@gmail.com

Исследование теплоотвода от точечного источника тепла является одной из востребованных и сложнейших задач в теплофизике. Перспективным методом отвода высоких тепловых потоков в микроэлектронном оборудовании являются технологии, использующие испарение тонкого слоя жидкости. Динамика испарения и, соответственно, теплоотвод от источника теплоты существенным образом зависят от условий в тонком слое жидкости. В частности, разрыв слоя может приводить к кризису теплообмена [1, 2]. Целью данной работы является исследование динамики разрыва горизонтального испаряющегося слоя жидкости при нагреве от точечного источника тепла.

Проведены экспериментальные исследования разрыва тонких горизонтальных слоев жидкости (этанол) при локальном нагреве со стороны подложки. Диаметр нагревателя составлял 1.6 мм. Эксперименты проводились при атмосферном давлении, температуре и относительной влажности воздуха 28 ± 2 °C и $25 \pm 3\%$ соответственно. Высота слоя жидкости изменялась от 300 до 700 мкм. Диапазон температур нагревателя составлял 20–82 °C. Плотность теплового потока изменялась от 0 до 120 Вт/см². Изучено влияние толщины слоя жидкости и интенсивности нагрева на динамику разрыва. Изменение толщины слоя в центре подложки регистрируется с помощью конфокальной системы. На Рис. 1 представлена измеренная зависимость толщины слоя от времени для различной начальной глубины слоя. Обнаружено, что критическая толщина остаточного слоя, при которой происходит разрыв слоя жидкости, не зависит от начальной высоты слоя и составляет 35 ± 2 мкм. Также обнаружено наличие сверхтонкой пленки жидкости с движущейся контактной линией, которая образуется после разрыва остаточного слоя. Начальная толщина сверхтонкой пленки жидкости составляет 10 ± 1 мкм и со временем уменьшается до нулевого значения за счет испарения. Обнаружено наличие пульсаций толщины слоя в области точечного нагрева перед формированием остаточного слоя.

Задача о термокапиллярных деформациях и разрыве локально нагреваемого горизонтального слоя жидкости решается численно в осесимметричной постановке. Использована модель в приближении тонкого слоя [3], где учитываются капиллярное давление, вязкость и сила тяжести. Скорость испарения пропорциональна разности температур поверхности жидкости и окружающей среды. Модель предсказывает образование тонкого остаточного слоя жидкости и разрыв пленки при достаточно интенсивном нагреве.

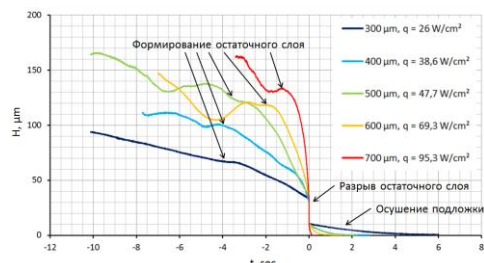


Рис. 1. Зависимость толщины слоя над областью нагрева от времени.

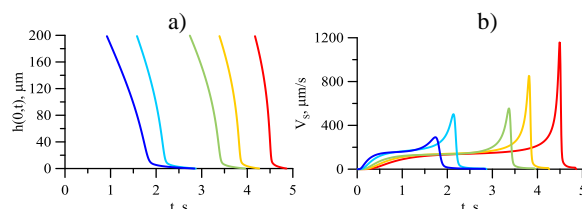


Рис. 2. Зависимость толщины слоя и скорости изменения толщины слоя от времени (см. параметры на Рис. 1).

На Рис. 2 представлены результаты численных расчетов по исследованию динамики толщины слоя жидкости в области нагрева. После резкого уменьшения толщины слоя следует режим медленного уменьшения толщины пленки вплоть до нуля, Рис. 2а. Основным механизмом оттока жидкости из зоны нагрева в первом случае является термокапиллярный эффект, а во втором случае – испарение. Из Рис. 2а видно, что точки на кривых, соответствующие максимальной кривизне, делят кривые на две квазилинейные части. Толщина слоя для этих точек имеет близкие значения, около 10 мкм. Можно сделать вывод о том, что при толщине менее 10 мкм основным механизмом осушения подложки в области нагрева является испарение, так как при малой толщине силы вязкости подавляют термокапиллярные силы. Зависимость скорости изменения толщины слоя над центром нагревателя представлена на Рис. 2б. Максимум на кривой соответствует началу уменьшения скорости. Толщина слоя для этих точек имеет довольно близкие значения порядка 40 мкм и согласуется с экспериментом.

1. Люлин Ю.В., Спесивцев С.Е., Марчук И.В., Кабов О.А. Исследование динамики разрыва горизонтального слоя жидкости с точечным нагревом со стороны подложки // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 21. С. 22-29.
2. Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А. Влияние смачиваемости подложки на разрыв локально нагреваемой пленки жидкости // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 11. С. 79–85.
3. Marchuk I.V. Thermocapillary deformation of a horizontal liquid layer under flash local surface heating // J. Eng. Thermophys. 2015. V.24, P. 381-385.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-19-01755)

ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТИ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ КАПЛИ

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

Интерес к исследованиям испарения капель жидкостей связан с разнообразными практическими приложениями, начиная от интенсификации теплообмена до создания наноструктур [1, 2]. Исследование процесса испарения капли жидкости является классической фундаментальной задачей, и ей посвящено большое число научных работ. В то же время, решение этой задачи далеко до завершения, поскольку многочисленные приложения требуют более полного учета термогазодинамических факторов, сопровождающих процесс испарения капель. Авторами данной работы использована эмиссионно-диффузионная модель испарения капель жидкости [3]. Модель основана на динамическом равновесии между потоком пара, полученного в рамках кинетического подхода Герца-Кнудсена, и диффузионным потоком Максвелла.

Для верификации предложенной расчетной модели был выполнен цикл экспериментальных исследований испарения капель воды разных размеров. В экспериментах рассматривалось испарение капель, подвешенных на нити из полипропилена. Полипропилен имеет низкий коэффициент теплопроводности, а нить была малой толщины (200 мкм). Таким образом, был минимизирован подвод тепла к капле. Эксперименты проводились при постоянной температуре и влажности воздуха ($t = 25,5 \text{ }^\circ\text{C}$, $\phi = 40\%$).

В процессе испарения капли с помощью метода инфракрасной термографии регистрировалось распределение температуры на поверхности испаряющейся капли, и определялась средняя температура поверхности капли. В результате были получены изменения средних температур поверхностей испаряющихся капель воды различного диаметра (рис. 1).

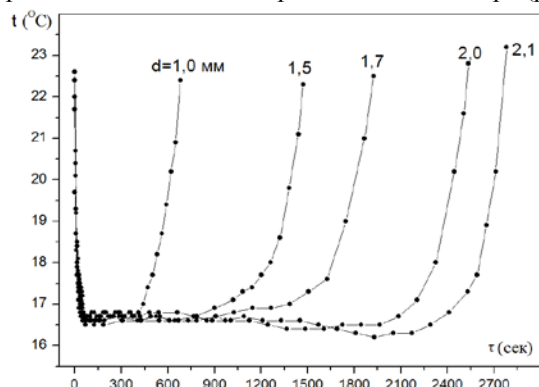


Рис. 1. Изменение средней температуры поверхности испаряющихся капель воды различного диаметра

Экспериментальные данные показали, что при уменьшении диаметра капли уменьшалось время испарения капель, но независимо от размера для всех рассмотренных капель воды наблюдался одинаковый характер изменения температуры в процессе испарения. Процесс испарения капли можно условно разде-

лить на три стадии: первая – резкое уменьшение температуры капли практически до температуры адиабатного испарения; вторая – сохранение относительно постоянной температуры; третья – резкое повышение температуры с последующим исчезновением капли.

С использованием предложенной физико-математической модели были выполнены расчеты изменения средних температур поверхностей испаряющихся капель различного диаметра. На рис. 2 показано сопоставление экспериментальных данных с результатами расчета для капли воды диаметром 1,7 мм.

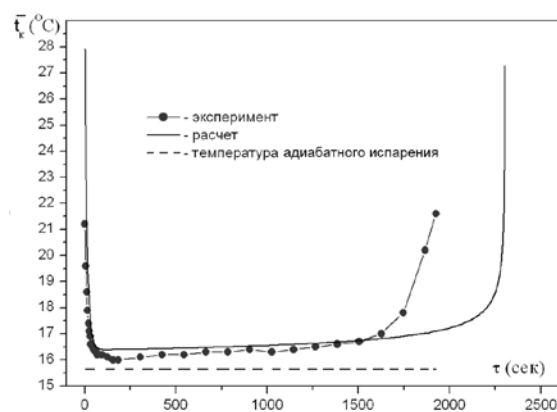


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных и результатов расчета для капли воды диаметром 1,7 мм

Результаты расчета демонстрируют хорошее качественное согласование с экспериментальными данными на первой и второй стадии испарения капли. При этом расчет показывает большее общее время испарения капли по сравнению с экспериментом, что вероятно связано с влиянием краевых эффектов и с несферичностью формы капли в конце испарения.

Оригинальность полученных результатов заключается в том, что расчеты испарения капель по предложенной модели и выполненные эксперименты в отличие от обычно используемой диффузионной модели показали резкое повышение температур капель на завершающей стадии испарения.

1. Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И. Влияние спутного газового потока в импульсном аэрозоле на процесс испарительного охлаждения // Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т.52, №4. – С. 605-609.
2. Лебедев-Степанов П.В. Введение в сборку ансамблей наночастиц: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. 184 с.
3. Низовцев М.И., Стерлягов А.Н., Бородулин В.Ю. Экспериментальное исследование и физическое моделирование испарения капель на пористой поверхности со вдувом // Материалы 32-го Сибирского теплофизического семинара. Новосибирск, 2015. С. 216 – 217.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-00687).

ЗАВИСИМОСТЬ СТРУКТУРЫ КОНВЕКТИВНОГО ЦИКЛОНИЧЕСКОГО ВИХРЯ ОТ УПРАВЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ

Сухановский А.Н.¹, Евграфова А.В.¹, Попова Е.Н.¹

¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

E-mail: san@icmm.ru

Конвективные течения от локальных источников тепла, в неподвижных и вращающихся слоях представляют большой интерес в связи с многочисленными приложениями в геофизической гидродинамике и различных технологических процессах. Теоретические и экспериментальные исследования таких течений были сфокусированы на проблеме тепломассообмена и на качественном описании структуры течений. Систематическое изучение зависимости конвективных режимов от аспектного отношения и числа Релея было проведено в [1]. Лабораторное моделирование тропических циклонов проводилось в [2], где было показано, что наличие локального источника тепла во вращающемся слое жидкости приводит к формированию интенсивного циклонического вихря. Ранее проведенные эксперименты носили в основном качественный характер в связи, с чем появилась необходимость проведения систематических исследований формирования циклонического вихря при помощи PIV измерений. Первый цикл таких измерений был проведен в [3], где основное внимание уделялось проблеме формирования дифференциального вращения и переносу углового момента. Целью представленной здесь работы является исследование формирования циклонического вихря над локализованным источником тепла во вращающемся слое и зависимость его характеристик от управляющих параметров. Важным аспектом представленной работы является проверка того, что конвективное течение в данной конфигурации характеризуется ненулевой спиральностью.

Экспериментальная установка (Рис.1.) представляла собой цилиндрическую кювету (4) радиусом 15 см, установленную на стенде (5), обеспечивающем равномерное вращение в широком диапазоне скоростей. Подогрев жидкости осуществлялся при помощи латунного теплообменника, радиусом 5.2 см, расположенным в центре кюветы, заподлицо с ее дном. В качестве рабочей жидкости были использованы силиконовые масла различной вязкости. Поверхность жидкости была свободной. Высота слоя жидкости в экспериментах не изменялась и составляла 3см. Температура измерялась при помощи медь-константановых термопар. Для измерения полей скорости использовалась PIV система «Полис» (1-3), разработанная и изготовленная в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (г. Новосибирск).

Локальный нагрев в центре дна приводит к образованию горизонтального и вертикального градиентов температуры. Горизонтальный градиент формирует тороидальную конвективную ячейку. Течение в нижней части слоя направлено к центру, где расположен источник тепла. Интенсивное подъемное течение формируется в центре кюветы, над областью нагрева. В верхней части слоя течение движется от

центра к периферии. Вблизи свободной поверхности жидкость охлаждается и опускается вблизи стенок кюветы. Сила Кориолиса действующая на радиальные течения приводит к образованию азимутальных движений. В центре формируется интенсивный циклонический вихрь, а на периферии относительно слабое антициклоническое течение (Рис.2.).

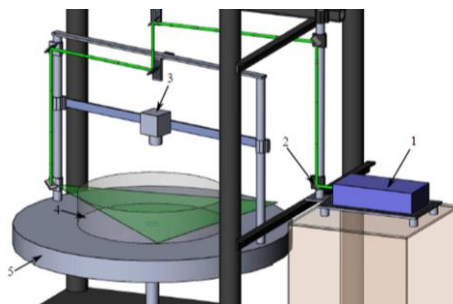


Рис. 1. Экспериментальная установка.

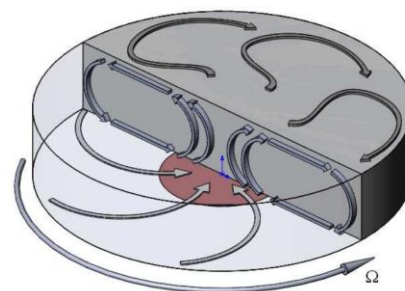


Рис. 2. Схема конвективных течений.

Измерения показали, что структура течений подобна типичной структуре тропического циклона построенной на основе натуральных наблюдений и численных расчетов, включая наличие мелкомасштабных валов в пограничном слое. Характеристики вихря были изучены для различных значений кинематической вязкости, скорости вращения и мощности нагрева. Было обнаружено, что малые вариации скорости вращения способны приводить к существенной перестройке структуры вихря [4].

Работа поддержана проектом РНФ-DST 16-41-02012.

1. Boubnov, B.M. and van Heijst, G.J.F., Experiments on convection from a horizontal plate with and without background rotation. *Exp. Fluids*, 16: 155–164, 1994.
2. Богатырев Г.П. Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // *Письма в ЖЭТФ*. 1990. Т.51. Вып.11. С.557-559.
3. Batalov V., Sukhanovsky A. and Frick P. Laboratory study of differential rotation in a convective rotating layer. *J. Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.*, 104: 4, pp. 349 — 368, 2010.
4. A. Sukhanovskii, A. Evgrafova and E. Popova. Laboratory study of a steady-state convective cyclonic vortex. *Q.J.R. Meteorol. Soc.* 2016 (accepted, doi:10.1002/qj.2823).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫБРОСА ЧАСТИЦ ИЗ УДАРНО-НАГРУЖЕННЫХ МЕТАЛЛОВ

Тен К.А.^{1,4}, Прууэл Э.Р.^{1,4}, Кашкаров А.О.^{1,4}, Рубцов И.А.^{1,4}, Шехтман Л.И.^{2,4}, Жуланов В.В.^{2,4},
Толочко Б.П.³, Рыкованов Г.Н.⁵, Музыря А.К.⁵, Смирнов Е.Б.⁵, Столбиков М.Ю.⁵,
Просвирнин К.М.⁵

¹Институт гидродинамики СО РАН,

²Институт ядерной физики СО РАН,

³Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН,

⁴Новосибирский государственный университет,

⁵РФ ЯЦ ВНИИТФ

E-mail: ten@hydro.nsc.ru

При выходе сильной ударной волны на границу металлической пластины на ее свободной поверхности развиваются микровозмущения, которые в последующем приводят к образованию потоков облака микрочастиц распределенных в пространстве по размерам и скоростям (ударно-волновое «пыление»). Для исследования этого явления используются оптические, пьезоэлектрические, контактные, рентгеновские и прочие методики. В [1,2] считается, что на процесс выброса частиц сильно зависит от параметров начальных возмущений, от фазового состояния материала и условий нагружения. Наличие в потоке очень малых частиц (от 1 мкм до 100 мкм) сильно усложняет проведение экспериментальных исследований. Частицы еще меньших размеров (менее 1 мкм) на данный момент экспериментально не регистрируются.

В работе процесс выброса микрочастиц исследовался методиками с использованием синхротронного излучения (СИ) от ускорителей ВЭПП-3 (энергия 2 ГэВ) и ВЭПП-4 (энергия 4 ГэВ) в ИЯФ СО РАН. В экспериментах прецизионно (с помощью детектора DIMEX [3]) измерялось проходящее излучение и мало-угловое рентгеновское рассеяние (МУРР) СИ.

Исследовались потоки микрочастиц со свободной поверхности разных материалов (меди, олова, тантала, молибдена). Начальные возмущения задавались в виде разных стыков, канавок. Получены распределения массы вдоль потока микрочастиц образующихся из щелей микронного размера. С гладкой поверхности олова методами МУРР впервые зарегистрированы потоки наночастиц.

1. Огородников В.А., Иванов А.Г., Михайлов А.Л., Крюков Н.И., Толочко А.П., Голубев В.А. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц. //Физика горения и взрыва, 1998, т.34, №3. Стр. 103-107.

2. Thibaut De Resseguier, Didier Loison, Emilien Lescoute, Loic Signor, Andre Dragon. DYNAMIC FRAGMENTATION OF LASER SHOCK-MELTED METALS: SOME EXPERIMENTAL ADVANCES. Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2010, v. 48, N 4, pp. 957-972

3. Shekhtman L.I., Aulchenko V.M., Bondar A.E., Kudryavtsev V.N., Nikolenko D.M., Papishev P.A., Prueel E.R., Rachek I.A., Ten K.A., Titov V.M., Tolochko B.P., Zhilich V.N., Zhulanov V.V. GEM-based detectors for SR imaging and particle tracking.// Journal of Instrumentation, 2012, V. 7, Issue 03, pp. 1-18.

УЛЬТРА ДИСПЕРСНАЯ СМЕСЬ НА ОСНОВЕ ТЭНА ДЛЯ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

Konstantin A. Ten¹, Edward R. Pruel¹, Aleksey O. Kashkarov¹, Ivan A. Rubzov¹, Ivan A. Spirin², Anatoly L. Mikhailov², Lev I. Shehtman³, Vladimir V. Zhulanov³, Andrey A. Deribas⁴

¹Lavrentiev Institute of Hydrodynamics, SB RAS.

²RF-NC VNIIEF.

³Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS.

⁴Institute of Solid State Chemistry and Mechanochemistry, SB RAS.

E-mail: ten@hydro.nsc.ru

Смесевой состав ультра мелкодисперсных тэн+сода обладают низкой скоростью детонации и малыми критическими диаметрами, что привлекает их использования в новых технологических процессах, например, для сварки взрывом.

На экспериментальной станции ускорителя ВЭПП-3, расположенного в ИЯФе СО РАН, были проведены эксперименты по исследованию детонирующих насыпных смесей тэн+сода (35/65) диаметром 10-20 мм. Данные смесевые взрывчатые вещества (ВВ) отличается очень малой начальной плотностью (~ 0,5 г/см³) и низкой скоростью детонации (~ 2 км/с). В сочетании с малым критическим диаметром (~ 2 мм) данный состав очень перспективен для использования при сварке взрывом [1]. Все образцы данных смесевых ВВ были изготовлены во ВНИИЭФ (Саров) [2]. Эксперименты проводились в двух постановках: продольное измерение рентгеновского поглощения и поперечное (детектор расположен вдоль и поперек направления детонации). Регистрация СИ проводилась детектором DIMEX, собственной разработки [3]. Методика измерений приведена в [4,5]. В первых экспериментах получены зависимости скорости детонации смеси от ее начальной плотности и распределения плотности на фронте при детонации этих составов.

Максимальные значения плотности в пике Неймана составили 1,15 г/см³ (тэн+сода) при скорости детонации 2,3 км/с. Ширина химпика составляет 2.5-3,0 мм. При поперечном измерении поглощения получены объемные распределения давления, плотности и поля скоростей разлета продуктов детонации.

- 1 L.A. Andreevskikh, Yu. P. Dedenkov, O.B. Drennov, A.L. Mikhailov, N.N. Titova, A.A. Deribas. Explosive Mixture for Explosive Welding of Thin Foils. //Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 2011, v. 36, pp. 48-50
- 2 Михайлов А.Л., Андреевских Л.А., Титова Н.Н., Дреннов О.Б. Способ изготовления смесевое взрывчатое вещество для сварки взрывом и смесевое взрывчатое вещество. Патент номер 2487108. ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2013.
- 3 Shekhtman L.I., Aulchenko V.M., Bondar A.E., Kudryavtsev V.N., Nikolenko D.M., Papushev P.A., Pruel E.R., Rachek I.A., Ten K.A., Titov V.M., Tolochko B.P., Zhilich V.N., Zhulanov V.V. GEM-based detectors for SR imaging and particle tracking. // Journal of Instrumentation, 2012, Volume 7, Issue 03, pp. 1-18.
- 4 E. R. Pruel, K. A. Ten, B. P. Tolochko, L. A. Merzhievskii, L. A. Luk'yanchikov, V. M. Aul'chenko, V. V. Zhulanov, L. I. Shekhtman, V. M. Titov. Implementation of the capability of synchrotron radiation in a study of detonation processes.// Doklady Akademii Nauk, Physics, January 2013, Volume 58, Issue 1, pp 24-28.
- 5 V. M. Titov, E. R. Pruel, K. A. Ten, L. A. Luk'yanchikov, L. A. Merzhievskii, B. P. Tolochko, V. V. Zhulanov, and L. I. Shekhtman Experience of Using Synchrotron Radiation for Studying Detonation Processes. //Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2011. Vol. 47, No. 6 pp. 3-15.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИОННОГО СЖИГАНИЯ ГАЗОВ В ЦИЛИДРИЧЕСКИХ ПУЗЫРЯХ

Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Медведев Р.Н.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15
teslenko@hydro.nsc.ru

Аннотация. Экспериментально исследованы режимы быстрого перехода горения в детонацию пропан-кислородной смеси в трубке ПВХ диаметром 6 мм на одиночных препятствиях в виде капель воды. Показано: детонационный режим возникает как перед препятствием, так и за препятствием.

Введение. Работа нацелена на поиск методов оптимизации сжигания газов в линейных и кольцевых пузырях в жидкости для разработки принципиально новых тепловых генераторов и водных движителей [1,2].

Постановка работы. Из ранее полученных экспериментальных результатов [1] известно, что переход горения в детонацию не наблюдался в гладких пузырях. Однако, при инъекции в воду газов из линейных щелей развивается неустойчивость типа Релея-Тейлора, с высотой гребня «волн» на границе до 3 мм. Эти особенности побудили авторов смоделировать экспериментально подобный процесс.

В качестве модели линейного пузыря были выбраны прозрачные поливинилхлоридные (ПВХ) трубки с внутренним диаметром $d = 6$ мм длиной $L = 160$ -200 мм. На внутренней поверхности трубки устанавливались «препятствия» в виде капли воды или шариков из стали или полистирола диаметром $d_0 = 2,5$ мм. Эксперименты проводились со стехиометрической пропан-кислородной смесью при исходном давлении смеси 1 атм.

Регистрация процессов горения в трубке осуществлялась с помощью цифровой видеокамеры MotionXtra HG-LE, со скоростью съемки 50000 кадр/с.

Результаты экспериментов. Из результатов скоростной съемки процессов зажигания, горения и распространения ударных и детонационных волн было выявлено:

а) В чистой трубке без препятствий на всей ее длине реализуется режим факельного горения. Детонация возникала только после отражения волны сжатия от противоположного торца трубки (сталь, латунь, вода), и распространялась навстречу факелам горения, со скоростью фронта детонации 2 км/с.

б) При установке препятствия в центральной части трубки было установлено: режим горения переходит в режим неидеальной детонации при натекании слабой волны сжатия на препятствие.

На Рис. 1 представлены результаты измерения скорости фронта горения и низкоскоростной детонации в трубке с каплей воды, расположенной на расстоянии $X = 87$ -95 мм от точки инициирования. Видно, что горение в зоне расположения капли переходит в низкоскоростной режим детонации со скоростью до 1,8 км/с.

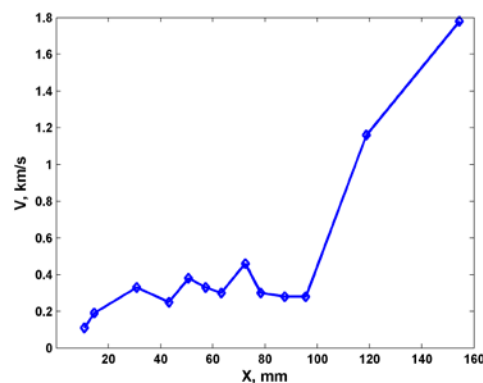


Рис. 1.

Краткий анализ результатов.

Отметим важный факт: после контакта волны сжатия с препятствием низкоскоростной детонационный режим развивается как перед препятствием, так и за ним. Задачи создания условий быстрого перехода горения в детонацию являются актуальными. Численные расчеты тепловых полей при сверхзвуковом обтекании уступов [3] показывают, что за счет локального повышения температуры в вихревых зонах, перед препятствием и за препятствием, могут обеспечиваться условия инициирования детонационных процессов. Эти процессы и были экспериментально обнаружены в данной работе.

Выводы.

Экспериментально показано, что в линейных и кольцевых пузырях, с пропан-кислородной смесью, за счет неустойчивых границ пузыря могут реализоваться условия ускоренного перехода горения в детонацию.

Литература:

1. В.С. Тесленко, А.П. Дрожжин, Р.Н. Медведев, И.С. Батраев. Сжигание газов в воде в линейных и кольцевых пузырях // *Теплофизика и аэромеханика*, 2014, т. 21, № 4, с. 497-507.
2. R.N. Medvedev, A.P. Drozhzhin, V.S. Teslenko. Thrust generation by pulse combustion of gas in a submerged chamber // *International Journal of Multiphase Flow*, 83 (2016), 232–238.
3. А.В. Федоров, Н.Н. Федорова, Т.А. Хмель, И.А. Бедарев, И.А. Федорченко, Ю.А. Кратова, Ю.В. Захарова. *Математическое моделирование, высокоскоростных течений гомогенных/гетерогенных систем*, Новосибирск, 2010, 170 с.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ПУЗЫРЬКОВОГО ТЕЧЕНИЯ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ PIV/PFBI/PTV

Лобанов П.Д.¹, Тимошевский М.В.^{1,2}

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (ИТ СО РАН), Новосибирск

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), Новосибирск

E-mail: lobanov@itp.nsc.ru

Двухфазные пузырьковые потоки применяются в различных гидротехнических и гидроэнергетических технологических устройствах. В большинстве работ, посвященных исследованию теплообмена и гидродинамики двухфазных потоков, исследования проводятся в вертикальных трубах. Основные результаты измерений представляют собой описание карт режимов течений, данные о межфазном взаимодействии (скорость скольжения фаз, распределение газовой фазы по сечению канала), распределениях коэффициентов тепло- и массообмена, анализ механизмов, приводящих к перераспределению газовой и жидкой фаз в поперечном сечении труб. Вместе с тем, известно, что при фиксированных расходных параметрах жидкой и газовой фаз существенное влияние на гидродинамику течения оказывает дисперсный состав газовых включений. Для более сложных конфигураций течений, таких как кольцевые каналы, вертикальных сборки стержней, трубы с частично затененным сечением, экспериментальных данных в литературе представлено мало. Основной акцент в них делается на измерении характеристик газовой фазы (локальное газосодержание, скорость пузырей, удельная поверхность раздела фаз). В связи с вышесказанным, исследование гидродинамики двухфазных пузырьковых течений сложной геометрии, в частности в кольцевом канале, является крайне актуальной задачей.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование локальных характеристик восходящего пузырькового течения в кольцевом канале и изучение механизмов взаимодействия непрерывной и дисперсной фаз. Для визуализации пузырей в кольцевом восходящем потоке был впервые применен метод PFBI (Planar Fluorescence for Bubbles Imaging, см. [1, 2]). Измерения методом PFBI проводились одновременно со стандартным методом PIV (Particle Image Velocimetry) с помощью одной камеры с высоким временным разрешением. Далее на изображениях, полученных описанным выше образом, происходила идентификация пузырей с помощью корреляционного подхода [1]. По полученным данным рассчитывалось локальное газосодержание и распределение пузырей по размерам. Для определения скорости пузырей применялся подход PTV (Particle Tracking Velocimetry). Метод PIV использовался для вычисления полей скорости жидкости. Обработка PIV данных происходила следующим образом. Расчет полей скорости производился итерационным кросскорреляционным алгоритмом с непрерывным смещением и деформацией расчетных областей и 75% перекрытием между ними. На этапе вычисления коэффициента корреляции учитывалась локальная концентрация трассеров. Валидация рассчитанных векторов скорости

происходила в четыре этапа поочередно: валидация по соотношению сигнал/шум, адаптивная медианная фильтрация, валидация по абсолютному значению вектора скорости и отдельно его компонент и кластерной валидации [3].

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой замкнутый гидродинамический контур, рабочим участком которого является система из двух вертикальных соосных труб, выполненных из прозрачного органического стекла. Восходящее течение газожидкостной смеси происходило в кольцевом зазоре, образованном этими трубами. Внутренний диаметр и длина внешней трубы составляют 42 мм и 3,2 м, внешний диаметр и длина внутренней трубы – 20 мм и 2,9 м соответственно. Длина участка стабилизации потока от входа в рабочий канал до измерительной области составляла 60 калибров. Пузыри газа поступали в поток через 48 капилляров диаметром 0,15 мм. Измерения проводились при числе Рейнольдса равном 12500, объемное газосодержание варьировалось в диапазоне от 0 до 3%. Средний размер газовых пузырей составлял около 0,8 мм.

В результате проведенных измерений были получены данные о влиянии дисперсной газовой фазы на гидродинамическую структуру кольцевого течения. Было замечено, что добавление газовой фазы приводит к более интенсивной турбулизации потока в центральной области канала, где флуктуации скорости значительно возрастают. Вместе с тем, при увеличении объемного газосодержания происходит изменение профиля средней скорости непрерывной фазы. В центральной области потока он становится более пологим, при этом максимальное значение скорости жидкости уменьшается примерно на 8-10% для наибольшего расхода газа по сравнению со случаем однофазного течения.

Список литературы

1. Akhmetbekov Ye.K., Alekseenko S.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. Planar fluorescence for round bubble imaging and its application for the study of an axisymmetric two-phase jet // *Experiments in Fluids*. 2010. V. 48, No. 4. P. 615–629.
2. Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. The optical principles of PFBI approach // *AIP Conference Proceedings*. 2012. V. 1428. P. 217–224.
3. Кравцова А.Ю., Маркович Д.М., Первунин К.С., Тимошевский М.В., Ханьялич К. Кавитация на пластине с закругленной носовой частью и гидрокрыле НАСА0015: визуализация и измерение скорости // *Известия российской академии наук: Энергетика*. 2014. № 4. С. 96–106.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-38-21040-мол_a_вед).

КРИТИЧЕСКИЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК В ЛОКАЛЬНО НАГРЕВАЕМОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ГАЗА В МИНИ-КАНАЛЕ

Ткаченко Е.М.^{1,2}, Зайцев Д.В.¹, Орлик Е.В.¹, Кабов О.А.^{1,3}

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

²Новосибирский государственный университет

³Томский политехнический университет

E-mail: egor.tkachenko@mail.ru

Развитие современного микроэлектронного оборудования требует наличия эффективных систем охлаждения, т.к. необходима реализация отвода высоких тепловых потоков, вплоть до 1 кВт/см^2 с локальных участков процессора [1]. Тонкие и ультратонкие (менее 10 мкм) пленки жидкости, движущиеся под действием вынужденного потока газа в канале, являются перспективными для использования в системах терморегулирования современных полупроводниковых приборов [2]. В данной работе представлены экспериментальные данные по влиянию различных условий, таких как расходы жидкости и газа и высота канала, на критический тепловой поток (КТП) в локально нагреваемой пленке жидкости. А также представлены данные по тепловым потерям в атмосферу и растечкам тепла от нагревателя в подложку.

На рисунке 1 показана конструкция рабочего участка. Его основная часть представляет собой пластину из нержавеющей стали, в которую впрессован медный стержень. Поверхность стержня имеет форму квадратной головки $1 \times 1 \text{ см}$ и имитирует поверхность компьютерного чипа. Стержень нагревается с помощью спирали, намотанной вокруг его нижней части. Такая конструкция нагревателя обеспечивает условие постоянства температуры на поверхности стержня, $T = \text{const}$ (что подтверждается измерениями термопар). Рабочий участок накрыт прозрачной крышкой из оптического стекла, таким образом, формируя плоский канал. Высота канала составляет $0,25 - 2 \text{ мм}$, ширина составляет 40 мм .

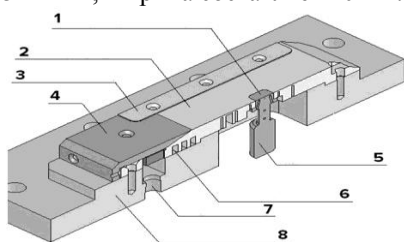


Рис. 1. Устройство рабочего участка: 1 — источник локального нагрева; 2 — пластина из нержавеющей стали; 3 — регулятор ширины; 4 — нож; 5 — медный стержень; 6 — термостабилизатор; 7 — жидкостное сопло, 8 — текстолитовая подложка.

Газ (воздух с температурой $24-27^\circ\text{C}$ и относительной влажностью $15-30\%$) подается в рабочий участок с помощью компрессора. Жидкость (дистиллированная вода с начальной температурой 24°C) подается из термостата, попадает в канал через жидкостное сопло и движется под действием трения со стороны газа по пластине из нержавеющей стали в виде пленки. Газ после прохождения рабочего участка выходит в атмосферу, жидкость возвращается в термостат. Тер-

момпары, встроенные в пластину из нержавеющей стали и в медный стержень, позволяют определить температуру рабочей поверхности. Тепловой поток определяется по электрической мощности, выделяемой на нагревательной спирали. Теплопроводность меди (400 Вт/мК) более чем на порядок выше теплопроводности нержавеющей стали (15 Вт/мК), это обеспечивает умеренные растечки тепла от нагревателя в стальную пластину. По оценке, использующей измерения термопар, встроенных в стальную пластину, растечки составляют около 15% при $q > 200 \text{ Вт/см}^2$. Для уменьшения тепловых потерь в атмосферу, нагреватель был обернут слоем теплоизолирующего материала. По оценке, использующей измерения термопар, встроенных в нагреватель, тепловые потери в атмосферу не превосходят 15% при $q > 200 \text{ Вт/см}^2$. Следовательно, тепловые растечки и потери суммарно не превышают 30% при $q > 200 \text{ Вт/см}^2$.

В данной работе достигнуто рекордное значение КТП 540 Вт/см^2 , рис. 2 (точка $Re_1=50$, $U_{Sg1}=37 \text{ м/с}$).

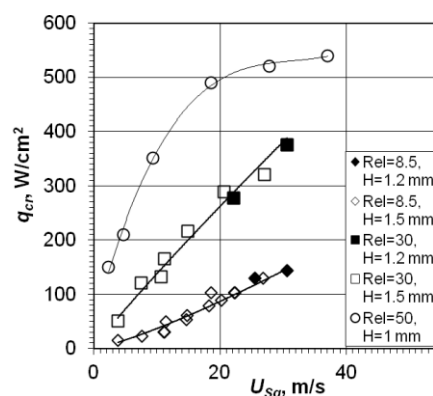


Рис. 2. Влияние скорости газа на КТП для различных Re_1 и различных высот канала, водно-воздушный поток, горизонтальный канал, нагреватель $1 \times 1 \text{ см}$. Кривые, обобщающие данные нанесены для каждого Re_1 .

Таким образом, подтверждается перспективность использования пленок жидкости, движущихся под действием трения спутного потока газа, в современных системах охлаждения полупроводниковых приборов с высоким локальным тепловыделением.

Работа поддержана Минобрнауки России (Соглашение № 14.604.21.0053 идентификатор проекта RFMEFI60414X0053).

Список литературы

1. Bar-Cohen A, Wang P. Thermal Management of On-Chip Hot Spot // ASME. J. Heat Transfer, 134(5), 051017, 2012.
2. Kabov O.A., Lyulin Yu.V., Marchuk I.V. and Zaitsev D.V. Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels // International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28, pp. 103-112, 2007.

ИСКУССТВЕННАЯ НЕЙРОННАЯ СЕТЬ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ ПУЗЫРЕЙ НА ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Полетаев И.Е.^{1,2}, Тимошевский М.В.^{1,2}, Первунин К.С.^{1,2}, Токарев М.П.¹

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (ИТ СО РАН), Новосибирск

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет (НГУ), Новосибирск

E-mail: poletaev.igor.phys@gmail.com

Двухфазные пузырьковые течения реализуются во многих технологических и энергетических процессах, таких как переработка нефтепродуктов, химических и атомных реакторах. Применение оптических методов диагностики для анализа пузырьковых течений позволяет регистрировать мгновенные поля скорости и распределение газовой фазы в потоке с высоким пространственным разрешением, не внося дополнительных возмущений в поток. Поведение световых лучей при пересечении межфазных границ газовых пузырей в жидкости носит сложный характер, поэтому идентификация образов пузырей, в том числе перекрывающихся, несферической формы, а также с неравномерным освещением границ, является крайне непростой задачей.

В работе [1] предложен экспериментальный метод визуализации пузырей в заданном сечении потока путем регистрации света флуоресцентного красителя, отраженного от границы пузыря. Используемые в данной работе традиционные методы распознавания пузырей, основанные на выделении особенностей и корреляционного сравнения с шаблоном, позволили эффективно анализировать пузырьковую струю с газосодержанием до примерно 2%.

В данной работе использован метод распознавания образов пузырей на изображениях, основанный на современной технологии глубокого обучения [2] – сверточных нейронных сетей [3]. Указанный метод позволяет сократить время на обработку данных обученной сетью и существенно уменьшить количество настраиваемых параметров используемых для идентификации образов по сравнению с традиционными методами распознавания, реализованными ранее. При этом использование графических процессоров сильно ускоряет процесс обучения, благодаря современным субградиентным адаптивным методам [4].

Оригинальность предлагаемого метода заключается в обучении нейронной сети на модельных данных, которые повторяют условия регистрации во время эксперимента: размер пузырей, их форма, профиль интенсивности, фон, степень перекрытия. Это позволяет быстро в автоматическом режиме создавать требуемый набор примеров для обучения при различных условиях съемки.

Предлагаемый метод распознавания применен для измерения характеристик дисперсной фазы в пузырьковой турбулентной струе, схема которой приведена на рис. 1, при числе Рейнольдса 12500 и различных объемных газосодержаниях (0-4%). Регистрация изображений производилась с частотой 2 кГц. На рис. 2 показан пример получаемых данных в сравнении с результатом корреляционного подхода. Маленькие белые точки – трассеры, используемые для измере-

ния скорости непрерывной фазы. Видно, что нейронная сеть лучше идентифицирует пузыри с размытыми краями и делает меньше ложных привязок.

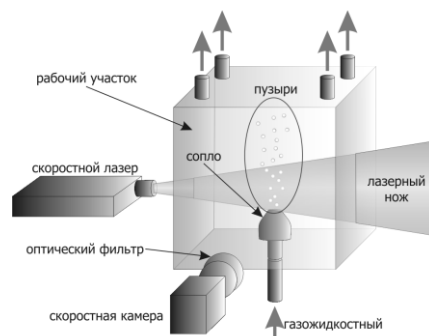


Рис. 1. Схема регистрации потока с пузырьками.

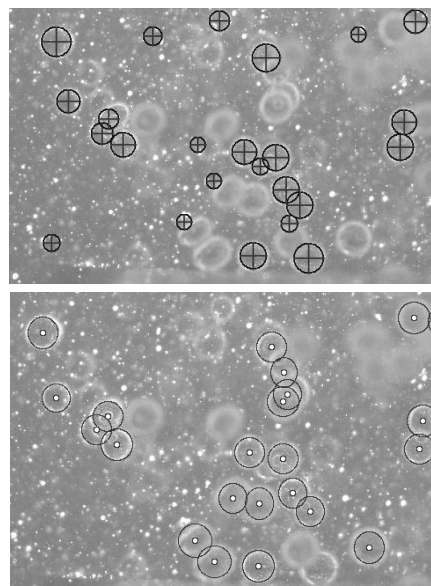


Рис. 2. Пример распознавания образов пузырей на фрагменте изображения корреляционным методом (сверху) и сверточной нейронной сетью (снизу).

Список литературы

1. Akhmetbekov Ye.K., Alekseenko S.V., Dulin V.M., Markovich D.M., Pervunin K.S. Planar fluorescence for round bubble imaging and its application for the study of an axisymmetric two-phase jet // Experiments in Fluids. 2010. V. 48, No. 4. P. 615–629.
2. Goodfellow I., Bengio Y., Courville A. Deep Learning // An MIT Press book. 2016.
3. LeCun Y., Bottou L., Bengio Y., Haffner P. Gradient-based learning applied to document recognition // Proc. IEEE. 1998. V. 86, No. 11. P. 2278–2324.
4. Kingma D.P., Ba, J.L. Adam: a method for stochastic optimization // Proc. 3rd International Conference on Learning Representations ICLR2015. San Diego, 2015.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 14-19-01685) через ИТ СО РАН.

РАССМОТРЕНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИН ПОВРЕЖДЕНИЯ ТЕПЛООБМЕННЫХ ТРУБОК ПНД И ПУТИ ИХ УСТРАНЕНИЯ

Трифонов Н.Н.¹, Есин С.Б.¹, Николаенкова Е.К.¹, Сухоруков Ю.Г.¹, Святкин Ф.А.¹, Синцова Т.Г.¹, Моде-
стов В.С.²

¹ Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования
им. И.И. Ползунова

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

E-mail: bdzu03@ckti.ru

Для обеспечения надежности и ресурса парогенераторов, повышения надежности и эффективности второго контура энергоблоков АЭС с ВВЭР-1000 трубные системы подогревателей низкого давления (ПНД) с теплообменными трубками диаметром 16×1 из МНЖ5-1 были заменены на трубные системы с теплообменными трубками диаметром 16×1 из стали 08X18H10T.

Опыт эксплуатации ПНД энергоблоков с турбоустановками К-1000-60/1500 выявил повреждения теплообменных трубок у ПНД-3. Повреждения происходят в зоне прохода теплообменных трубок первой, второй и третьей перегородками по ходу движения основного конденсата. Повреждения носят вид овальных вмятин длиной 5–12 мм и глубиной 2–4 мм с отверстием, имеющим различную форму и размер в свету 1–3 мм. Рабочее давление воды внутри трубной системы составляет ~ 1.2 МПа, давление греющего пара снаружи трубной системы составляет ~ 0.3 МПа.

Расчеты прочности теплообменной трубки показали, что для образования указанных повреждений требуется сила снаружи теплообменной трубки 1000–2000 Н в зависимости от поверхности повреждения. Такую силу может создавать струя воды, истекающая со скоростью 600–1100 м/с из отверстий диаметром 1.5–2.0 мм.

Известно, что при схлопывании парового пузырька у твердой стенки образуется струя воды диаметром 0.5–2.5 мм и скоростью до 1000 м/с, при этом движение струи направлено к стенке.

Таким образом, причиной повреждения теплообменных трубок ПНД-3 может быть высокое динамическое воздействие, вызванное схлопыванием паровых пузырьков на поверхности теплообменных трубок.

С целью выявления возможных причин образования паровых пузырьков на поверхности теплообменных трубок был проведен анализ работы ПНД-1–ПНД-4. Учитывая, что повреждения происходят только у ПНД-3, были рассмотрены геометрические характеристики подогревателей и их теплогидравлические параметры.

Геометрические характеристики ПНД-3 и ПНД-4 не имеют отличий, а ПНД-1 и ПНД-2 – пропорционально снижены по отношению к ПНД-3 и ПНД-4 вследствие установки трех и двух параллельно включенных аппаратов.

Средняя тепловая нагрузка ПНД-3 в 1.6 раза, а динамическая – в 2.0 раза превышает соответствующую

нагрузки ПНД-4, и в 1.4 и 1.8 раза соответствующие нагрузки ПНД-1 и ПНД-2.

Расчет изменения температуры основного конденсата по ходу его движения показал, что 60 % величины нагрева происходит на 40 % поверхности теплообмена, т.е. возникает местное увеличение тепловой и динамической нагрузок в первом ходе основного конденсата. Это может приводить к местному снижению давления конденсата греющего пара и его вскипанию на перегородках в месте выявленных повреждений. Образовавшиеся пузырьки пара схлопываются на стенках теплообменных трубок и повреждают их. Зона повреждения удовлетворительно совпадает с местным увеличением тепловой и динамической нагрузок.

При значительной динамической нагрузке обтекания теплообменных трубок греющим паром могут возникать вихри за ними, что может привести к их высокочастотной вибрации, образованию пузырьков пара и их схлопыванию на стенках теплообменных трубок.

Другими причинами могут быть колебания и перекос уровня конденсата, вызванные нелинейной характеристикой регулирующего клапана уровня в ПНД-3 и большим расходом конденсата вследствие слива в ПНД-3 сепарата СПП и конденсата греющего пара ПНД-4 общим расходом ~ 1100 т/ч.

Дополнительным фактором может быть поступление и конденсация пара в узле отвода конденсата греющего пара из ПНД-3 и связанная с этим нестабильная работа насосов слива конденсата, что может также приводить к схлопыванию пузырьков пара и повреждению теплообменных трубок.

Для исключения указанных факторов, которые могут приводить к повреждениям теплообменных трубок, нами был разработан ряд мероприятий по модернизации конструкции ПНД-3 и схеме его включения, а именно:

- изменение схемы движения греющего пара в ПНД-3;
- изменение узла отвода конденсата греющего пара из ПНД-3;
- изменение схемы слива конденсата греющего пара ПНД-4 и сепарата СПП;
- применение регулирующего клапана с линейной характеристикой.

В настоящее время идут подготовительные работы по реализации предложенных мероприятий.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕРИРОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В БОГАТОЙ МЕТАНО-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

Троцюк А.В.

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

E-mail: trotsyuk@hydro.nsc.ru

В работе [1] была разработана нами двухстадийная модель кинетики детонационного горения метана в кислороде и воздухе. Предложенная модель кинетики детонационного горения метана имеет высокую точность и согласована со вторым началом термодинамики. Константы модели имеют четкий физический смысл. В рамках предложенной модели кинетики проведено численное моделирование двумерной ячеистой структуры детонационных волн (ДВ) в стехиометрических метано-воздушной и метано-кислородной смесях, а также в богатой метано-воздушной смеси. Исходя из анализа полученных картин течения, размер детонационной ячейки в стехиометрических метано-воздушной и метано-кислородной смесях определен равным $a_0=34\pm 1$ см и $a_0=0.3\div 0.35$ см, что хорошо соответствует известным экспериментальным данным. Размер ячейки в богатой (коэффициент избытка топлива $\varphi=1,5$) метано-воздушной смеси определен равным $a_0=45\div 50$ см. Эмпирические данные по размеру ячейки для данного состава смеси авторам не известны. В этом моменте численное моделирование опережает возможности существующих экспериментальных установок. Основные результаты опубликованы в [1, 2].

Основываясь на указанных фундаментальных исследованиях, было проведено численное моделирование непрерывной спиновой детонации (НСД) в богатой ($\varphi=1,2$) метано-кислородной смеси в кольцевом зазоре цилиндрической детонационной камере (ДК) типа ЖРД. Моделирование НСД было выполнено в двумерной постановке. Нестационарные расчеты были проведены при тех же геометрических и определяющих физических параметрах, составе смеси, что и эксперименты [3], Глава 2. Ширина двумерной вычислительной области выбрана $W=\pi\cdot d_c=10.9956$ см, где $d_c=3,5$ см есть средний диаметр кольцевого канала реальной ДК, высота области равняется длине ДК $L_c=9$ см.

В ходе многочисленных вычислительных экспериментов было найдено, что невозможно получить стабильный режим НСД при параметрах в ресивере (давление и температура торможения $p_m=6,81$ атм, $T_m=293,15$ К, удельный расход свежей смеси $g_{\Sigma 0}=154,6$ кг/с·м²), при которых в эксперименте была получена устойчиво вращающаяся одиночная поперечная ДВ (ПДВ). При моделировании самоподдерживающийся режим НСД с одиночной ПДВ реализовывался при параметрах в ресивере $p_m=40$ атм, $T_m=1000$ К, $g_{\Sigma 0}=474.9$ кг/с·м². На Рис.1 показана структура течения для этого случая, приведено поле давления. При самоподдерживающейся НСД исследована глобальная структура течения в ДК и детальная структура фронта ПДВ. Получены интегральные характеристики детонационного процесса – распре-

деление усредненных величин статического и полного давления по длине ДК, получена величина удельного импульса.

Снижение давления торможения до $p_m=30$ атм ($T_m=1000$ К) вызывало полный срыв детонационного горения в ДК. Также и снижение температуры до $T_m=900$ К ($p_m=40$ атм) приводило к прекращению НСД и исчезновению ПДВ в канале. Тем самым, определены параметрические пределы стабильного существования ПДВ в ДК фиксированного размера.

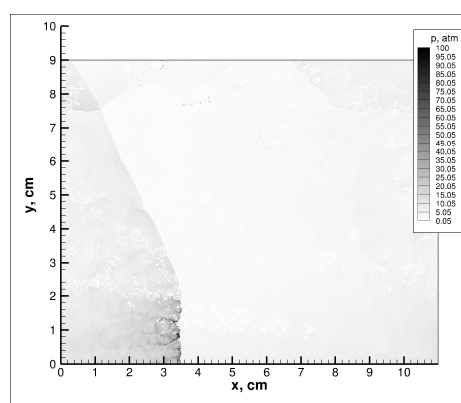


Рис. 1. Структура течения НСД с одиночной многофронтной поперечной детонационной волной в богатой метано-воздушной смеси. Подача свежей смеси происходит через входную границу $y=0$.

Итак, разработанная двухстадийная модель кинетики и двумерный численный код дают прекрасные результаты при расчете нерегулярных ячеистых структур в метановых смесях в случае классической распространяющейся ДВ в прямом канале. Однако в случае моделирования НСД в кольцевом канале цилиндрической ДК получаются значительные расхождения с экспериментальными значениями определяющих параметров, при которых реализуется стабильный самоподдерживающийся детонационный режим.

1. Fomin P.A., Trotsyuk A.V., Vasil'ev A.A. Approximate model of chemical reaction kinetics for detonation processes in mixture of CH₄ with air // Combustion Science and Technology. V. 186, No. 10–11. P. 1716–1735. DOI: 10.1080/00102202.2014.935643.
2. Fomin P.A., Trotsyuk A.V., Vasil'ev A.A. Numerical study of cellular detonation structures of methane mixtures // J. of Loss Prevention in the Process Industries. 2015. V. 36. P. 394–403. DOI: 10.1016/j.jlp.2015.03.012.
3. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация // Отв. ред. ак. В.М. Титов. Новосибирск: Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2013. 422 с.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 14-01-00406 и № 16-01-00102). Расчеты выполнены на суперкомпьютере МВС-100К Межведомственного Суперкомпьютерного Центра (МСЦ РАН), Москва.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВПРЫСКУ ГАЗА В МОДЕЛЬНЫЙ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ТЕПЛОНОСИТЕЛЬ

Усов Э.В.¹, Лобанов П.Д.¹, Прибатурин Н.А.¹, Мосунова Н.А.¹, Чухно В.И.², Кутлиметов А.Э.²

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Новосибирский филиал, г. Новосибирск

² Новосибирский государственный университет

E-mail: usovev@gmail.com

При гипотетической аварии с разрывом теплообменных трубок парогенератора РУ БРЕСТ-ОД-300 водяной пар под высоким давлением поступает в нисходящий поток свинцового теплоносителя. Наиболее вероятное место разрыва располагается на подъемном и витом участке теплообменной трубки. При «гильотинном» разрыве трубки происходит импульсный вход водяного пара в свинцовый теплоноситель. При этом можно ожидать импульсного наброса давления с амплитудой гораздо выше давления в теплоносителе, формирование газового объема вблизи места разрыва с его последующей деформацией, движением газа в потоке и как следствие изменение давления в контуре и свободного уровня теплоносителя в парогенераторе

В настоящее время для расчетного моделирования аварии с разрывом трубок парогенератора могут быть использованы системные теплогидравлические коды, в частности разработанный в ИБРАЭ РАН код HYDRA-IBRAE/LM [1]. Для определения поля температур, скоростей и давлений в коде HYDRA-IBRAE/LM используется одномерная двухжидкостная модель с равными давлениями фаз [2]. При этом скорость движения паровой фазы, межфазные взаимодействия и трение со стенками канала определяются на основе эмпирических корреляций.

Для подтверждения возможности использования кода HYDRA-IBRAE/LM при расчете явлений, наблюдаемых при импульсном вводе газа в поток теплоносителя, в ИТ СО РАН были проведены эксперименты по впрыску аргона в модельный теплоноситель (вода и сплав Розе), на базе которых были получены данные по изменению давления в теплоносителе, возникающего при подобном рода процессах.

Экспериментальный стенд для исследования процессов по импульсному вводу газа в модельный теплоноситель состоял из вертикально расположенного рабочего участка, системы подвода газа/водяного пара с регулирующими вентилями и клапаном. По длине рабочего участка были установлены датчики регистрации импульсного давления и температуры. Присутствовало устройство измерения свободного уровня жидкости.

С использованием теплогидравлического кода HYDRA-IBRAE/LM были проведены расчеты экспериментов по впрыску аргона в воду и сплав Розе.

Нодализационная схема, подготовленная для расчета, состояла из двух последовательно соединенных вертикальных секций. Первая секция была заполнена жидкостью до заданной высоты. Вторая – газом. Снизу было задано граничное условие по расходу. Величина и время включения расхода соответствовали экспериментальным значениям. Сверху – давление в 10^5 Па.

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными представлены на рисунках 1 и 2.

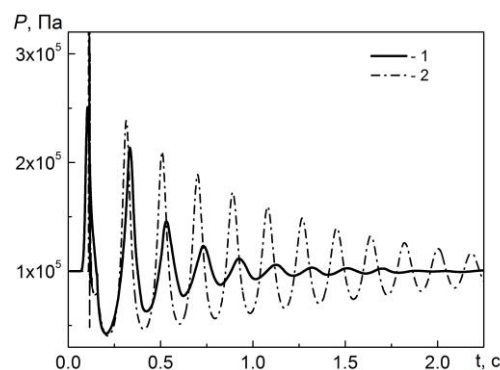


Рис. 1. Зависимость давления в теплоносителе при впрыске аргона в воду. Длительность впрыска 0,09с, расход 1,26 л/с:

1 – расчет, 2 – эксперимент

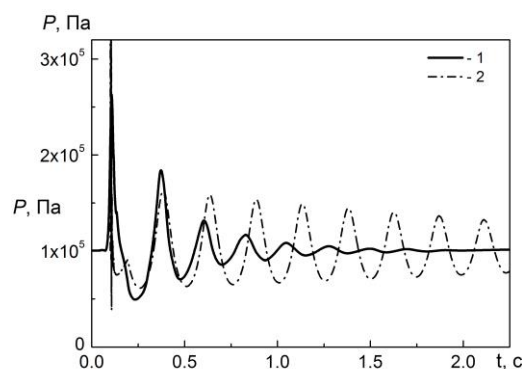


Рис. 1. Зависимость давления в теплоносителе при впрыске аргона в воду. Длительность впрыска 0,06с, расход 1,34 л/с:

1 – расчет, 2 – эксперимент

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. Р. И. Нигматулин, Динамика многофазных сред. Ч.1.–М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 464 с.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ЖИДКИХ ВВ

Уткин А.В., Мочалова В.М., Торунов С.И., Колдунов С.А.

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

E-mail: utkin@icp.ac.ru

В жидких взрывчатых веществах детонационные волны распространяются как в стационарном, так и в неустойчивом, пульсирующем режиме [1-3]. При этом следует различать потерю устойчивости одномерного течения, реализующегося при отсутствии влияния границ (пульсирующий детонационный фронт) [4], и неустойчивость на краю заряда (волны срыва реакции) [5]. Оба вида неустойчивости обусловлены одними и теми же причинами: взаимным влиянием динамики течения и скорости химической реакции друг на друга. Поэтому может показаться естественным, что детонационный фронт должен быть либо устойчивым, либо пульсации фронта и волны срыва реакции должны проявляться одновременно. Не менее очевидно, однако, и то, что течение в центре и на краю заряда существенно различаются и условия потери устойчивости не обязаны выполняться вдоль всего фронта. Целью данной работы является доказательство того, что в действительности, взаимосвязь этих двух видов проявления неустойчивости не является строго детерминированной. Меняя кинетику химических реакций, например, посредством разбавления жидкого ВВ инертными растворителями или сенсибилизаторами, можно получить детонационные волны, в которых эти два вида неустойчивости проявляются в любом сочетании.

В качестве объектов исследования выбраны нитрометан и бис-(2-фтор-2,2-динитроэтил)-формаль (ФИФО), а также смеси этих ВВ с ацетоном, метанолом и диэтилентриамином (ДЭТА). Регистрация структуры детонационной волны осуществлялась интерферометром VISAR и скоростным фоторегистратором СФР. Ранее структура детонационных волн в этих взрывчатых веществах исследовалась в работах [6-10].

В результате проведенных экспериментов показано, что меняя состав жидких ВВ можно реализовать практически любое сочетание двух видов неустойчивости детонационных волн:

1. *Одномерное течение устойчиво, но наблюдаются волны срыва реакции на краю заряда.* Такой режим течения реализуется в нитрометане. Профили скорости, измеренные интерферометром в центральной части заряда, являются гладкими, без каких-либо осцилляций, которые можно было бы связать с неустойчивостью течения и хорошо воспроизводятся от опыта к опыту. Это означает, что одномерный детонационный фронт в нитрометане устойчив. Факт существования в нитрометане волн срыва реакции на боковой поверхности заряда наблюдался скоростной фотокамерой в режиме щелевой развертки. Показано, что граница заряда не является гладкой, волны срыва реакции регулярно зарождаются на боковой поверхности и распространяются к центру на глубину, достигающую ~7 мм.

2. *Одномерное течение устойчиво и отсутствуют*

волны срыва реакции. Абсолютная устойчивость в данном случае достигается добавлением в нитрометан сенсибилизатора ДЭТА, который увеличивает скорость химической реакции и стабилизирует течение на краю заряда.

3. *Одномерное течение неустойчиво, но волны срыва реакции на боковой поверхности отсутствуют.* Подобный характер течения наблюдался в ФИФО и его смесях с метанолом, когда концентрация последнего не превышала 10%. Столь необычное сочетание двух видов неустойчивости является неожиданным и может быть объяснено лишь предположением о возможности реакции ВВ непосредственно во фронте волны сжатия. Увеличение концентрации метанола до 15% стабилизирует детонационный фронт, но на краю заряда начинают появляться волны срыва реакции, т.е. реализуется течение, соответствующее режиму 2.

4. *Одномерное течение неустойчиво и существуют волны срыва реакции.* Этот режим течения реализуется наиболее часто и, в частности, наблюдался в смесях нитрометана и ФИФО при больших концентрациях инертного разбавителя.

Полученные результаты показывают, таким образом, что одномерная неустойчивость детонационных волн и волны срыва реакции на краю заряда существуют в жидких ВВ независимо друг от друга. Показано, что появление волн срыва реакции принципиально меняет характер зависимости критического диаметра от концентрации разбавителя, который определяется периодом индукции теплового взрыва на краю заряда, а не временем реакции в детонационной волне. Этот факт необходимо учитывать при определении времени реакции жидких ВВ на основании характера зависимости критического диаметра от концентрации разбавителя. Возникновение волны срыва реакции приводит к резкому увеличению критического диаметра, тогда как время реакции изменяется незначительно.

1. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 287 с.
2. Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчий М.Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1963. 167 с.
3. Зайдель Р.М. Об устойчивости детонационных волн в газовых смесях // Доклады СССР. 1961. Т.136, №5, С.1142-1145.
4. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970. 194 с.
5. С. И. Торунов, А. В. Уткин, В. М. Мочалова, В. А. Гаранин. Параметры стационарных детонационных волн в растворе ФИФО/Нитробензол // Физика горения и взрыва, 2010, № 5, т. 46, с. 119-123.
6. А. В. Уткин, В. М. Мочалова, С. И. Торунов, С.А. Колдунов. Неустойчивость детонационных волн в нитрометане и ФИФО // Физика горения и взрыва, 2015, т. 51, № 4, с. 87-93.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-03-07830-а).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ В ВЕЧНОЙ МЕРЗЛОТЕ ПРИ ТЕХНОГЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ РАЗЛИЧНЫХ ИНЖЕНЕРНЫХ СИСТЕМ, ПРИМЕНЯЕМЫХ НА СЕВЕРНЫХ НЕФТЕГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЯХ

Филимонов М.Ю.^{1,2}, Ваганова Н.А.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

Территории в России занятые многолетнемерзлыми породами (ММП), имеющими отрицательную температуру ниже зоны сезонного протаивания грунта, чрезвычайно важны для экономики, так как здесь добывается около 93% российского природного газа и 75% нефти, что в стоимостном исчислении обеспечивает до 70% экспорта страны. Оттаивание насыщенных льдом пород из-за потепления климата, или различных техногенных воздействий, будет сопровождаться просадками земной поверхности и развитием опасных мерзлотных геологических процессов, называемым термокарстом. Проектирование и строительство кустовых площадок с добывающими скважинами в криолитозоне имеют свою специфику. По российским строительным стандартам считается, что две скважины не могут быть пробурены на расстоянии друг от друга меньшим, чем два радиуса растепления (т.е. расстояния от скважины, на котором будет находиться нулевая изотерма, за 30 лет эксплуатации одиночной скважины). Добыча нефти и газа оказывает существенное влияние на ММП, т.к. выделение тепла от горячей нефти, нагревающей трубы в скважинах, приводит к растеплению ММП, что в свою очередь может приводить к авариям и даже к разрушению скважин. Поэтому актуальной задачей является адекватное описание нестационарных тепловых полей в системах "источники тепла(холода) – ММП".

В соответствии с [1] моделирование процессов распространения тепла в грунте сводится к решению в заданной области трехмерного уравнения контактной (диффузионной) теплопроводности с неоднородными коэффициентами, включающее локализованную теплоемкость фазового перехода – подход, позволяющий решать задачу типа Стефана, без явного выделения границы фазового перехода. Уравнение для температуры $T(t,x,y,z)$ в грунте имеет вид

$$\rho(c_v(T) + k\delta(T - T^*)) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(\lambda(T) \text{grad } T)$$

В качестве граничного условия на поверхности грунта – основной зоне формирования естественных тепловых полей – используется уравнение баланса потоков, приносящих и уносящих энергию, с учетом основных климатических факторов: среднемесячной температуры воздуха и мощности солнечного излучения. Это условие использовалось в работах [2,3] по определению повреждений подземного трубопровода на основании тепловых полей на поверхности грунта. Сочетание этих подходов позволило разработать численную методику и комплекс программ по долгосрочному прогнозированию динамики зон оттаива-

ния на кустовых площадках [4-10], включая параллельный алгоритм [11]. Разработанная методика была использована на 11-ти северных нефтегазовых месторождениях и показала хорошее совпадение с экспериментальными данными. В работе обсуждаются некоторые эффекты, выявленные в ходе проведения численных расчетов для различных инженерных систем, расположенных на нефтегазовых месторождениях в зоне вечной мерзлоты.

1. А.А. Самарский, П.Н. Вабишевич. Вычислительная теплопередача // М.: Едиториал УРСС, 2003. 784 с.
2. 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.
3. Vaganova N. Mathematical model of testing of pipeline integrity by thermal fields // AIP Conf. Proc. 2014. V. 1631. P. 218–224.
4. Mikhail Yu. Filimonov, Nataliia A. Vaganova. Simulation of Thermal Fields in the Permafrost With Seasonal Cooling Devices // Proc. ASME. 45158, V. 4. P. 133-141.
5. Filimonov M.Yu., Vaganova N.A. Simulation of thermal stabilization of soil around various technical systems operating in permafrost // Applied Mathematical Sciences. 2013. V. 7, No. 144. P. 7151–7160.
6. Ваганова Н.А., Филимонов М.Ю. Прогнозирование изменений в вечной мерзлоте и оптимизация эксплуатации инженерных систем // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Математика, механика, информатика. 2013. Т. 13, No. 4. С. 37–42.
7. Filimonov M., Vaganova N. Prediction of changes in permafrost as a result technogenic effects and climate. Academic Journal of Science. 2014. V. 3, No. 1. P. 121–128.
8. Филимонов М.Ю., Ваганова Н.А., Гусарова В.В. Разработка математических моделей и программного обеспечения для описания природных и техногенных процессов в грунте при кустовом способе добычи углеводородов на северных нефтегазовых месторождениях // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник трудов (Казань, 20–24 августа 2015г.). Казань: Издательство Казанского (Приволжского) федерального университета, 2015. С. 3916–3918.
9. Filimonov M.Yu., Vaganova N.A. Simulation of Technogenic and Climatic Influences in Permafrost // Lect. Notes Comput. Sci. 2015. V. 9045. P. 178-185.
10. Vaganova N.A., Filimonov M Yu. Computer simulation of nonstationary thermal fields in design and operation of northern oil and gas fields // AIP Conf. Proc. 2015. V. 1690. Paper 020016.
11. Vaganova N., Filimonov M. Parallel splitting and decomposition method for computations of heat distribution in permafrost // CEUR Workshop Proceedings. 2015. V. 1513. P. 42-49.

Работа поддержана проектами РФФИ (гранты № 16-01-00401, № 14-01-00155) и контрактом № 02.А03.21.0006 (постановление № 211 Правительства Российской Федерации).

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО НАГРЕВА ВОЗДУХА НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ НИЗКОКАЛОРИЙНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Филиппов П.С., Худяков П.Ю., Рыжков А.Ф.

ФГАОУ ВО «Уральский Федеральный Университет
им. первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург

E-mail: prokopy.filippov@urfu.ru

Разработка парогазовых установок с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ) в настоящее время является перспективным направлением развития российской теплоэнергетики. 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 данной работе проводилось численное и экспериментальное исследование степени влияния высокотемпературного (800-1000 °С) нагрева воздуха на физико-химические характеристики процесса горения низкокалорийных газовых смесей (аналогичных по составу реальным промышленным синтез-газам) в ламинарном диффузионном факеле.

Численное исследование проводилось в CFD-пакете с целью прогнозирования расчетных физико-химических характеристик факела, а также конструктивных характеристик рабочего участка экспериментального стенда. Эскиз рабочего участка экспериментального стенда представлен на рисунке 1.

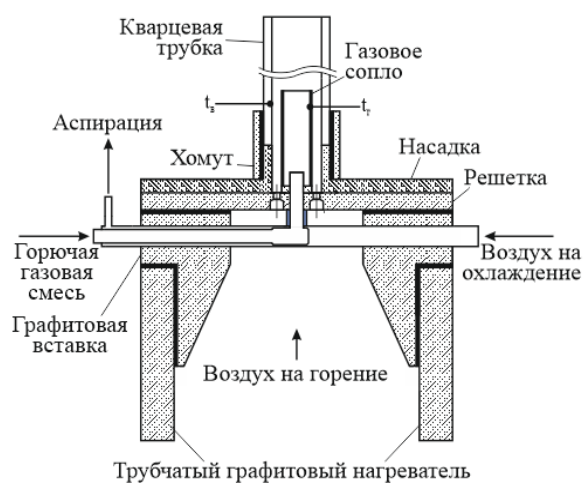


Рис. 1. Эскиз рабочего участка экспериментального стенда.

Рабочий участок экспериментального стенда выполнен из кварцевой трубки с внутренним диаметром 15 мм и толщиной стенок 2.5 мм. Горючая газовая смесь подается в рабочий участок через газовое сопло с внутренним диаметром 8 мм и толщиной стенок 0.5 мм, выполненная из стали 12Х18Н9Т (стар. Х18Н9Т).

На рисунке 2 представлена схема экспериментального стенда.

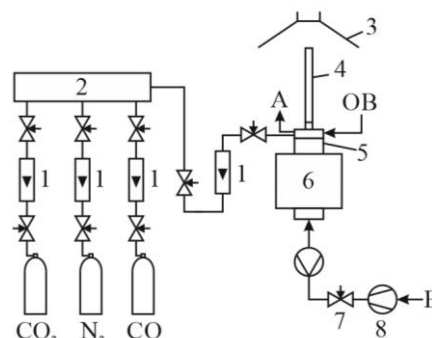


Рис. 2. Схема экспериментального стенда:

1 – ротаметр; 2 – смеситель; 3 – зонтичная вытяжка; 4 – кварцевая трубка; 5 – трубочатый графитовый нагреватель; 6 – электрическая печь сопротивления; 7 – регулятор расхода газа; 8 – поршневой компрессор; А – аспирация; ОБ – воздух на охлаждения; В – воздух на горение.

В таблице 1 приведен диапазон изменения параметров подаваемых сред в ходе экспериментальных исследований.

Табл. 1. Диапазон параметров подаваемых сред

Параметр		Диапазон
Расход компонентов газовой смеси (при $t=25\text{ °C}$ и $p=1\text{ атм.}$), л/мин	CO	0.02÷0.43
	CO ₂	0÷1.53
	N ₂	0÷1.53
Расход воздуха, л/мин		0.2÷1.75
Температура воздуха, °C		800÷1000
Температура горючей газовой смеси, °C		25÷400

Температуры горючей газовой смеси и воздуха измеряются платиновыми микротермопарами (t_g и t_b соответственно), как представлено на рисунке 1. Расход подаваемых сред контролируется ротаметрами LZB-3 и регуляторами расхода газа РРГ-12.

На данный момент стенд успешно прошёл проверку при сжигании пропан-бутановой смеси в холодном воздухе (температура воздуха 25 °С).

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.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-00479_мол_а.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА TURBO PROBLEM SOLVER ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД.

С.В. Фортова¹, В.В. Шепелев¹, П.С. Уткин¹

¹ Учреждение Российской академии наук Институт автоматизации проектирования РАН, 123056 Москва, ул. 2-я Брестская, д. 19/18.

E-mail: sfortova@mail.ru

Для задач, описываемых системой уравнений в частных производных гиперболического типа, авторами создан пакет прикладных программ **TurboProblemSolver (TPS)** [1], реализующий обобщенный подход к построению вычислительных программ. Для решения задач, описывающих различные физические процессы, пакет предоставляет пользователю несколько численных схем и программные блоки, содержащие специфические для задачи начальные, граничные условия и массовые силы. Так же пакет является расширяемым программным продуктом и позволяет пользователю внедрять свои разработки в программный код. В данной работе возможности пакета **TPS** продемонстрированы путем численного моделирования пространственных течений в сдвиговых слоях сжимаемой невязкой идеальной среды, а так же неустойчивости Релея-Тейлора, возникающей на поверхности металлических пластин при их высокоскоростном соударении. Пакет тестировался на платформах Intel, Param, MBC-1000 с ОС Windows, Solaris, Linux. Представленная методика имеет государственную регистрацию программы для ЭВМ N 2013618035 и достаточно подробно описана в [1].

Задача о сдвиговом слое.

Примером приложения пакета **TPS** к численному моделированию классических задач газодинамики является решение задачи о трехмерном сдвиговом слое сжимаемой невязкой идеальной среды. Развитие турбулентности в данной задаче происходит в случае, когда инерционные члены и поле давления в уравнениях движения начинают формировать крупные структуры и в течении появляются вихри. Дальнейшее развитие течения заключается в эволюции крупных вихрей и в генерации ими высокочастотной части спектра. Основной задачей при этом является изучение общей динамики и природы развития турбулентного течения через вихревой каскад неустойчивостей. Данные исследования являются подтверждением идей О. М. Белоцерковского о доминирующей роли крупных вихрей при формировании турбулентного потока в сдвиговых слоях[2].

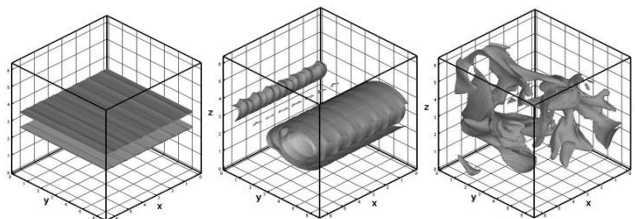


Рис.1 Развитие вихревого каскада в сдвиговом слое.

Высокоскоростное столкновение металлических пластин.

Путем одно- двух- и трехмерного численного моделирования исследуются динамические процессы, происходящие при высокоскоростном соударении свинцового ударника и стальной мишени. Показано, что в процессе столкновения на границе металлов развивается неустойчивость Релея-Тейлора, которая приводит к формированию трехмерных кольцевых структур на поверхности металла меньшей плотности.

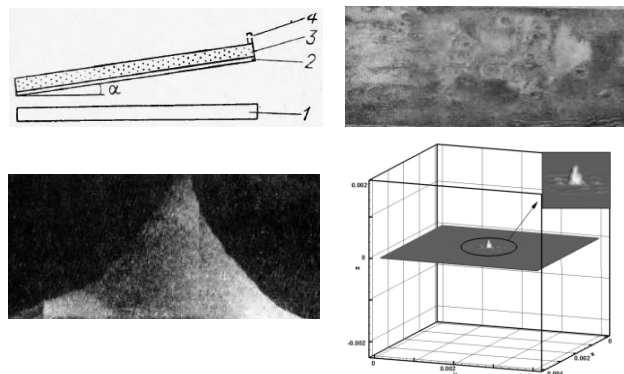


Рис. 2 Схема натурального эксперимента, поверхность стальной пластины и кольцевая структура на ее поверхности. 3D численные расчеты: изоповерхность плотности(выпуклость в сторону свинцовой пластины).

Список литературы.

1. Фортова С. В., Крагинский Л. М., Чикиткин А.В., Опарина Е.И., Программный пакет для решения гиперболических систем уравнений. // Ж.Мат. Мод., 2013, Т.25, № 5, С. 123-135.
2. Белоцерковский О.М., Фортова С.В. Макропараметры пространственных течений в свободной сдвиговой турбулентности // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2010., Т. 50, № 6, С. 1126–1139.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (СОГЛАШЕНИЕ № 14-11-00719), программ N13 и N43 Российской академии наук.

СВОЙСТВА МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ЖИДКОСТЬ–ГАЗ РАСТВОРОВ МЕТАН–АЗОТ В РАМКАХ ГРАДИЕНТНОЙ ТЕОРИИ ВАН–ДЕР–ВААЛЬСА

Байдаков В.Г., Хотяникова М.Н.

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург

E-mail: mkhotienkova@yandex.ru

Работа посвящена описанию в рамках градиентной теории Ван-дер-Ваальса (ГТ) свойств межфазной границы жидкость–газ растворов метан–азот. Данный подход базируется на использовании экспериментальных данных о свойствах чистых веществ (поверхностном натяжении и уравнении состояния в стабильных и метастабильных областях) и позволяет определить весь комплекс параметров межфазной границы, в том числе и поверхностное натяжение.

В рамках ГТ поверхностное натяжение двухкомпонентной системы может быть рассчитано как [1]:

$$\sigma = \int_{\rho_{L1}}^{\rho_{V1}} \left(\kappa_{11} + 2\kappa_{12} \frac{d\rho_2}{d\rho_1} + \kappa_{22} \left(\frac{d\rho_2}{d\rho_1} \right)^2 \right)^{1/2} (2\Delta\omega)^{1/2} d\rho_1 \quad (1)$$

где ρ_1 и ρ_2 - парциальные плотности метана и азота, κ_{11} , κ_{22} , κ_{12} - параметры влияния метана, азота и перекрёстного взаимодействия метан–азот, $\Delta\omega$ - разность плотностей больших термодинамических потенциалов объёмной фазы и межфазного слоя.

Параметры влияния чистых веществ определялись на основе экспериментальных данных по поверхностному натяжению σ_{exp} метана и азота [2] и уравнений состояния этих веществ, которые корректно описывают стабильные, метастабильные и лабильные области:

$$\kappa = \left(\sigma_{\text{exp}} / \int_{\rho_L}^{\rho_V} \sqrt{2\Delta\omega} d\rho \right)^2, \quad (2)$$

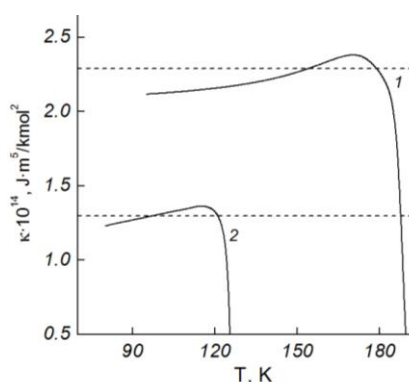


Рис. 1. Параметры влияния метана (1) и азота (2). Сплошные линии – расчёт по ур.(2), штриховые линии – значения κ_{11} и κ_{22} используемые при дальнейших расчётах.

При температурах ниже критической (см. рис. 1) наблюдается слабая температурная зависимость

параметров влияния и в первом приближении κ_{11} и κ_{22} можно считать постоянными. В области $T > T_{c2}$ параметр κ_{22} принимался равным его значению при $T < T_{c2}$.

Расчитанные в рамках ГТ значения поверхностного натяжения раствора метан–азот в пределах погрешности теории и опыта во всём интервале температур и концентраций согласуются с экспериментальными [3] (см. рис. 2).

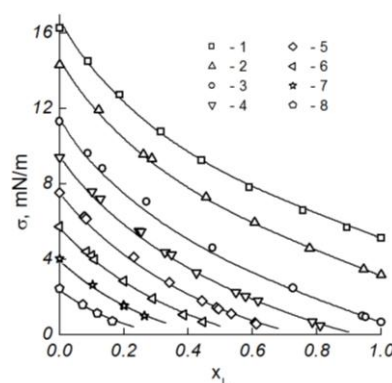


Рис. 2. Концентрационная зависимость поверхностного натяжения растворов метан–азот по изотермам: (1) $T=95$ К, (2) $T=105$ К, (3) $T=120$ К, (4) $T=130$ К, (5) $T=140$ К, (6) $T=150$ К, (7) $T=160$ К, (8) $T=170$ К. Линии – расчёт по ГТ, точки – экспериментальные данные [3].

В ходе работы была решена и обратная задача – из ГТ по известным значениям поверхностного натяжения и уравнениям состояния определены распределение плотностей компонентов раствора (метана и азота) в межфазном слое, положение разделяющих поверхностей и адсорбция.

1. Wu J., Liu Z., Warg F., Ren C. Surface Tension of Dimethyl Ether from (213 to 368) K // J. Chem. Eng. Data 2003 V. 48 P. 1571-1573.
2. Байдаков В.Г., Хвостов К.В., Муратов Г.И. Поверхностное натяжение азота, кислорода и метана в широком интервале температур // Журнал физической химии 1982 Т. 56 С. 814-817.
3. Baidakov V.G., Khotienkova M.N., Andbaeva V.N., Kaverin A.M. Capillary constant and surface tension of methane–nitrogen solutions: 1. Experiment // Fluid Phase Equilib. 2011 V. 301 P. 67-72.

Работа поддержана РФФИ (грант № 15-08-03399) и Программой фундаментальных исследований УрО РАН (проект 15-1-2-6).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕД С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНОСТИ НА СТРУКТУРУ ПОТОКА

Чернышев А.С.¹, Шмидт А.А.¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

E-mail: alexander.tchernyshev@mail.ioffe.ru

Исследования пузырьковых течений представляют большую важность в силу того, что подобные течения весьма часто встречаются как в природных явлениях, так и в технологических процессах.

Такие исследования важны как для разработки способов подавления образования пузырей, что важно при разработке устройств теплообмена, анализе возникновения и развития кавитации (см., например, [1, 2]) так для оптимизации работы химических реакторов типа [3].

Численное моделирование, использующее современные алгоритмы, позволяет получить детальную картину сложного многофазного течения, что, как правило, затруднено при экспериментальных исследованиях.

Алгоритм, использующийся в представленной работе, основан на математической эйлеровско-эйлеровской модели течения дисперсных сред. В рамках выбранного подхода каждая фаза рассматривается как сплошная среда, что позволяет использовать известные уравнения сохранения для всех фаз. Другим известным подходом к анализу многофазных сред является эйлеровско-лагранжев, в котором несущая фаза описывается, как сплошная среда, а все множество дисперсных включений заменяется группой пробных частиц, для каждой из которых решаются, в общем случае, уравнения сохранения массы, импульса и энергии. Второй подход обладает большей гибкостью с точки зрения возможности включения новых механизмов межфазного взаимодействия, однако сильно проигрывает первому по требуемым вычислительным ресурсам при значительных объемных содержаниях дисперсной фазы. Именно поэтому в настоящем исследовании был выбран первый подход.

Исходная модель [3] учитывает межфазный перенос импульса и массы, которые включают в себя межфазные силы: Архимеда, Стокса, Сэффмана, присоединенных масс и силу стенки а также перенос массы между фазами за счет диффузии растворенного в жидкости газа в пузыри и растворения газа, содержащегося в пузырях. Использовалась модифицированная $k-\omega$ -SST модель турбулентности, позволяющая учитывать как генерацию, так и диссипацию турбулентности за счет относительного движения пузырей и жидкости.

Как правило монодисперсность среды является идеализацией. Размеры включений могут варьироваться не только на глобальном масштабе исследуемой области, но и на локальных масштабах, так что даже в малом объеме жидкости могут присутствовать частицы разных размеров [4]. Поэтому учет полидисперсности представляется необходимым для корректного описания движения пузырьковых сред.

Полидисперсность в разработанной математической модели реализована при помощи введения ку-

сочно постоянного распределения пузырей по размерам. При таком подходе дисперсная фаза подразделяется на k отдельных дисперсных сред (классов), пузыри i -ого класса имеют радиус R_i , объемную долю α_i , численную концентрацию N_i и скорость V_i . Для каждого такого класса записывается своя система уравнений сохранения массы и импульса, численной концентрации и диффузии растворенного газа. Количество классов выбирается на основе анализа исходного распределения пузырей в области и варьируется в пределах $k = 5..10$. Пузыри в рамках каждого класса при изменении окружающего давления способны изменять свой размер согласно уравнению состояния газа внутри пузыря.

Предложенная математическая модель лежит в основе алгоритма и разработанного программного кода, особенностями которых являются неструктурированные сетки, метод установления по псевдовремени, многофазный адаптированный алгоритм SIMPLEC для разрешения связи скорость-давление, а также TVD-схемы интерполяции.

Для оценки возможности предложенной модели и ее тестирования проводились численные исследования всплытия пузырей в прямоугольной области, полностью заполненной водой, которые соответствуют условиям, рассмотренным в работе [5]. Пузыри вводились в колонну через отверстия азратора, расположенного на дне, верхняя граница области считалась свободной, так что пузыри могли покидать расчетную зону.

Исследования показали, что предложенный алгоритм обладает требуемыми предсказательными свойствами и обеспечивает хорошее согласие с экспериментальными данными и расчетами других авторов.

1. A. Chernyshev, E. Kitani, E. Kumzerova, A. Schmidt, Numerical simulation of degassing liquid flow in tube // Proc. of International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007. Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007, Paper No. S7_Tue_D_29.
2. У. Ибен, Н.Г. Иванов, И.И. Исаенко, А.А. Шмидт, Эйлерово-лагранжево описание кавитирующего течения // Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 24, С. 1
3. А.С. Чернышев, А.А. Шмидт, Использование эйлерово-эйлеровского подхода для моделирования турбулентных течений пузырьковых сред // Письма в ЖТФ, 2013, том 39, вып. 12, С. 17-24.
4. R. Bannari, F. Kerdouss, B. Selma, A. Bannari, P. Proulx, Three-dimensional mathematical modeling of dispersed two-phase flow using class method of population balance in bubble columns // Computers and Chemical Engineering, 2008, V. 32, pp. 3224–3237.
5. A. Sokolichin, G. Eigenberger, Applicability of the standard k turbulence model to the dynamic simulation of bubble columns: Part I. // Chemical Engineering Science, 1999, V. 54, pp. 2273–2284.

О ГЕНЕРАЦИИ ТЕПЛА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВОБОДНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ТОРОИДАЛЬНОМ КАНАЛЕ

Чупин А.В.¹²³

¹ Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

² Пермский государственный научно-исследовательский университет

³ Пермский национальный исследовательский политехнический университет

E-mail: chupin@icmm.ru

Рассматривается стационарное течение проводящей несжимаемой жидкости (жидкого металла) внутри тороидального канала круглого сечения, вращающегося вокруг внешней оси. Проводится прямое численное моделирование с целью выяснить, возможен ли в таком течении эффект самогенерации магнитного поля – динамо-эффект. Возможность этого вытекает из существования вторичной компоненты течения – двух противоположно вращающихся вихрей Дина[1], которые в сумме с основным течением образуют конфигурацию типа динамо Гайлитиса[3]. Основным отличием от классического винтового динамо Пономаренко[2] и динамо Гайлитиса является то, что рассматривается естественное течение внутри одного канала, которое может образоваться, например, после резкого торможения быстро вращавшегося канала.

В данной работе рассматривается случай кинематического динамо, когда магнитное поле развивается из фонового «зародышевого» и поэтому полагается малым. Магнитное поле черпает энергию из кинетической энергии движения среды и, поскольку считается малым, не влияет на само течение. Со временем генерации амплитуда поля вырастает и кинематическое приближение теряет силу, а потери энергии и деформация течения прекращают рост амплитуда – наступает насыщение динамо.

Для вычислений применялся собственный численный пакет программ, использующий конечно-разностные схемы высоких порядков, как по пространству, так и по времени. В силу гладкости получаемых решений хорошая точность достигается на умеренных сетках (отклонения <5% при изменении сетки от 32^3 до 64^3). Расчёт проводился до сходимости для каждого набора параметров и перебора множества наборов параметров, поэтому полезным оказывается распараллеливание кода. Вычисления проводились на кластерах УрО РАН: Triton в ИМСС УрО РАН и Uran в ИММ УрО РАН.

Вычисления показали, что возможен динамо-эффект в течениях с отношением интенсивности вторичного течения к интенсивности основного потока $\chi > 0.25$. Критическое магнитное число Рейнольдса Rm_{cr} , которое определяет минимальную интенсивность течения для возникновения эффекта генерации, при этом сильно зависит от формы течения (см.

рис. 1), а также от проводящих свойств жидкости и стенок канала (аналогично [4]).

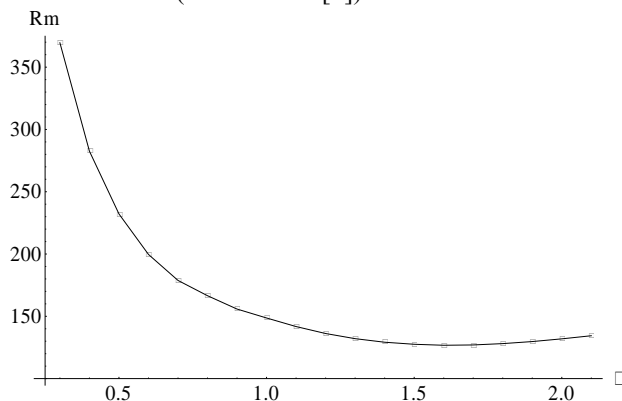


Рис. 1. Зависимость порога генерации магнитного поля от геометрического параметра течения

Магнитное поле генерируется в виде двух переплетённых динамо-волн. Генерация начинается в областях с наибольшим градиентом скорости – около стенок, и затем распространяется потоком вдоль винтовых траекторий. Характеристики динамо-волн также зависят от геометрии потока и интенсивности течения.

Тепло в таком магнитогидродинамическом течении выделяется в результате двух механизмов: вязкого трения и эффекта Джоуля за счёт индуцируемых токов. Оба эффекта связаны с наибольшим градиентом скорости течения, но омическое тепло распределено существенно трёхмерно в силу трёхмерности индуцируемого поля. В докладе будут приведены распределения обоих источников тепла. Засчёт омического сопротивления электромагнитное поле теряет энергию, и рассмотрение соотношения рассеяния энергии поля и притока энергии от течения может дать оценку начала момента насыщения.

1. Dean, W. R. Fluid motion in a curved channel. // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Proc. Roy. Soc., 1928. – V. 121. – 402-420 pp.
2. Ponomarenko, Y. B. On the theory of the hydromagnetic dynamo. // JAMTP, 1973. – V. 14. – 775-778 pp.
3. Moss, D. Numerical simulation of the Gailitis dynamo // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics. – 2006. – V. 100. – Pp. 49-58
4. Chupin, A.; Frick, P. & Stepanov, R. The screw dynamo in a thick torus // Astronomische Nachrichten, 2011. – V. 332. – 11-16 pp.

Работа поддержана РФФИ (грант № 16-31-00464).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОТОКА В МОДЕЛИ ВИХРЕВОЙ ТОПКИ

Ануфриев И.С.¹, Глушков Д.О.², Папулов А.П.^{1,3}, Шадрин Е.Ю.¹

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

² Томский политехнический университет, Томск

³ Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: evgen_zavita@mail.ru

Одним из перспективных источников производства электрической и тепловой энергии в настоящее время является сжигание распыленного угольного топлива в вихревом потоке. Закрутка потока в топочной камере приводит к интенсификации процессов теплопереноса за счет усиления перемешивания и увеличения времени пребывания частиц топлива в камере сгорания. Одним из основных этапов при проектировании нового энергетического оборудования, использующего вихревые технологии, является анализ нестационарных эффектов, которые могут негативно сказываться на процессе сжигания топлива и работе котельного агрегата в целом.

В данной работе, в продолжение предыдущих работ [1], экспериментально исследованы пульсационные характеристики закрученного потока в изо-термической воздушной модели вихревой топki с верхне-расположенным первичным и вторичным дутьем (см. рис. 1). Ее отличительными особенностями являются: вертикальное расположение дополнительных горелок в верхней части камеры сгорания; наличие «козырька» под основными соплами для предотвращения выноса реагирующего потока из камеры сгорания.

Исследования пульсаций скорости проведены при помощи двухкомпонентного лазерного доплеровского анемометра (ЛАД-06), разработанного в ИТ СО РАН. Данная измерительная система позволяет получить информацию о пульсациях компонент вектора скорости в заданной точке с хорошим временным разрешением (частота измерений до 3 кГц). Данные были получены в различных точках исследуемой модели при различных режимных параметрах: варьировалось соотношение расходов через основные и дополнительные сопла, а также изменялась начальная скорость. Измерения проводились в течение 5 минут, для того, чтобы выявить и низкочастотные пульсации. На основе полученных данных построены спектры пульсаций компонент вектора скорости, проведено сопоставление результатов для различных режимных параметров.

Исследование пульсаций давления проведено при помощи анализатора шума Brüel&Kjær, который позволяет измерять высокочастотные колебания давления (до 100 кГц), при этом обладает малой чувствительностью к низкочастотным пульсациям (менее 10 Гц). Измерения проводились одновременно с измерениями скорости. Для минимизации влияния, оказываемого данным прибором на исследуемый поток, использовался металлический отборник – тонкостенная трубка с диаметром 2.2 мм и длиной 160 мм. Передаточная функция отборника представлена в работе [2], где показана его применимость без коррек-

тировки до частот ~100 Гц. Измерения проводились на оси цилиндрической вихревой камеры сгорания ($x = y = 160$ мм) в различных сечениях вдоль этой оси (по центру сопла и в плоскости симметрии между соплами и др.). Сигнал, получаемый с датчика, оцифровывался с помощью АЦП (L-CARD E14-440) и затем сохранялся на компьютере для дальнейшего применения процедуры быстрого преобразования Фурье.

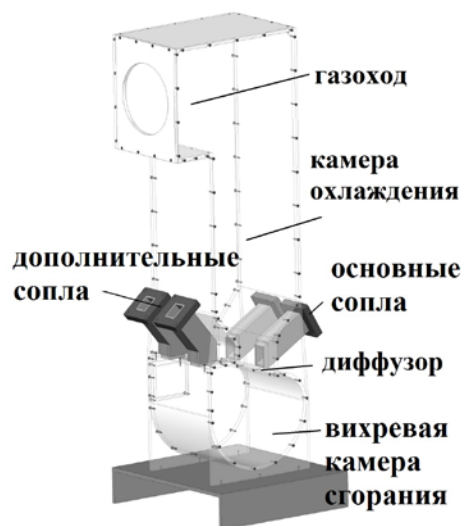


Рис. 1. Схема модели усовершенствованной вихревой топki с верхне-расположенным вторичным дутьем.

Полученные результаты позволили выявить основные нестационарные эффекты в исследуемой конструкции вихревой топki.

1. Ануфриев И.С., Стрижак П.А., Чернецкий М.Ю., Шадрин Е.Ю., Шарыпов О.В. Аэродинамика перспективной конструкции вихревой топki // Письма в Журнал Технической Физики. – 2015. – Т. 41, № 15. – С. 25–32.
2. Litvinov I.V., Shtork S.I., Kuibin P.A., Alekseenko S.V., Hanjalic K. Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2013. Vol.42. pp. 251–264.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-38-50049-«мол_нр»).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАССОПЕРЕНОСА В ЗАКРУЧЕННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПЛАМЕНИ

Шараборин Д.К.^{1,2}, Абдуракипов.С.С.^{1,2}, Дулин В.М.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: sharaborin.d@gmail.com

В работе детально исследован теплообмен в закрученном турбулентном пламени с использованием панорамных оптических методов. Для измерений были использованы методы анемометрии по изображениям частиц (англ.: particle image velocimetry, PIV) и регистрации интенсивности спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) молекулами азота.

Для измерений полей скорости использовалась скоростная стереоскопическая PIV система, состоящая из двух объединенных импульсных Nd:YLF лазеров (2×20 мДж с частотой 2 кГц) и пары КМОП камер (1.2 Мпикс). Система работала в двухкадровом режиме с частотой измерений в 770 Гц (размер кадра 1280×256 , 10 бит). Задержка между двумя вспышками, определяющая смещение частиц на паре кадров, составляла 40 мкс. Для проведения измерений в пламени камеры были оснащены узкополосными фильтрами, пропускающими излучение в диапазоне не шире 532 ± 10 нм. Для расчета поля мгновенной скорости трассеров было использовано ПО «ПОЛИС».

Для измерений полей счетной концентрации в газовом реагирующем потоке применялся метод на основе регистрации 2D распределения интенсивности СКР молекул азота, практически не участвующих в химической реакции. В качестве зондирующего излучения использовалась вторая гармоника импульсного Nd:YAG лазера (532 нм, энергия импульса 690 мДж). С использованием коллимирующей оптики лазерный луч разворачивался в нож шириной 45 мм и толщиной менее 0.8 мм в измерительной области. Регистрация распределения сигнала осуществлялась интенсифицированной ПЗС камерой с динамическим диапазоном 16 бит, которая работала в режиме накопления по 250 импульсам лазера, время экспозиции для каждого импульса составляло 30 нс. Осреднение производилось по 50 измерениям. Сигнал СКР для стоксовой линии азота регистрировался на длине волны 607,3 нм.

С использованием метода 2D СКР и PIV системы проведено исследование влияния горения на структуру среднего течения и на неоднородность распределения плотности в пламени предварительно перемешанной пропано-воздушной смеси с умеренной закруткой ($S = 0.41$) потока (см. рис. 1(б)).

Поле средней скорости (см. рис. 1(а) и (в)) для потока без горения и с горением, коэффициент избытка топлива $\varphi = 0.7$. Результаты PIV измерений показали, что для потока характерно наличие двух слоев смешения: внешнего слоя между основным потоком смеси и окружающим воздухом, и внутреннего вокруг области торможения потока.

Анализ пространственного распределения счетной концентрации молекул азота в закрученном пропано-воздушном пламени (см. рис 1(г)) выявил при-

сутствие области пониженной плотности в зоне торможения потока на оси струи (за фронтом пламени), а также во внешнем слое смешения.

В полнотекстовой статье будет более детально описан экспериментальный стенд, измерительное оборудование и обработка сигнала. Будут даны оценки интенсивности молекулярного и турбулентного переноса, а также адвекции средним течением.

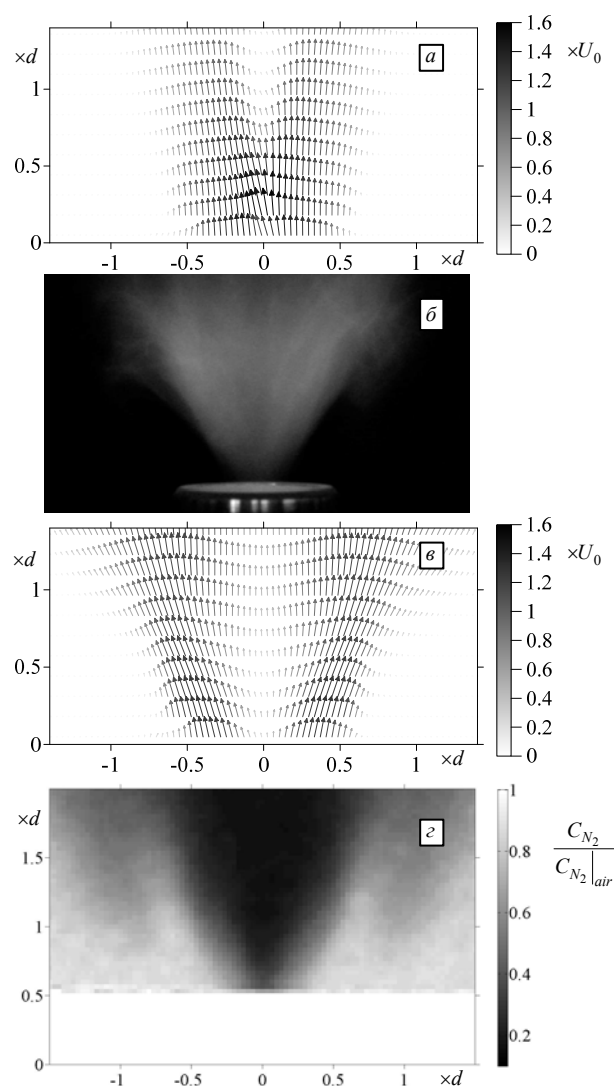


Рис. 1. Поле средней скорости для потока без горения и с горением (а) и (в), фотография пламени (б) и пространственное распределение счетной концентрации молекул азота (г) в пламени ($S = 0.41$, $\varphi = 0.7$)

Работа поддержана РФФ (проект № 16-19-10566).

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН НА ПОЛЫНЬЕ С УСЛОВИЕМ КРУГОВОЙ СИММЕТРИИ.
ВЛИЯНИЕ НЕРОВНОСТЕЙ ДНА**

Шемелина В.О.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

E-mail: vik.shemelina@gmail.com

В рамках линейной теории длинных волн на мелкой воде проведены исследования собственных и квазисобственных изгибно-гравитационных колебаний круглой упругой плавающей на поверхности жидкости пластины с полынью в бассейнах с осевой симметрией. Проведены сравнения собственных частот ограниченного бассейна и квазисобственных частот неограниченного бассейна, изучено влияние геометрических размеров бассейна и формы дна на собственные частоты.

В работе приняты предположения: граница пластины свободна от перерезывающих сил и изгибного момента; жидкость однородная, несжимаемая и невязкая; между пластиной и свободной поверхностью пространства нет.

Рассматриваются следующие два типа неровностей дна бассейна: дно бассейна имеет неровность под полынью в виде возвышенности, круговая симметрия сохраняется и дно бассейна имеет неровность под полынью с наклоном α .

Область воды делится на область под пластиной и открытую воду. Колебания предполагаются установившимися для всех областей. Для установившихся колебаний основное уравнение в области пластины имеет вид:

$$\left[D\Delta^3 + \rho g \left(1 - \frac{\omega^2 M}{\rho g} \right) \Delta + \rho g K^2 \right] \phi_1 = 0,$$

где ω – собственная частота, ϕ_1 – потенциал скорости в области пластины, D – изгибная жесткость пластины, M – масса на единицу поверхности, g – гравитационное ускорение, K – волновое число.

В области открытой воды (полынь) потенциал скорости удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\Delta \phi_2 + K^2 \phi_2 = 0,$$

где ϕ_2 – потенциал скорости в области полыни.

В области с наклонным неоднородным дном для потенциала выполняются уравнение:

$$\Delta \phi_3 + K^2 \phi_3 + \frac{\partial}{\partial r} \ln(h) \frac{\partial}{\partial r} \phi_3 = 0,$$

где ϕ_3 – потенциал скорости в области полыни с наклонным дном.

В качестве граничных условий используем условия сохранения давления и массы на контуре пластины [1], условие непротекания для ограниченного бассейна, условие излучения для неограниченного бас-

сейна, а также равенство нулю перерезывающей силы и изгибного момента [2].

Решение основных уравнений в области пластины и полыни дают представления потенциалов в виде:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \sum_{n=0}^{\infty} e^{in\theta} \sum_{m=1}^3 C_{1m}^{(n)} I_n(\tau_{1m} r) + B_{1m}^{(n)} K_n(\tau_{1m} r), \\ \phi_2 &= \sum_{n=0}^{\infty} [C_4^{(n)} J_n(K_2 r) + C_5^{(n)} Y_n(K_2 r)] e^{in\theta}, \\ \phi_3 &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[C_6^{(n)} J_{\sqrt{(2n)^2+1}} \left(2\omega \sqrt{\frac{1}{gtg\alpha}} \sqrt{r} \right) + \right. \\ &\quad \left. + C_7^{(n)} Y_{\sqrt{(2n)^2+1}} \left(2\omega \sqrt{\frac{1}{gtg\alpha}} \sqrt{r} \right) \right] e^{in\theta}, \end{aligned}$$

где I_n, J_n, Y_n, K_n – функции Бесселя.

В настоящей работе представлена методика численно-аналитических исследований собственных и квазисобственных изгибно-гравитационных колебаний плавающей упругой пластины с полынью в приближении длинных волн на мелкой воде.

Исследована зависимость собственных частот от размеров бассейна и от изменения радиуса пластины и полыни. Получено, что собственные частоты уменьшаются при увеличении радиуса бассейна, а также при увеличении радиуса полыни.

Проведены исследования зависимости собственных частот от геометрических размеров неровностей дна. Получено, что при увеличении возвышенности дна собственные частоты уменьшаются.

Найдены выражения для изгибного поля в пластине и волнового поля в жидкости. При увеличении номера решения (гармоники) и углового порядка моды увеличивается количество точек перегиба, соответственно изгибно-гравитационные формы колебаний становятся более рифлеными. Пучности изгибных моментов позволяют прогнозировать возможные разрушения.

При помощи разработанных численно-аналитических методов проведены исследования зависимости от геометрических параметров задачи вида собственных и квазисобственных изгибно-гравитационных колебаний для первых мод.

1. Stoker J.J. Water waves. New York: Interscience, 1957. (Стокер Дж. Волны на воде. Пер. с англ. под редакцией Лаврентьева М.А., Моисеева Н.Н. изд. Иностранной литературы, Москва, 1959).
2. Timoshenko S, Woinowsky-Krieger S. Theory of plates and shells. New York: McGraw-Hill, 1959. (Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С. Пластины и оболочки. Пер. с англ. – 3-е изд. – М.: ЛИБРОКОН, 2009, 640с).

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ PIV И LIF ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОТОКА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПАССИВНОЙ
ПРИМЕСИ В СЛЕДЕ ЗА ЦИЛИНДРОМ, РАСПОЛОЖЕННОМ В УЗКОМ КАНАЛЕ**

Шестаков М.В.¹, Ульшин Н.В.², Маркович Д.М.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: mvsh@itp.nsc.ru

Квази-двумерные ограниченные турбулентные сдвиговые течения реализуются в различных технологических устройствах и теплообменных аппаратах в атомной энергетике. Данный класс течений является крайне сложным для численного моделирования и эксперимента вследствие сильной анизотропии течения. Основной особенностью ограниченных сдвиговых квази-двумерных течений является формирование крупномасштабных квази-двумерных вихревых структур. Исследование влияния квази-двумерных вихревых структур на массоперенос представлены в работах [1,2,4]. В работах [3, 5] было показано, что в квази-двумерных ограниченных сдвиговых течениях формируются продольные вихревые структуры, масштаб которых сравним с крупномасштабными вихревыми структурами. Роль продольных вихревых структур на процессы тепло- и массообмена в квази-двумерных ограниченных турбулентных сдвиговых течениях не исследована и требует детального изучения.

Экспериментальными методами, позволяющими получать пространственные распределения скорости температуры и концентрации потоке, являются метод Particle Image Velocimetry (PIV) и метод Laser Induced Fluorescence (LIF) [1,2,4,5].

В работе для исследования влияния вихревой структуры потока на распределение пассивной примеси в следе за цилиндром, расположенным в узком канале, одновременно использовались метод PIV и метод LIF. Измерительная система представляла собой блок сопряжения камер с дихроичным зеркалом, двух цифровых 1 МПикс камер, синхронизатора и твердотельного Nd:YAG лазера. Частота измерений равнялась 500 Гц. Число Re_δ варьировалось от 500 до 1500. Для расчета мгновенной концентрации красителя проводилась калибровка, в результате которой определялась зависимость интенсивности излучения флуорофора от его концентрации. Рабочий участок представлял собой канал шириной $20d$ и длиной $39d$, где $d = 10$ мм диаметр цилиндра, образованный двумя плоскопараллельными пластинами расположенными на расстоянии $h = 4$ мм друг от друга. Цилиндр был расположен на центральной линии канала на расстоянии $25d$ от выхода из канала. Рабочей жидкостью являлась дистиллированная вода, в качестве пассивной примеси использовался раствор флуорофора Родамин 6Ж.

Измерения полей скорости и полей концентрации проводились в двух сечениях: в сечении, равноудаленном от стенок канала, и вблизи стенки.

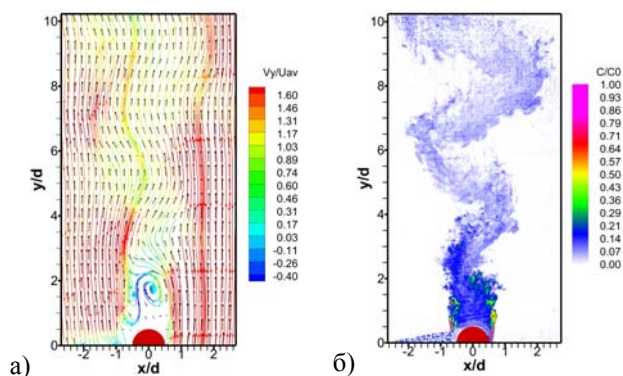


Рис. 1. а) Мгновенное поле скорости, б) мгновенное распределение концентрации, полученные в один момент времени

В результате экспериментов проведена визуализация потока. С помощью метода LIF и PIV получена база данных мгновенных двухкомпонентных полей скорости (рис. 1 а) и мгновенных распределений концентрации (рис. 1 б). На основании мгновенных распределений скорости и концентрации были рассчитаны распределения средней скорости и средней концентрации. Полученные данные могут быть использованы для расчета смешанных моментов и корреляций скорость-концентрация, а также для верификации численных расчетов тепло- и массообмена в квази-двумерных ограниченных турбулентных сдвиговых течениях.

1. T. Dracos, M. Giger, G.H. Jirka. Plane turbulent jets in a bounded fluid layer J Fluid Mech. 1992. V 241. P. 587-614.
2. C.F. v. Carmer. Shallow turbulent wake flows: Momentum and mass transfer due to large-scale coherent vortical structures. Dissertation 2005. University Karlsruhe.
3. L. Meyer. From discovery to recognition of periodic large scale vortices in rod bundles as source of natural mixing between subchannels—A review Nuclear Engineering and Design 2010. V 240, No. 6. P. 1575–1588.
4. J.R. Landel, C.P. Caulfield, A.W. Woods. Meandering due to large eddies and the statistically self-similar dynamics of quasi-two-dimensional jets. 2012. J Fluid Mech. V. 692. P.347–386.
5. M.V. Shestakov, R.I. Mullyadzhyanov, M.P. Tokarev, K. Hanjali'c, D.M. Markovich. Modulation of large-scale meandering and three-dimensional flows in turbulent slot jets. 2016 J. Engin. Thermophys. V. 25. No.2 P. 159-165.

Работа поддержана РФФ (грант № 14-19-0168).

Шестаков М.В.¹, Маркович Д.М.^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный университет

E-mail: mvsh@itp.nsc.ru

В настоящее время для развития и проектирования современных ядерных реакторов используют численные методы, основанные на трехмерном моделировании процессов, происходящих в тепловыделяющих сборках (ТВС). Основными термогидродинамическими характеристиками, определяющими поведение теплоносителя, являются мгновенные трехмерные поля давления, скорости и температуры. Вычислительные мощности пока еще не позволяют с помощью прямого численного моделирования DNS производить 3D расчеты реальных геометрий ТВС при высоких скоростях теплоносителя. В результате для расчета термогидродинамических характеристик применяют методы LES, URANS и RANS, а также их гибриды, основанные на различных моделях замыкания [1,2].

Развитие методов 3D моделирования требует верификации, основанной на экспериментальных данных пространственных трехмерных распределений основных переменных. Оптимальными экспериментальными методами, позволяющими верифицировать данные 3D моделирования с необходимым пространственным разрешением, являются бесконтактные методы на основе анемометрии по изображениям частиц Particle Image Velocimetry (PIV). Число работ, в которых используется метод PIV для верификации CFD расчетов в различных конфигурациях ТВС, постоянно увеличивается.

В данной работе экспериментально исследовалась вихревая структура течения, формирующаяся при обтекании изотермическим турбулентным потоком модели ТВС, состоящей из 19 стержней с проволочной навивкой. Эксперименты проводились в оптически прозрачном рабочем участке, представляющем собой цилиндрический канал с 19 элементами – имитаторами твэлов. Между собой элементы образуют гексагональную плотную упаковку с соотношением $P/D = 1.077$. Для получения экспериментальной базы данных о всех трех мгновенных компонентах скорости использовались две модификации метода PIV: метод micro-PIV и эндоскопический PIV метод высокого пространственного разрешения. Измерения мгновенных полей скорости проводились в поперечных и продольных сечениях потока, которые располагались вблизи центрального элемента. Эксперименты проводились для трех чисел Рейнольдса ($Re = 6\ 500, 13\ 500$ и $22\ 000$).

В результате проведенных экспериментов были измерены мгновенные поля скорости, на основании которых были рассчитаны осредненные поля скорости и

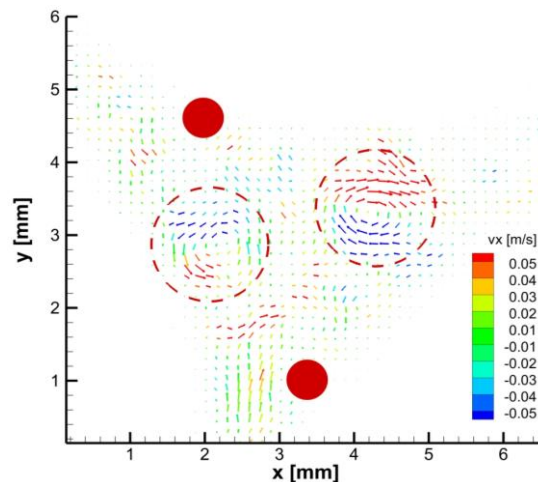


Рис. 1. Мгновенное поле скорости в поперечном сечении пучка твэлов

пульсаций скорости. Показано, что в осредненной структуре потока образуются вторичные течения, которые локализованы за дистанционирующей навивкой и присутствуют вдоль всего твэла. Анализ последовательных распределений мгновенной скорости в поперечных сечениях показал, что характер течения является сильно нестационарным с образованием крупномасштабных продольных вихревых структур (рис. 1). Определены характерные времена и масштабы крупномасштабных вихревых структур. В результате применения двух модификаций метода PIV была получена база экспериментальных данных всех трех компонент скорости с высоким пространственным разрешением. База экспериментальных данных может использоваться для развития и верификации численных моделей и алгоритмов.

1. X. Zhang, S.D. Yu Large eddy simulation of turbulent flow surrounding two simulated CANDU fuel bundles // Nuclear Engineering and Design 2011. V. 241, No. 9. P. 3553–3572.
2. J. Bakosia, M.A. Christona, R.B. Lowriea, L.A. Pritchett-Sheatsa, R.R. Nourgalievb, Large-eddy simulations of turbulent flow for grid-to-rod fretting in nuclear reactors // Nuclear Engineering and Design. 2013. V. 262. P. 544–561.
3. E.E. Dominguez-Ontiveros, Y.A. Hassan Non-intrusive experimental investigation of flow behavior inside a 5×5 rod bundle with spacer grids using PIV and MIR // Nuclear Engineering and Design 2009. V. 239, No. 5, P. 888–898.
4. N.A., Y.A. Hassan Measurements of jet flows impinging into a channel containing a rod bundle using dynamic PIV // Int. J. of Heat and Mass Transfer 2009. V. 52, No. 23–24. P. 5479–5495.
5. S.-H. Lee, J.H. Kim, H.J. Sung PIV measurements of turbulent boundary layer over a rod-roughened wall International // Journal of Heat and Fluid Flow 2008. V. 29, No. 6. P. 1679–1687.

Работа поддержана РФФИ (грант 15-08-99617 а).

ТЕПЛОМАСООБМЕН ПРИ ИСПАРИТЕЛЬНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПОРИСТОЙ ПЛАСТИНЫ

Макарова С.Н.^{1,2}, Шибяев А.А.^{1,2}

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

² Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск

E-mail: snmakarova@itp.nsc.ru

В авиационной технике и теплоэнергетике широкое распространение получили процессы тепломассообмена при фазовых переходах. Достаточно указать на процессы испарительного и сублимационного охлаждения, которые используются в качестве эффективной теплозащиты лопаток газотурбинных двигателей. Повышение эксплуатационной надёжности охлаждаемых турбинных лопаток является важной научно-технической задачей.

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования тепломассообмена при испарении двухкомпонентной жидкости вода/этанол в воздушный поток. Одной из проблем при проведении экспериментов является контроль теплопритоков в кювету, поскольку испарение приводит к существенному понижению температуры жидкости. Для приближения к адиабатическим условиям испарения рабочий участок аэродинамической трубы был оснащён системой термостабилизации пористой вставки с обратной связью замкнутой на температуру поверхности испарения. Температура жидкости в кювете поддерживалась равной температуре поверхности испарения за счёт охлаждения кюветы термоэлектрическими модулями Пельтье. Пористые пластины размером 100x150x10 мм изготавливались из сверхчистого кварцевого волокна. Схема рабочего участка представлена на рис. 1.

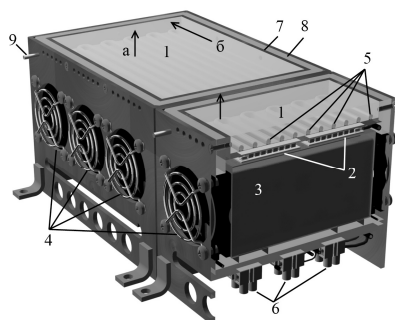


Рис. 1. Схема рабочего участка: 1 - пористые пластины; 2 - элементы Пельтье; 3 - радиаторы; 4 - вентиляторы; 5 - трубка подвода жидкости; 6 - электрокоммутационный блок; 7 - кювета; 8 - теплоизоляция; 9 - подводящий патрубков; а - направление потока испаряющейся жидкости; б - направление набегающего потока воздуха.

Эксперименты проведены в дозвуковой аэродинамической трубе открытого типа с поперечным сечением на срезе сопла 108x108 мм. Скорость потока на выходе из сопла u_0 поддерживалась равной 2 м/с, степень турбулентности не превышала 2%. Массовая концентрация этанола K_L в растворе изменялась от 0 до 93,1%. Верхний предел концентрации ограничен точкой азеотропы раствора при нормальном давлении. Результаты исследований приведены в таблице (температуры указаны в °С).

$K_L, \%$	t_0	t_e	t_w	t_w^{sym}	$\delta^r, ^\circ$	t_w^r
0	21,0	26,4	8,8	5,5	968	9,0
46,8	21,4	25,4	3,0	-0,1	749	4,5
75,6	22,6	26,4	4,7	1,5	422	4,7
93,1	21,5	26,2	4,5	1,7	397	5,6
93,1	24,5	29,8	6,6	2,9	330	6,2

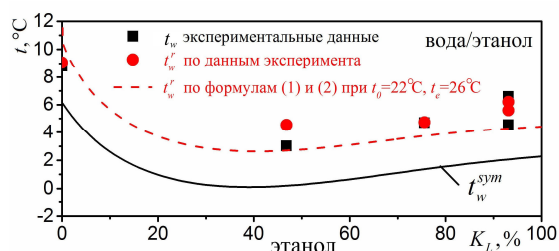


Рис. 2. Температура поверхности пористой пластины в зависимости от состава бинарной жидкости.

Из таблицы и рис. 2 видно, что экспериментально полученные значения температуры поверхности испарения t_w отличаются от температуры t_w^{sym} , рассчитанной на основе подобия процессов тепло- и массообмена [1]. Как известно [2], существенное влияние на температуру поверхности испарения может оказывать подвод тепла за счёт излучения. В проведённых экспериментах температура элементов конструкции стенда, окружающих рабочий участок, была равна t_e . Влияние излучения может быть учтено в законе подобия [1] следующим образом:

$$t_w^r = t_0 - \left(K_{1w} Le_1^m / K_{3w} + K_{2w} Le_2^m / K_{3w} \right) (r/c_{p0} - \delta^r), \quad (1)$$

где $\delta^r = \epsilon_{eff} \sigma (T_e^4 - T_w^4) / j_w c_{p0}$ - поправочный коэффициент, зависящий от интенсивности лучистого теплообмена и интенсивности испарения. Средняя интенсивность испарения j_w определялась экспериментально, что позволило рассчитать температуру поверхности испарения t_w^r по формуле (1), пользуясь только данными эксперимента (круги на рис. 2). Интенсивность испарения может быть определена и теоретически из законов массообмена для компонентов смеси в стандартных условиях. При ламинарном режиме $A=0,664$; $n=0,5$; $m=2/3$:

$$\frac{j_w}{\rho_0 u_0} = \frac{A}{Re_L^n} \left(\frac{K_{1w}}{K_{3w} Sc_1^m} + \frac{K_{2w}}{K_{3w} Sc_2^m} \right). \quad (2)$$

Расчёт по формулам (1) и (2) при $t_0=22^\circ\text{C}$ и $t_e=26^\circ\text{C}$ представлен на рис. 2 пунктирной линией.

- Макаров М.С., Макарова С.Н. Тепломассообмен при адиабатическом испарении бинарных зееотропных растворов // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 1. С. 23-32.
- Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И. Конвективный тепломассообмен при испарении жидкости в газовый поток // Изв. СО АН СССР. Сер. тех. науки. 1985. №16, вып. 3 С. 13-22.

Работа поддержана Российским научным фондом
(грант № 16-19-10325).

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ В ДВУХКАСКАДНОЙ ТРУБЕ ЛЕОНТЬЕВА

Макаров М.С., Макарова С.Н., Шibaев А.А.

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

E-mail: msmakarov@itp.nsc.ru

Труба Леонтьева является одним из известных устройств энергоразделения газовых потоков. В таких устройствах 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. Теоретически показано, что эффективность энергоразделения определяется температурой восстановления со стороны сверхзвукового потока при его адиабатном истечении из резервуара. Для снижения этой температуры используются газовые смеси с малым числом Прандтля (гелий-ксенон, водород-ксенон). Экспериментальные исследования теплообмена в *одиночной трубе Леонтьева* с центральным цилиндрическим каналом показали возможность энергоразделения воздушного потока [1]. Получены данные о распределениях давления, температуры и числа Маха в проточных частях установки. Результаты численных исследований энергоразделения в *одиночной трубе Леонтьева* представлены в работе [2].

В данной работе проведено численное исследование энергоразделения в *двухкаскадной трубе Леонтьева* с центральным и периферийным (кольцевым) сверхзвуковыми соплами. Такая конфигурация позволяет увеличить площадь холодной стенки, омываемой дозвуковой частью потока, и увеличить расход охлаждаемого газа. В качестве рабочего тела рассматривался воздух ($\text{Pr} = 0,71$) и гелий-ксеноновая смесь с массовой концентрацией гелия 5% ($\text{Pr} = 0,22$). На рис. 1 представлена схема течения, геометрия расчётной области и основные параметры задачи.

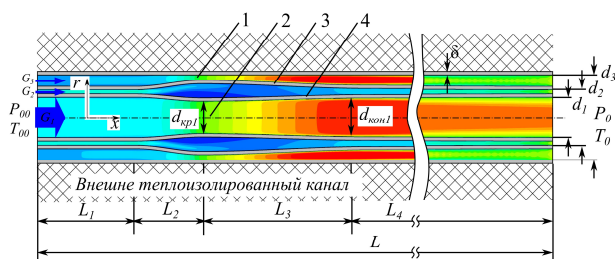


Рис. 1. Схема течения, геометрия расчётной области и основные параметры для моделирования течения в двухкаскадной трубе Леонтьева: 1 – сверхзвуковое кольцевое сопло, 2 – сверхзвуковое центральное сопло, 3 – внешняя стенка дозвукового канала, 4 – внутренняя стенка дозвукового канала.

Расчётное число Маха для сверхзвуковых каналов составляло 2, максимальный расход – 200 г/с. Максимальный расход через дозвуковой канал – 100 г/с.

Поток формировался в медной трубе с внешним диаметром 27,2 мм и толщиной стенки 1 мм. Внутренний диаметр центрального медного сопла на входе и выходе – 12,1 мм, диаметр критического сечения $d_{кр1} = 9,8$ мм. Критическое сечение для кольцевого сопла имело диаметр 20 мм. Внешний диаметр дозвукового канала $d_2 = 16,5$ мм. Расширяющиеся части сопел имели коническую форму ($L_4 = 150$ мм) с плавным сопряжением в критическом сечении с сужающейся частью ($L_3 = 50$ мм). $L_1 = 30$ мм, $L_2 = 20$ мм.

На рис. 2 приведены распределения числа Маха и температуры торможения гелий-ксеноновой смеси в процессе энергоразделения. Видно, что сверхзвуковая часть потока прогревается за счёт охлаждения дозвуковой части.

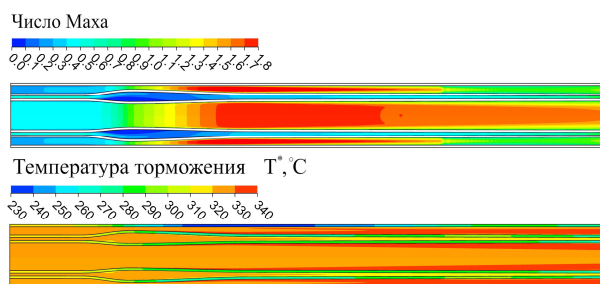


Рис. 2. Поле числа Маха (сверху) и поле температуры торможения (снизу) при энергоразделении гелий-ксеноновой смеси в двухкаскадной трубе Леонтьева: давление в ресивере 7,5 атм., температура 327 °С.

Получено, что в двухкаскадной трубе Леонтьева максимальный коэффициент температурной эффективности достигается при меньших значениях давления в ресивере, чем в одиночной трубе. В целом эффективность двухкаскадной трубы Леонтьева оказалась ниже одиночной трубы при высоких давлениях (более 4,5 атм.), а при низких давлениях, напротив, выше. Для исследованной конфигурации двухкаскадной трубы максимальные значения коэффициента температурной эффективности и адиабатного КПД составили 25% и 5%, соответственно. Это ниже, чем для одиночной трубы Леонтьева, но так как расход охлаждаемого газа в этой конфигурации в 6 раз больше, то тепловая мощность двухкаскадной трубы оказалась выше в 2,5 раза.

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. 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.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-04203а.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СНАРЯДНОГО РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОКАНАЛЕ Т-ТИПА

Ковалев А.В.^{1,2}, Ягодницкая А.А.^{1,2}, Бильский А.В.^{1,2}

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

² Новосибирский государственный университет

E-mail: yagodnitsinaAA@gmail.com

За последние несколько лет было показано, что микрореакторы обладают большими преимуществами в различных приложениях: химической промышленности, биотехнологиях, фармацевтической промышленности и медицине [1-2]. Микрореакторы могут использоваться как инструмент исследования для разработки новых катализаторов и процессов, так и в промышленных масштабах. Развитие клинических диагностических устройств на основе микрореакторов, используемых в медицине и биомедицине, идет в направлении полной интеграции, множеству исследований на одном чипе (ПЦР-амплификация, клеточный лизис, сепарация и распознавание). Для несмешивающихся жидкостей снарядный режим течения является характерным и оптимальным для проведения реакции. При таком типе течения тепло-массоперенос происходит за счет конвекции внутри снаряда [3] и диффузии на линии границы фаз. Массоперенос при этом интенсифицируется благодаря циркуляции жидкости внутри снарядов.

В настоящей работе с помощью визуализации и бесконтактного метода измерения полей скорости *micro-PIV* исследуется снарядный режим течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах Т-типа прямой и криволинейной формы с гидравлическим диаметром 267 мкм. Эксперименты по визуализации снарядного режима течения проведены для различных наборов жидкостей: керосин – вода, парафиновое масло – вода и парафиновое масло – касторовое масло. Таким образом, в эксперименте варьировались такие физические параметры, как вязкость, плотность, межфазное поверхностное натяжение жидкостей, смачиваемость стенок канала жидкостями. Были построены зависимости длины (Рис. 1) и скорости снарядов от среднерасходной скорости смеси.

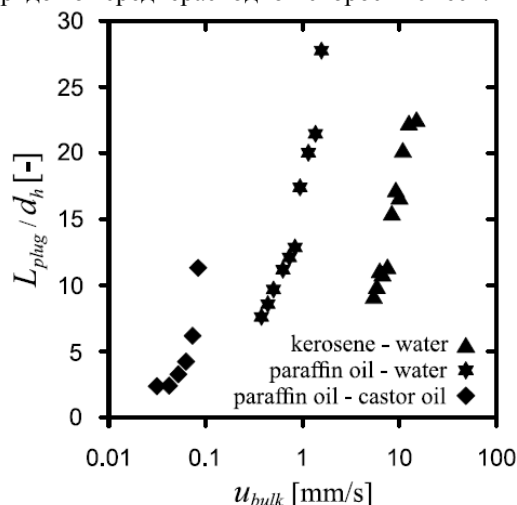


Рис. 1. Зависимость длины снарядов от среднерасходной скорости смеси для различных наборов жидкостей

Показано, что скорость снарядов пропорциональна среднерасходной скорости смеси, при этом коэффициент пропорциональности зависит от толщины пленки жидкости на стенках микроканала.

С помощью метода *micro-PIV* было проведено исследование структуры потока внутри снарядов, в том числе в области формирования снарядов, в прямых и криволинейных микроканалах (Рис.2). По полученным мгновенным полям скорости в снарядах рассчитана циркуляция внутри снарядов, построена зависимость циркуляции от среднерасходной скорости смеси.

Полученные экспериментальные данные имеют как практическое применение для проектирования и оптимизации микрореакторов и устройств *Lab-on-Chip*, так и фундаментальное, могут использоваться для верификации численных методов расчета течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах.

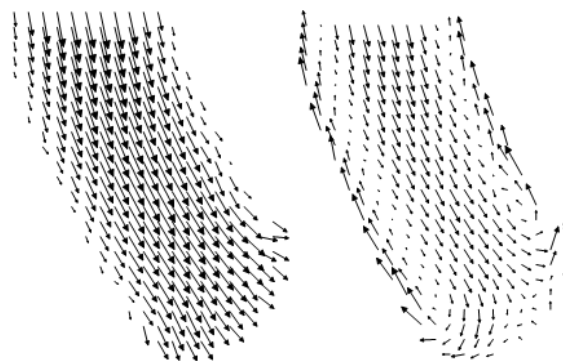


Рис. 2. Слева - поле скорости в снаряде в криволинейной части микроканала. Справа - поле скорости за вычетом скорости движения снаряда.

1. J. Benavides, O. Aguilar, B. Lapizco-Encinas, M. Rito-Palomares, Extraction and Purification of Bioproducts and Nanoparticles using Aqueous Two-Phase Systems Strategies, *Chem. Eng. Technol.* 31 (2008) 838–845.
2. T.M. Tran, F. Lan, C.S. Thompson, A.R. Abate, From tubes to drops: droplet-based microfluidics for ultrahigh-throughput biology, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 114004.
3. Burns, J.R., Ramshaw, C., The intensification of rapid reactions in multiphase systems using slug flow in capillaries. *Lab on a Chip* 1 (2001), 10–15.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10519).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БЕЗДИССИПАТИВНОГО МЕТОДА «КАБАРЕ» ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГАЗОДИНАМИКИ ГОРЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ

Иванов М.Ф., Киверин А.Д., Пиневич С.Г., Яковенко И.С.

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: yakovenko.ivan@bk.ru

Современные вычислительные методы являются одним из наиболее эффективных инструментов для решения сложных задач теплофизики и физической газодинамики. При этом непрерывный рост производительности вычислительных систем позволяет проводить расчеты на предельно подробных расчетных сетках, что обеспечивает высокую точность определения параметров локальных и стационарных процессов при использовании относительно простых алгоритмов, характеризующихся высокой степенью устойчивости. Однако, как с фундаментальной, так и с практической точки зрения, сегодня все больший интерес привлекают эволюционные задачи, охватывающие относительно большие пространственно-временные масштабы и характеризующиеся качественным изменением характера развития процесса. Накопление ошибки, всегда имеющей место при переходе к разностным уравнениям, при расчете эволюционных процессов может оказаться существенным, что в ряде случаев будет обеспечивать как количественные, так и качественные разногласия расчета с натурными наблюдениями. Современная вычислительная физика предлагает два пути преодоления обозначенной проблемы: повышение порядка аппроксимации или использование физически обоснованной коррекции решения при сохранении низкого порядка аппроксимации.

На сегодняшний день достаточно широкое распространение имеет первый подход, позволяющий проводить достаточно аккуратные расчеты квазистационарных течений. При этом, как показывает опыт, решение эволюционных задач, подразумевающих смену режимов развития процесса, оказывается затруднено тем, что более или менее точное воспроизведение различных режимов требует подбора разных процедур коррекции потоков. Так, например, при расчете процесса ускорения пламени и перехода от медленного горения к детонации даже в наиболее простом случае использования одноступенчатой модели кинетики горения и приближении постоянной теплоемкости оказывается затруднительным сформулировать единый алгоритм коррекции потоков при порядке аппроксимации выше второго. При использовании детальных кинетических и теплофизических моделей проблема адаптации методов высокого порядка существенно усложняется.

Менее широко распространенные методы низкого порядка аппроксимации (первого или второго), сформулированные таким образом, что процедура коррекции вводится естественным путем – так называемые бездиссипативные методы, с нашей точки зрения являются более перспективными для решения нестационарных и переходных процессов горения и

взрыва, равно как и других задач физической газодинамики. Одним из наиболее эффективных представителей класса бездиссипативных методов является метод «КАБАРЕ» [1, 2], разработанный своими авторами для решения широкого класса газодинамических задач в таких областях, как аэроакустика, конвекция и турбулентность. В рамках настоящего исследования этот подход был адаптирован для решения задач нестационарного горения и детонации. Для апробации работоспособности алгоритма при решении нестационарных задач горения и детонации на основе предшествующего многолетнего опыта [3] были сформулированы одно- и двухмерные тесты, направленные на выявление особенностей развития процессов воспламенения, горения в потоке и детонации.

Результаты проведенных тестов сравнивались с полученными ранее результатами расчетов с применением эйлерово-лагранжева метода [4] и в отличие от них показали малую и не растущую со временем роль схемной вязкости на структуру контактных разрывов в до- и сверхзвуковых потоках, более быструю (примерно в четыре раза) сходимость решения стационарных задач горения и детонации. Решение нестационарных задач воспламенения на фоне неоднородного распределения температуры и от локального распределенного во времени источника энергии показали существенную роль схемной вязкости при расчете процессов горения в нестационарных потоках, исключение которых при использовании нового бездиссипативного алгоритма позволило в явном виде более аккуратно выделить особенности развития переходных режимов горения, в которых на равнее с газодинамическими эффектами существенную роль играет кинетика горения. На основании проведенного исследования можно заключить о целесообразности использования разработанной методики при расчетно-теоретическом исследовании нестационарных процессов горения и взрыва.

1. В.М. Головинин, М.А. Зайцев, С.А. Карабасов, И.А. Короткин Новые алгоритмы вычислительной газодинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов / М.: Издательство Московского университета, 2013. - 472 с.
2. В.М. Головинин, А.А. Самарский Разностная аппроксимация конвективного переноса с пространственным расщеплением производной // Матем. моделирование, 1998, т. 10, №1, С. 86-100.
3. М.Ф. Иванов, А.Д. Киверин, Б.А. Клумов, В.Е. Фортов // УФН, 2014, т. 184:3, 247-264.
4. О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов Метод крупных частиц в газовой динамике / М.: Наука, 1982. 370 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Абаимов Н.А. Экспериментально-расчётные исследования и разработка воздушного поточного газификатора каменного угля для ПГУ-ВЦГ	3
Авдеев К.А. Импульсное детонационное горение в водомётных двигателях	4
Актершев С.П. Линейные волны на поверхности вертикального ривулета.....	5
Алексеев М.В. Особенности моделирования ударно-волновых и вихревых процессов при разгерметизации контуров с перегретым водяным теплоносителем.....	6
Ануфриев И.С. Тепловизионные исследования пламени при сжигании дизельного топлива с паровой газификацией.....	7
Байдаков В.Г. Предельные перегревы и растяжения твердых тел	8
Банщикова И.А. Закономерности ползучести металлических материалов при высоких температурах	9
Бараховская Э.В. Термокапиллярные деформации локально-нагреваемого слоя силиконового масла	10
Бекежанова В.Б. Микроконвекция в вертикальном канале при заданном тепловом потоке.....	11
Бекежанова В.Б. Влияние эффектов Дюфура и Соре на структуру возмущений двухслойного течения с испарением	12
Белоусов В.С. Аналитический расчет адиабатных процессов реальных газов.....	13
Беспалов В.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи от парогазовой смеси к пластине при конденсации водяных паров.....	14
Бобылев А.В. Характеристики пленочного течения при переходе к трехмерным волновым режимам	15
Борзенко Е.И. Математическое моделирование неизотермического заполнения плоского канала неньютоновской жидкостью	16
Большакова Е. С. К механизму взрывного извержения вулкана egebus - динамика структуры разрыва в кавитирующем слое	17
Бурмистрова О.А. Стационарные режимы вращающегося слоя жидкости на цилиндрической поверхности.....	18
Ваганова Н.А. Моделирование оптимальной эксплуатации геотермальной циклической системы.....	19
Васильев А.А. Иницирование смесей, обладающих разноразмерными структурами	20
Васильев А.Ю. Турбулентные конвективные течения в кубической полости	21
Вожаков И.С. Моделирование волновых процессов при истечении водяного теплоносителя со сверхкритическими начальными параметрами	22
Вожаков И.С. Моделирование эволюции нелинейных волн на поверхности стекающей пленки жидкости	23
Гасенко В.Г. Аномальные волны в газожидкостных смесях вблизи критической точки в приближении уравнения Гарднера.....	24
Гогонин И.И. Гидродинамика и теплообмен при кипении пленки, орошающей пучок горизонтальных труб	25
Гончарова О.Н. Исследование двухслойных течений жидкости и газа с испарением на границе раздела на основе точных решений трехмерных задач конвекции.....	26
Губайдуллин А.А. Акустическое течение с теплообменом.....	27
Давыдов М.Н. Моделирование разрушения жидкого кубика методом SPH	28
Дектерев А.А. Моделирование газовых пламен	29

Денисенко Н.С. Экспериментальное исследование течения вязкой жидкости в силиконовой модели артерии	30
Деревич И.В. Аэродинамика и теплообмен турбулентного потока газозвеси с экзотермическими химическими реакциями.....	31
Дехтярь Р.А. Устойчивость куполообразной пелены при натекании на пластину	32
Домаров П.В. Моделирование теплообмена в шахтной плазменно-резистивной печи.....	33
Дремов С.В. Экспериментальное исследование взаимодействия пары вихрей в тангенциальной вихревой камере.....	34
Егоров М.Ю. Интенсификация процессов в теплообменном оборудовании машзала АЭС.....	35
Егоров М.Ю. Сравнение особенностей рабочих процессов в горизонтальных и вертикальных парогенераторах АЭС с ВВЭР больших мощностей как основа выбора типа парогенератора на перспективу.....	36
Елистратов Д.С. Экспериментальное исследование гидратообразования фреона 134а в циклическом процессе кипения - конденсации	37
Жуков В.Е. Особенности разделения смесей жидкости в крупномасштабных дистилляционных колоннах со структурированной насадкой. Новые идеи и подходы	38
Жуков В.Е. Визуальное изучение распространения самоподдерживающегося фронта испарения в пределах толщины теплового слоя жидкости	39
Захаренков А.В. Экспериментальное исследование эффективности теплообмена на выпуклой поверхности кольцевого канала при наличии интенсификаторов различной геометрии	40
Зубарева А.Н. Динамическое сжатие и откольная прочность церия при давлениях до 6 Гпа	41
Иванов М.Ф. Математическое моделирование генерации ударно-волновых процессов в оптических световодах	42
Исаченко Е.А. Изучение испарения и динамики капли воды в миниканале	43
Кабов О.А. Высокоэффективные теплообменные системы нового поколения с микроканалами и наноструктурированными поверхностями.....	44
Карпов Д.И. Зависимость диэлектрической проницаемости от плотности и оценка напряженности поля инициирования разряда в воде	45
Картусова А.Ю. Анализ численных и экспериментальных исследований перепадов давлений в тракте выхлопного патрубка.....	46
Кашкаров А.О. Исследование прерывания детонационной волны за фронтом ударной в пластичном вв с использованием синхротронного излучения.....	47
Кашкаров А.О. Об особенностях режимов околопредельного инициирования насыпного взрывчатого вещества воздушной ударной волной и непроницаемым поршнем	48
Кашкарова М.В. Диффузия винтового вихря в нестационарной вязкой постановке.....	49
Кедринский В.К. Многофазные системы: Волновые процессы, динамика состояния и математические модели	50
Киверин А.Д. Критерии перехода медленного горения в детонацию в газообразных смесях.....	51
Кририченко Д.П. Испарение микрокапель жидкости, левитирующих над твердой поверхностью, нагретой до температуры насыщения.....	52
Кириченко Е.О. Исследование свойств различных поверхностей, применяющихся в испарительных системах.....	53

Князева А.Г. Кинетика усадки порошкового слоя при электронно-лучевой обработке	54
Колосов Г.Л. Линейное и нелинейное развитие контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое скользящего крыла при числах маха 2 и 2,5	55
Кондратьев А.В. Влияние схемы движения теплоносителей на гидравлическое сопротивление и теплоотдачу пара, конденсирующегося в наклонной трубе	56
Копьев Е.П. Влияние перегретого водяного пара на сжигание жидких углеводородов	57
Коробейников С.М. Стримеры и частичные разряды в воде.....	58
Королев П.В. Движение сверхтекучего гелия в канале с пористой вставкой.....	59
Кот В.А. Решение задач нестационарной теплопроводности на основе приближенных интегральных методов	60
Кравцов З.Д. Исследование импактной пропано-воздушной струи с горением методами PIV и OH PLIF	61
Крета А.С. Конвективные течения в слое жидкости в условиях воздействия потока газа.....	62
Крылов В.С. Исследование процесса конденсации пара с большим содержанием до 15-20% неконденсирующих газов	63
Крюков А.В. Использование машущего крыла для привода надводных и подводных судов.....	64
Кузнецов Г.В. Экспериментальное исследование температурных следов капель воды, движущихся через высокотемпературные продукты сгорания	65
Кузнецов В.А. Исследование процесса двухстадийной газификации пылеугольного топлива при гидродинамическом разделении потоков.....	66
Кузнецов В.А. Сравнительный анализ влияния моделей турбулентности на процесс образования оксидов азота при горении закрученного пылеугольного потока	67
Кузнецов Г.В. Численное моделирование тепловых режимов термосифонов	68
Куйбин П.А. Винтовые вихри: модели и наблюдения	69
Кулик В.М. Динамическая податливость многослойных покрытий	70
Куперштох А.Л. Моделирование частичных разрядов в цепочке газовых включений в конденсированных диэлектриках	71
Ларионов К.Б. Кинетика отдельных стадий процессов пиролиза и горения бурого угля	72
Ларионов К.Б. Теплофизические свойства композиционных топлив на основе традиционных и отходов лесопромышленного производства.....	73
Левин А.А. Модель пиролиза в ступенчатой схеме газификации низкосортных твердых топлив.....	74
Левин А.А. Динамика пристенного слоя жидкости в начальной стадии взрывного вскипания воды.....	75
Лежнин С.И. Формирование структур двухфазного потока	76
Лукашов В.В. Процессы преференциальной диффузии в диффузионных струйных пламенах	77
Лукашов В.В. Исследование масштабного фактора при организации псевдооживленного	78
Лукин В.П. Турбулентность и теплообмен в подкупольном помещении лидарной станции. Эксперимент и численное моделирование.....	79
Медведев Р.Н. Индукционный разряд как метод прямой регистрации примесей в воде	80
Мелешкин А.В. Интенсификация процесса гидратообразования с помощью взрывного вскипания сжиженного газа в объеме воды.....	81
Миронова Н.В. Исследование кризиса кипения водного раствора бромида лития	82

Михеев Н.И. Структура турбулентности и теплообмен в пульсирующем потоке	83
Моисеев М.И. Критический тепловой поток и динамика вскипания в наножидкостях при ступенчатом тепловыделении	84
Моисеева К.М. Моделирование распространения пламени угле-метано-воздушной смеси в замкнутом сферическом объеме.....	85
Молочников В.М. Механизм влияния вынужденной нестационарности на гидродинамику и теплообмен при поперечном обтекании цилиндра	86
Мочалова В.М. Исследование гетерогенных анизотропных материалов при ударно-волновом воздействии	87
Мулладжанов Р.И. Численное решение уравнений Навье-Стокса с переменной плотностью в приближении малых чисел маха.....	88
Мусакаев Н.Г. Теоретическое исследование процесса нагнетания углекислого газа в льдонасыщенные породы.....	89
Наумкин В.С. Моделирование разделения гелий-метановой смеси на селективно проницаемых мембранах.....	90
Наумкин В.С. О проточности диафрагмированных вихревых камер с боковым щелевым завихрителем.....	91
Небучинов А.С. Экспериментальное исследование свободных и импактных струй с шевронами.....	92
Никулин В.В. Движение плавучего вихревого кольца по направлению и против действия выталкивающей силы	93
Овчарова А.С. Конвективные течения в многослойной системе тонких слоев несмешивающихся жидкостей	94
Осипов П.В. Экспериментальное исследование двухступенчатой воздушной газификации каменного угля.....	95
Палкин Е.В. Влияние вращения цилиндра на натекающий равномерный поток при $Re=140000$	96
Первунин К.С. Пузырьковые свободные и импактные струи: экспериментальное исследование методами PIV/PFBI/PTV	97
Пильник А.А. Нелинейная модель мемристорного переключения.....	98
Платонов Д.В. Расчётно-экспериментальное исследование низкочастотных пульсаций давления в гидроагрегате с турбиной френсиса.....	99
Поливода Ф.А. Методика расчета и анализа эффективности тепловой сети	100
Прохоров Е.С. Возбуждение ударной волны при преломлении детонации на диффузионно размытой границе раздела реагирующего газа с инертным	101
Пряжников М.И. Исследование коэффициента теплопроводности наножидкостей	102
Пряжников М.И. Исследование вынужденной конвекции наножидкостей в каналах с искусственной шероховатостью.....	103
Птахин А.В. Переменные и пусковые режимы работы воздушно-конденсационной установки	104
Резанова Е.В. Процессы переноса тепла в свободном слое вязкой несжимаемой жидкости: численное моделирование	105
Рубцов И.А. Динамика размеров наночастиц при детонации тринитротолуола	106

Рыженьков В.О. Численное моделирование турбулентного теплопереноса в плоском канале методом спектральных элементов	107
Сахапов С.З. Пылевые частицы в сферически симметричном газовом разряде	108
Сиковский Д.Ф. Автомодельный коллапс инерционных частиц в вязком подслое пристенной турбулентности	109
Слесарева Е.Ю. Панорамный метод определения термической структуры потока газа на выходе многоканального теплообменника.....	110
Смовж Д.В. Рост SIC-графен композита в графитовой дуге	111
Сморчкова Ю.В. Экспериментальное исследование гидродинамики и теплообмена в шаровых засыпках при радиальном течении теплоносителя	112
Солоненко Э.П. Релаксация термомеханических напряжений в цилиндрических спаях стекла с металлом.....	113
Спесивцев С.Е. Исследование динамики разрыва испаряющегося слоя жидкости с точечным источником тепловыделения.....	114
Стерлягов А.Н. Температура поверхности испаряющейся капли	115
Сухановский А.Н. Зависимость структуры конвективного циклонического вихря от управляющих параметров	116
Тен К.А. Экспериментальное исследование выброса частиц из ударно-нагруженных металлов	117
Тен К.А. Ультра дисперсная смесь на основе тэна для сварки взрывом	118
Тесленко В.С. Моделирование детонационного сжигания газов в цилиндрических пузырях	119
Тимошевский М.В. Гидродинамическая структура пузырькового течения в кольцевом канале: экспериментальное исследование методами PIV/PFBI/PTV	120
Ткаченко Е.М. Критический тепловой поток в локально нагреваемой пленке жидкости, движущейся под действием потока газа в мини-канале	121
Токарев М.П. Искусственная нейронная сеть для распознавания образов пузырей на изображениях	122
Трифонов Н.Н. Рассмотрение возможных причин повреждения теплообменных трубок ПНД и пути их устранения.....	123
Троцюк А.В. Численное моделирование непрерывной спиновой детонации в богатой метано-кислородной смеси.....	124
Усов Э.В. Расчетный анализ экспериментов по впрыску газа в модельный жидкометаллический теплоноситель	125
Уткин А.В. Неустойчивость детонационных волн в жидких ВВ.....	126
Филимонов М.Ю. Моделирование изменений в вечной мерзлоте при техногенном воздействии различных инженерных систем, применяемых на северных нефтегазовых месторождениях	127
Филиппов П.С. Численное и экспериментальное исследование влияния высокотемпературного нагрева воздуха на процесс горения низкокалорийных газовых смесей.....	128
Фортова С.В. Применение программного комплекса turbo problem solver для решения задач механики сплошных сред.....	129
Хотиенкова М.Н. Свойства межфазной границы жидкость–газ растров метан–азот в рамках градиентной теории Ван–дер–Вальса	130

Чернышев А.С. Численное моделирование пузырьковых сред с учетом влияния полидисперсности на структуру потока.....	131
Чупин А.В. О генерации тепла и магнитного поля в свободном течении жидкого металла в тороидальном канале.....	132
Шадрин Е.Ю. Исследование пульсационных характеристик потока в модели вихревой топки.....	133
Шараборин Д.К. Исследование массопереноса в закрученном турбулентном пламени	134
Шемелина В.О. Распространение волн на полынье с условием круговой симметрии. Влияние неровностей дна	135
Шестаков М.В. Применение методов PIV и LIF для исследования влияния гидродинамической структуры потока на распространение пассивной примеси в следе за цилиндром, расположенном в узком канале.....	136
Шестаков М.В. Экспериментальное исследование гидродинамики течения в модели ТВС с помощью методов long distance micro-PIV и endoscopic PIV.....	137
Шмбаев А.А. Тепломассообмен при испарительном охлаждении пористой пластины.....	138
Шмбаев А.А. Численное исследование энергоразделения в двухкаскадной трубе Леонтьева	139
Ягодницына А.А. Экспериментальное исследование снарядного режима течения несмешивающихся жидкостей в микроканале Т-типа	140
Яковенко И.С. Использование бездиссипативного метода «кабаре» для решения задач газодинамики горения и детонации.....	141

ТЕПЛОФИЗИКА И ФИЗИЧЕСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА

Всероссийская научная конференция
с элементами школы молодых ученых
19 – 25 сентября 2016 г.
Республика Крым, г. Ялта

Т е з и с ы д о к л а д о в

Ответственный за выпуск
Шестаков М.В.

Подписано к печати 30.08.2016 г. Печать офсетная.
Бумага офсетная. Формат 60/84/16. Усл. печ. л. 14
Тираж 140 экз. Заказ № 131

Отпечатано в типографии «Срочная полиграфия»
ИП Малыгин Алексей Михайлович
630090, г. Новосибирск, пр.-т Академика Лаврентьева, 6/1, оф. 104
Тел. (383) 217-43-46, 8-913-922-19-07