

На рисунках 2 – 3 приведены сопоставления экспериментальных и расчетных данных для среднеарифметического и медианного диаметра.

Выводы

Наилучшая сходимость экспериментальных и расчетных данных наблюдается для значений d_1 формула (8) и d_m формула (11). Величина расхождения для d_1 не превышала 5%, а для d_m не превышала 3%. Полученные данные позволяют рекомендовать зависимости (8) и (11) для оценки средних размеров капель при распыле жидкости центробежно-струйной форсункой.

Литература

1. Вальдберг А.Ю., Макеева К.П. Анализ дисперсного состава капель, распыливаемых центробежно-струйной форсункой // Химическое и нефтегазовое машиностроение, № 3, 2012. -с.3.
2. Makeeva K. Analysis of the dispersion of droplets, spray centrifugal blasting nozzle /K. Makeeva, A. Valdborg// 20th International Congress of Chemical and Process Engineering, 15th Conference Pres, CD-ROM of Full texts Praha, Czech Republic. 25-29 August 2012.
3. Фукс Н.А. Механика аэрозолей – М.: Изд. АН СССР, 1995. - 352с.
4. Шиляев Н.И., Шиляев А.М. Аэродинамика и тепло-массообмен газодисперсных потоков - Томск: Изд. ТГАСУ, 2003. - 272с.
5. Виск М., Даклер А. Новый метод измерения распределения капель электропроводной жидкости в двухфазном потоке/ Достижения в области теплообмена, М: Мир, 1970. - с.39
6. Вальдберг А.Ю., Савицкая Н.М. Обобщенная оценка дисперсности распыла гидравлических форсунок // ТОХТ, т. XXIII, №5, 1989. - с.689-692
7. Галустов В.С. Прямоточные распылительные аппараты в теплоэнергетики - М: Энергоатомиздат, 1989. - 206с.
8. Витман Л.А., Кацнельсон Б.Д., Палеев И.И. Распыливание жидкостей форсунками - М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. -264с
9. Лонгвелл Дж.П. Горение жидких топлив – М.: Физматгиз, 1961. - с.343-371

Методы визуализации гидродинамики и нестационарного теплообмена в зернистых средах

чл.-корр. РАН Покусаев Б.Г., к.т.н. доц. Карлов С.П., к.т.н. Некрасов Д.А., Захаров Н.С.
Университет машиностроения
8(499) 267-07-59, nekrasov55@yandex.ru

Аннотация. Приведены результаты экспериментов по визуализации полей температур и развития конвективных течений в процессе нестационарного кондуктивного нагрева стенки ячейки, включающей слой шариков засыпки, помещенных в жидкость. Разработана расчётная методика моделирования процесса прогрева ячейки и развития конвекции при различных граничных условиях.

Ключевые слова: нестационарный теплообмен, свободная конвекция, зернистые и пористые среды, метод иммерсионной томографии.

Процессы тепломассообмена в зернистых средах широко распространены в различных аппаратах энергетики, микрореакторах химической и биотехнологической промышленности [1]. Так, применительно к энергетике активно обсуждаются варианты конструктивных решений и схем использования шаровых микротвэлов в водоохлаждаемых реакторах, в том числе реакторах прямоточного типа [2]. К одной из фундаментальных научных и прикладных проблем здесь относится изучение процессов вскипания недогретой жидкости при импульсном тепловыделении в стенке в присутствии зернистого слоя, а также анализ влияния различных факторов на протекающие при этом процессы. К таким факторам, например, относится необ-

ходимость учета механизма свободной конвекции в процессе прогрева пристенного слоя жидкости, включая стадию образования первых паровых пузырьков. В таких условиях при определенных соотношениях скорости разогрева поверхности, размерах частиц и материале засыпки конвекция начинает существенно влиять как на общую динамику протекания процессов, так и на механизмы парообразования, в частности [3,4]. В этих работах было показано, что, начиная со скоростей разогрева поверхности ~ 800 К/с и ниже, расчетные значения времени индукции, профили температур на момент вскипания и количество паровых зародышей на единицу поверхности существенно отличаются от экспериментальных величин. Это объяснялось тем, что в указанном диапазоне скоростей разогрева в расчетных методиках необходимо учитывать механизм свободной конвекции в системе нагреватель-жидкость-элемент засыпки. Исследования также показали, что конвекцию необходимо рассматривать при определенных соотношениях скорости разогрева и размеров характерной ячейки.

В [5] приведены теоретические методики учета конвекции, как при развитом кипении, так и в условиях нестационарного теплоподвода. Однако отсутствуют работы как теоретические, так и экспериментальные, посвященные проблеме нестационарного вскипания в присутствии зернистого слоя. В предлагаемой статье будет развит экспериментальный метод фиксации начала развития свободной конвекции и на основе проведенных исследований предложен алгоритм учета конвекции в ранее разработанном [4] программном комплексе для моделирования формирования пульсаций давления, возникающих в среде вследствие вскипания теплоносителя.

Экспериментальная установка и методология измерений

Для исследования тепло- и массообменных процессов, в том числе сопряженных с фазовыми переходами (кипение, испарение и т.п.), успешно используются оптические методы. Эти методы обладают, наряду с высокой информативностью, отсутствием контакта с измеряемым объектом, широким набором экспериментальных методик, а также возможностями исследовать процессы на различных масштабах от молекулярных до аппаратных. Классическая работа [6] посвящена применению оптических методов, основанных на зависимости показателя преломления сплошных сред от температуры и концентрации, в экспериментальных исследованиях тепло- и массообмена. В ней представлены результаты применения оптических интерференционных методов для изучения тепловых полей в стационарных условиях и при возникновении конвекции в области пограничного слоя и во всем исследуемом объеме. При этом по результатам расшифровки интерференционной картины рассчитывались температурные поля и линии тока. В большинстве случаев исследовались плоские двумерные слои цилиндрической симметрии.

Для зернистых слоев характерна трехмерная пространственная структура, что требует использования томографических методов. Для максимальной реализации возможностей оптических методов в таких условиях в работе [7] было предложено использовать иммерсионную томографию. Результаты использования этих методов для определения параметров движения пузырьков в зернистом слое и структуры потоков при тепло- и массообмене в затопленных зернистых слоях представлены в [8]. В условиях модельной среды заполненного иммерсионной жидкостью зернистого слоя здесь наблюдалось также развитие во времени нестационарного температурного поля. Причем это температурное поле фиксировалось как в объеме жидкой фазы, так и внутри прозрачной твердой фазы. Дополнительные возможности обеспечило применение метода голографической интерферометрии, который позволяет исключить влияние первоначальных оптических неоднородностей структуры объекта исследования, повысить точность и надежность определения изменений свойств неоднородностей за счет температуры. Непрерывные интерференционные полосы, которые в данных условиях визуализировали линии равных температур, наблюдавшиеся и в жидкости, и в твердой фазе, претерпевают излом на границе раздела. Величина этого излома определяется не только различием коэффициентов температуропроводности жидкой и твердой фаз, шаровой формой

отдельного зерна, но и конвекцией, которая деформирует структуры теплового поля в пограничном слое и в объеме жидкости.

Отметим, что наблюдение возникновения и развития конвективных потоков здесь возможно одновременно двумя способами. В первом способе момент возникновения конвективного движения линии тока может визуализироваться по наблюдениям частиц-трассеров, которые обладают нейтральной плавучестью и двигаются со скоростью потока жидкости. Современным эффективным способом измерения поля скоростей в подобных условиях является метод PIV. При развитии конвекции за счёт движения жидкости изменяется температурное поле в объёме и в пограничных слоях, по этим изменениям во втором способе стандартными методами [6] определяется структура линий тока. Очевидный локальный характер первого способа дополняется интегральными возможностями второго. Второй способ и лёг в основу измерений, выполненных в предлагаемой статье.

Дальнейшим развитием оптических методов исследования микроструктуры потоков в зернистых слоях может явиться предложенный в [9] метод оптической когерентной томографии (ОКТ). Сохраняя преимущество описанных оптических методов ОКТ расширяет возможности в области больших градиентов температур, вплоть до достижения точек фазового перехода. Экспериментальная установка представляет собой стенд для проведения исследования температурных полей в зернистых слоях, погруженных в жидкость. Она состоит из устройства, которое обеспечивает нагрев исследуемого объёма жидкости при различных уровнях тепловых потоков.

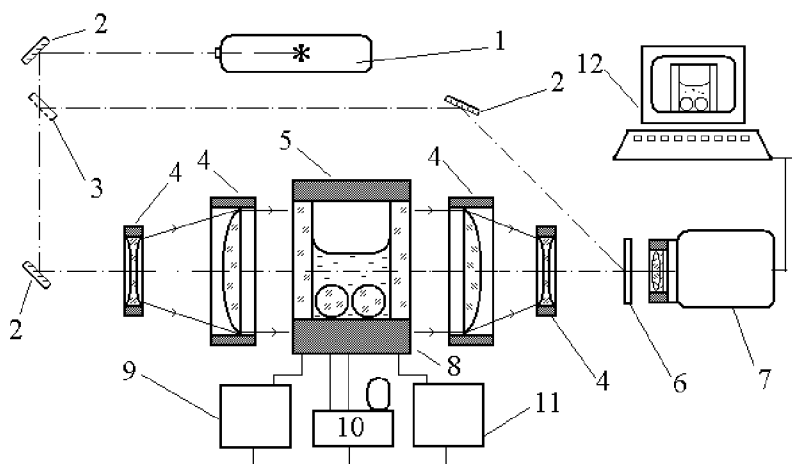


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки:

- 1 – лазер; 2 – отражающие зеркала; 3 – полупрозрачное зеркало – делитель лазерного пучка; 4 – линзы; 5 – исследуемый объект – оптическая кювета; 6 – голограмма; 7 – видеорегистратор; 8 – сменный термоэлемент; 9 – система электропитания; 10 – термостат; 11 – система контроля; 12 – компьютер**

Набор сменных нагревательных элементов включает электронагреватель, теплообменник и термоэлектрический элемент. Два последних дают возможность как импульсного нагрева, так и охлаждения снизу оптической кюветы с исследуемой системой – зернистым слоем, заполненным жидкостью. Использовались оптические кюветы двух размеров: с толщиной слоя жидкости по ходу лучей $5 \cdot 10^{-3}$ м и $20 \cdot 10^{-3}$ м. В тепловых экспериментах в качестве зернистого слоя использовались прозрачные стеклянные шарики диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м, а жидкой фазы – вода, хлористый метилен и иммерсионная жидкость с показателем преломления, равным показателю преломления материала частиц зернистого слоя.

В состав экспериментальной установки входят датчики температуры, с помощью которых измерялась температура в отдельных точках исследуемого объёма жидкости и на медной греющей поверхности.

Иммерсионная жидкость представляет собой водный раствор смеси неорганических солей – роданистого аммония и йодистого аммония. В зависимости от состава изменялся показатель преломления раствора и его значение подбиралось равным $n_D^{20} = 1,5178$. Ранее [8] эксперименты по исследованию гидродинамики течений внутри зернистого слоя, заполненного иммерсионной жидкостью, проводились при постоянной температуре. Для нестационарных условий при наличии температурных градиентов возникает необходимость учета зависимости основных физических характеристик иммерсионной жидкости: плотности, вязкости, поверхностного натяжения и показателя преломления от температуры. Характерные значения для иммерсионной жидкости при 25 °С: плотность – $\rho = 1390,54 \text{ кг/м}^3$, динамическая вязкость – $\mu = 2,0640 \text{ мПа}\cdot\text{с}$, поверхностное натяжение – $\sigma = 42,4 \text{ мН/м}$. Сравнение табличных значений и проведенных измерений для иммерсионной жидкости и воды в диапазоне температур от 20 до 30 °С показало, что относительные изменения этих величин в пересчете на один градус в указанном диапазоне температур, составляют (таблица 1) значительные изменения для вязкости и поверхностного натяжения и малые для плотности, для стекла величина Δn_D^{20} на два порядка меньше для иммерсионной жидкости.

Таблица 1.

	Δn_D^{20}	$\Delta \rho$	$\Delta \mu$	$\Delta \sigma$
Вода	$1 \cdot 10^{-4}$	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$2,04 \cdot 10^{-2}$	$0,27 \cdot 10^{-2}$
Иммерсионная жидкость	$1,58 \cdot 10^{-4}$	$5,83 \cdot 10^{-4}$	$1,14 \cdot 10^{-2}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$

Если сравнивать температурные зависимости физических параметров иммерсионной жидкости и воды, которая часто является и рабочей фазой, и модельной средой в тепловых процессах, то можно установить, что вязкость иммерсионной жидкости изменяется в меньшей степени, а поверхностное натяжение в большей, в сравнении с соответствующими изменениями у воды. Это следует учитывать при исследовании тепловых процессов в зернистых слоях, где велико влияние капиллярных сил. Для определения полей температур в объеме чистой исследуемой жидкости и содержащей прозрачные стеклянные частицы применялась голографическая интерферометрия, использующая метод реального времени и схему интерферометра Маха – Цендера. Особенности этой схемы и метода для целей изучения прозрачного зернистого слоя, заполненного жидкостью, ранее были подробно описаны в работе [7].

Программа экспериментов включала:

- измерения полей температур вблизи обогреваемой стенки при импульсном теплоподводе как в “чистой” жидкости – воде и хлористом метиле ($\rho = 1330 \text{ кг/м}^3$, $t_s = 40 \text{ °С}$), так и в присутствии двух шариков в кюветах двух размеров;
- проведение аналогичных измерений с иммерсионной жидкостью;
- в опытах варьируются параметры теплоподвода по амплитуде и времени и фиксируется момент начала развития конвекции.

Результаты экспериментов

На рисунке 2 представлены характерные фотографии полей температур в воде в условиях нестационарного нагрева снизу, спустя соответственно 5 (а) и 30 (б) секунд от начала разогрева. Как видно, фиксируется как режим классической нестационарной теплопроводности, так и режим развитой конвекции. Во всех приводимых ниже экспериментальных результатах мощность тепловыделения на нагревателе составляла 30 Вт.

В ячейке со стеклянными шариками (рисунок 3), погруженными в воду, при тех же условиях нагрева, конвекция в пристенной области между шариками не возникает на всех фиксируемых временах, при этом в объеме ячейки макроконвекция наблюдается. Отсюда следует, что в рассматриваемой системе имеет смысл решать только задачу теплопроводности до момента вскипания.

Опыты с иммерсионной жидкостью (рисунок 4) позволяют визуализировать поля тем-

ператур в элементах засыпки. Поскольку коэффициент температуропроводности стекла и воды практически одинаковы, искажение изотерм в режиме нестационарной теплопроводности (рисунок 4а) отсутствует, при этом макроконвекция также наблюдается (рисунок 4б).

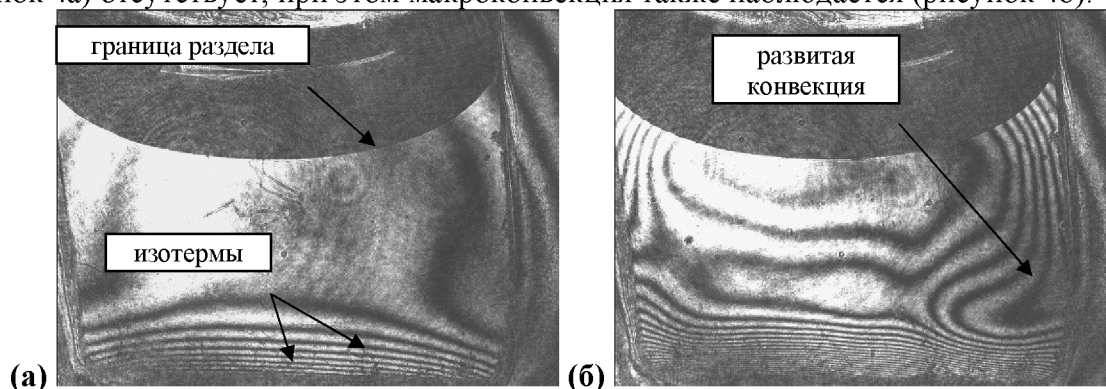


Рисунок 2 – Развитие свободной конвекции в ячейке с водой при нестационарном теплоподводе снизу: а) прогрев пристенного слоя; б) возникновение конвекции

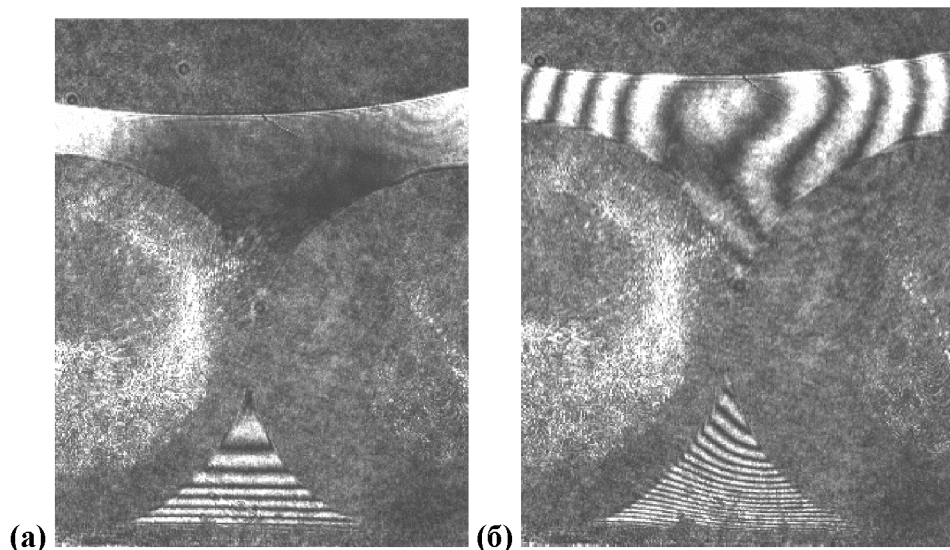


Рисунок 3 – Нестационарный прогрев воды в ячейке со стеклянными шариками диаметром 5 мм: а) 5 с; б) 30 с

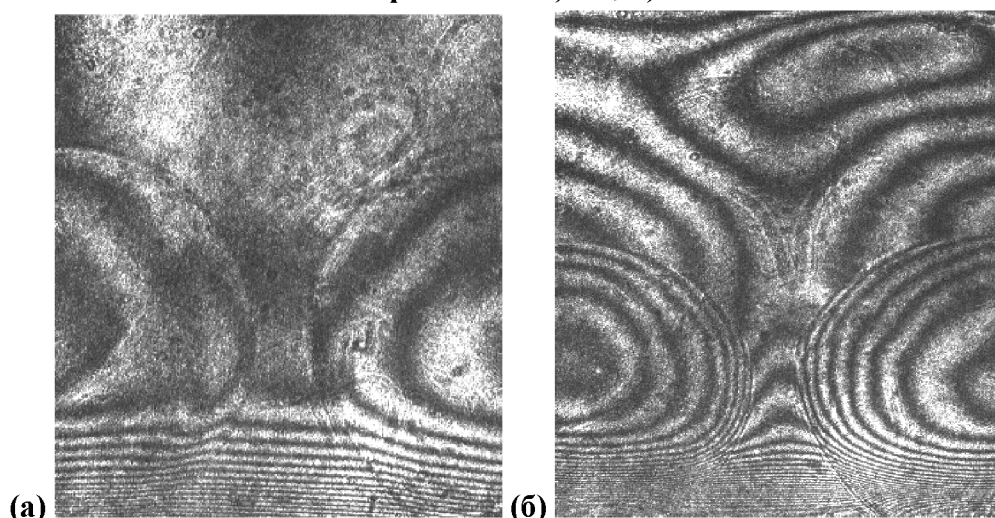


Рисунок 4 – Нестационарный прогрев иммерсионной жидкости в ячейке со стеклянными шариками диаметром 5 мм: а) 5 с; б) 30 с

В опытах с хлористым метиленом в присутствии стальных шариков (рисунок 5),

имеющих существенно больший коэффициент температуропроводности по сравнению со стеклом, видно заметное искажение изотерм в пристенной области между шариками (рисунок 5а), что приводит к ускоренному возникновению “микроконвекции” между шариками (рисунок 5б), и дальнейшему развитию макроконвекции (рисунок 5в).

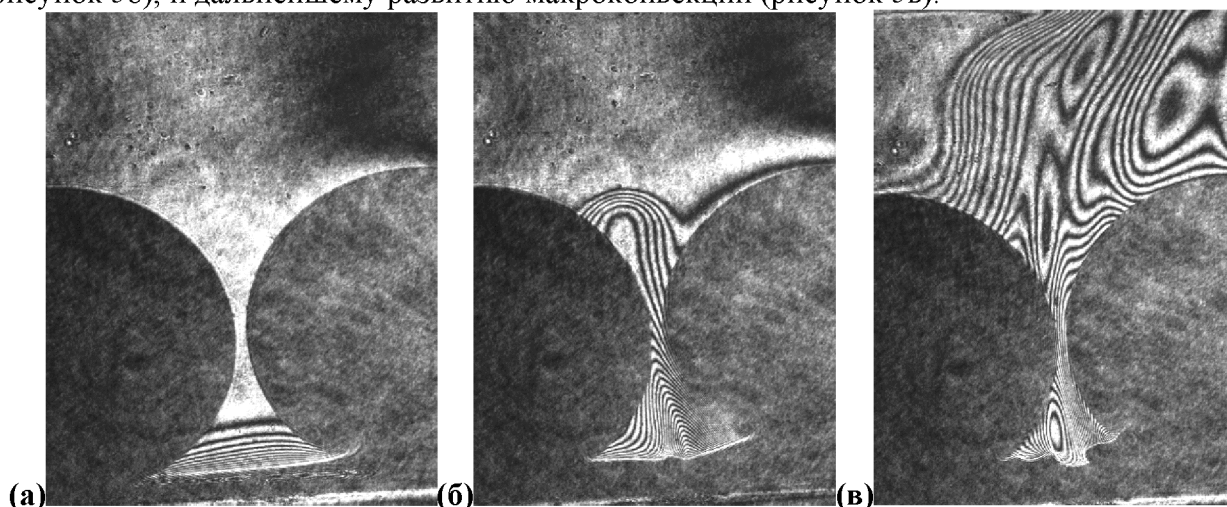


Рисунок 5 – Нестационарный прогрев хлористого метилена в ячейке со стальными шариками диаметром 5 мм: а) 1 с; б) 3 с; в) 7 с

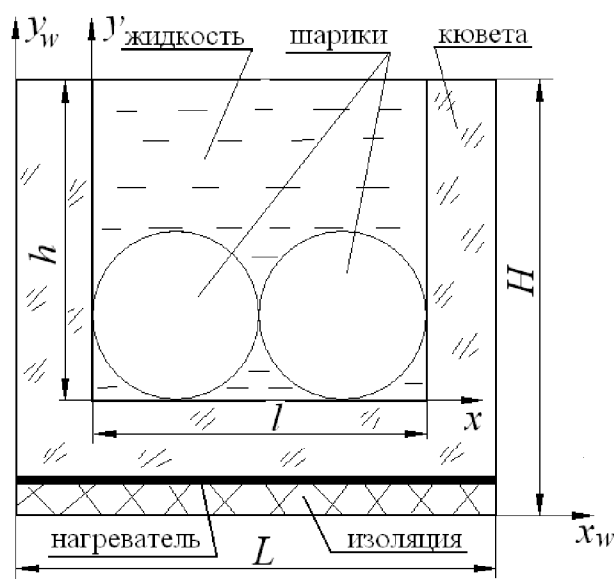


Рисунок 6 – Расчетная область

Математическое моделирование гидродинамики и теплообмена в элементе шаровой засыпки. Физическая постановка задачи

Рассматривается нестационарный теплообмен и развитие свободной термогравитационной конвекции в многофазной гетерогенной среде, образованной шаровой засыпкой и вязкой несжимаемой жидкостью. Теплофизические свойства шариков, материала стенок кюветы и жидкости, кроме ее плотности при определении подъемных сил в неоднородных температурных полях, считаем постоянными. В начальный момент времени жидкость неподвижна, а стенки кюветы, шаровая засыпка и жидкость имеют однородную температуру T_0 . При математическом описании процессов переноса будем пренебрегать выделением тепла за счет вязкой диссипации и работы сил сжатия, термо- и бародиффузионными эффектами.

С целью более точного учета реальных условий подвода теплоты и нестационарного развития теплогидравлических процессов в рассматриваемой экспериментальной ячейке математическое моделирование теплообмена и гидродинамики в системе «стенки кюветы-

жидкость-шарики засыпки» выполнено в сопряженной постановке. Математическое описание полей вектора скорости и температуры вязкой несжимаемой жидкости при свободной термогравитационной конвекции в ограниченной полости выполнено в соответствии с моделью неоднородной жидкости в приближении Буссинеска.

С учетом сделанных выше предположений математическая постановка задачи сопряженного конвективно-кондуктивного теплообмена имеет следующий вид:

- уравнение движения для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p' + \nu \Delta \mathbf{V} + \mathbf{g} \beta \vartheta, \quad (1)$$

- уравнение неразрывности:

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

- уравнение энергии:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \vartheta = a \Delta \vartheta, \quad (3)$$

- уравнения теплопроводности в стенках кюветы и шариках засыпки:

$$\frac{\partial \vartheta_w}{\partial t} = \alpha_w \Delta \vartheta_w + \frac{q_w}{(c_p \rho)_w}, \quad k=1, 2, 3 \quad (4)$$

В начальный момент времени $t = 0$ задаются начальные значения искомых величин \mathbf{V} , p' и ϑ . На поверхностях шариков засыпки и стенок кюветы (на границе раздела твердое тело-жидкость) выполняются условия прилипания, т.е. $\mathbf{V}=0$.

Граничные условия для поля температуры:

- на внешних поверхностях кюветы и жидкости задан теплообмен по закону Ньютона-Рихмана в виде:

$$q_w = \alpha_f (T - T_f),$$

где: α_f и T_f – известные, соответственно, коэффициент теплоотдачи и температура внешней среды. На внутренней поверхности кюветы и на поверхности шариков принимаются условия идеального контакта.

Методика численного решения задачи. Запись уравнений в безразмерном виде и переход к переменным «вихрь скорости - функция тока - температура»

Система векторных уравнений (1) – (4) для двумерного случая в дифференциальном виде включает в себя:

- нестационарные уравнения Навье-Стокса:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) - F_x, \quad (5)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) - F_y, \quad (6)$$

где: $F_x = g \cdot \beta_T \cdot \vartheta \cdot \sin \varphi$, $F_y = g \cdot \beta_T \cdot \vartheta \cdot \cos \varphi$;

- уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0; \quad (7)$$

- уравнение энергии:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + U \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + V \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} \right); \quad (8)$$

- уравнения теплопроводности в стенках кюветы и шариках засыпки:

$$\frac{\partial \vartheta_w}{\partial t} = a_w \left(\frac{\partial^2 \vartheta_w}{\partial x_w^2} + \frac{\partial^2 \vartheta_w}{\partial y_w^2} \right) + \frac{q_v}{(c_p \rho)_w}. \quad (9)$$

Система уравнений (5)–(9) с соответствующими краевыми условиями решена численно конечно-разностным методом. Все уравнения и краевые условия задач динамики жидкости и теплопроводности в твердой фазе приводятся к безразмерному виду. В качестве масштабов принимались: для пространства – размеры расчетной области l, h, L, H ; для времени – l^2/a ; для скорости – a/l для температуры – $\frac{q_v \cdot l^2}{(c_p \cdot \rho)_w \cdot a}$. Для исключения давления из числа пере-

менных в уравнениях движения для жидкости вводились функция тока Ψ и вихрь ω , связанные с безразмерными компонентами скорости $\bar{U} = \frac{U \cdot l}{a}$ и $\bar{V} = \frac{V \cdot l}{a}$ соотношениями:

$$\bar{U} = -\frac{\partial \Psi}{\partial \bar{x}}, \quad \bar{V} = \frac{\partial \Psi}{\partial \bar{y}}, \quad \omega = \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{y}} - \frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{x}} \right). \quad (10)$$

С учетом введенных масштабов и соотношений (10) система уравнений (1)–(4) для жидкости в переменных «вихрь–функция тока–температура» принимают вид:

- уравнение вихря:

$$\frac{\partial \omega}{\partial Fo} + \bar{U} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \bar{x}} + \left(\frac{l}{h} \right) \cdot \bar{V} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \bar{y}} = \text{Pr} \cdot \left[\frac{\partial^2 \omega}{\partial \bar{x}^2} + \left(\frac{l}{h} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 \omega}{\partial \bar{y}^2} \right] - \bar{F}; \quad (11)$$

- уравнение функции тока:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \bar{x}^2} + \left(\frac{l}{h} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \bar{y}^2} = \omega; \quad (12)$$

- уравнение энергии для жидкости:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} + \bar{U} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} + \left(\frac{l}{h} \right) \cdot \bar{V} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \bar{y}} = \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{x}^2} + \left(\frac{l}{h} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{y}^2} \right); \quad (13)$$

- уравнения теплопроводности для стенок кюветы и шариков засыпки:

$$\frac{\partial \vartheta_w}{\partial Fo} = a^* \cdot \left(\frac{l}{h} \right)^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 \vartheta_w}{\partial \bar{x}_w^2} + \left(\frac{L}{H} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 \vartheta_w}{\partial \bar{y}_w^2} \right) + Q(\bar{x}_w, \bar{y}_w), \quad (14)$$

где: $\bar{F} = Gr^* \cdot \left(\frac{\partial \theta}{\partial \bar{y}} \cdot \sin \varphi - \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} \cdot \cos \varphi \right)$, $Gr^* = \frac{g \cdot l^5 \cdot q_v \cdot \beta}{(c_p \cdot \rho)_w \cdot a^3}$,

при $q_v(x_w, y_w) = 0$: $Q(\bar{x}_w, \bar{y}_w) = 0$; при $q_v(x_w, y_w) \neq 0$: $Q(\bar{x}_w, \bar{y}_w) = 1$.

Краевые условия для системы уравнений (11) – (13) будут иметь вид:

- начальные условия $t = 0$: $\psi = \omega = \theta = \vartheta_w = 0$; (15)
- тепловые граничные условия, на границе раздела «жидкость–стенка» (на внутренних поверхностях стенок полости и на поверхностях шариков) имеют вид: $\theta_w(\bar{n}, Fo) = \theta(\bar{n}, Fo)$,

$$\left. \frac{\partial \theta_w}{\partial \bar{n}} \right|_w = \left. \frac{\partial \theta}{\partial \bar{n}} \right|_w, \quad \text{где } \bar{n} = \bar{x}, \bar{y};$$

- граничные условия:

$$\bar{x} = 0, \quad 0 \leq \bar{y} \leq 1: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \bar{y}} = 0, \quad \theta = 1; \quad (16)$$

$$\bar{x} = 1, 0 \leq \bar{y} \leq 1: \psi = 0, \frac{\partial \psi}{\partial \bar{x}} = 0, \theta = 0; \quad (17)$$

$$\bar{y} = 0; 1, 0 \leq \bar{x} \leq 1: \psi = 0, \frac{\partial \psi}{\partial \bar{y}} = 0, \frac{\partial \theta}{\partial \bar{y}} = 0. \quad (18)$$

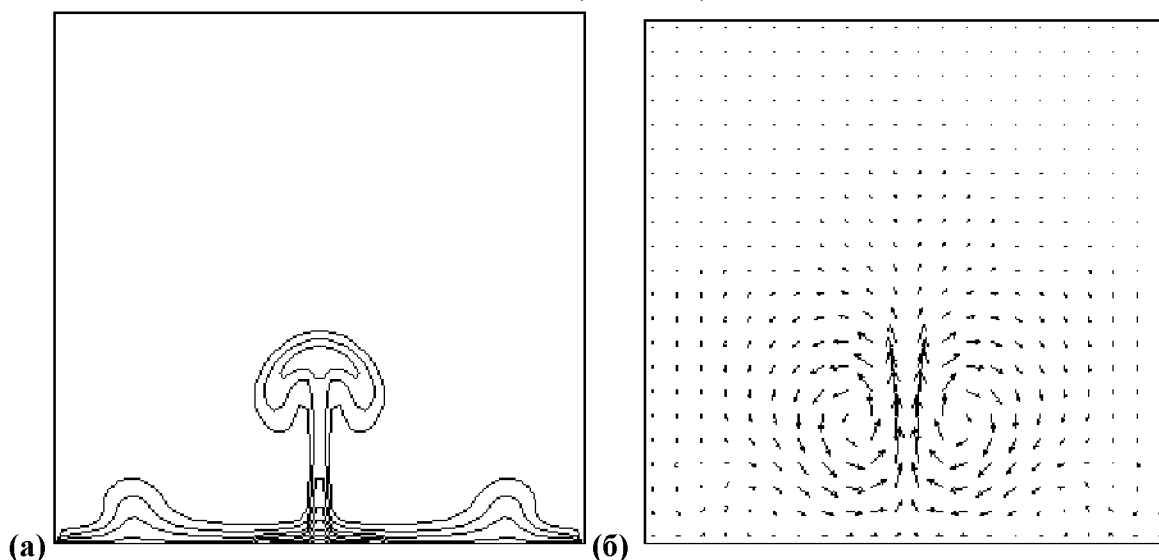


Рисунок 7 – Расчетные поля температур – (а) и скоростей – (б), жидкость – хлористый метилен, $Q = 30$ Вт

На рисунке 7 приведены результаты математического моделирования процесса развития конвекции, соответствующие условиям эксперимента рисунка 5. Как видно модель позволяет расчетным путем получать адекватные эксперименту распределения температур и скоростей в рассматриваемой ячейке.

Заключение

Разработанные экспериментальные методы позволяют визуализировать процессы нестационарного прогрева пристенной области жидкости в присутствии частиц засыпки с разными их теплофизическими и оптическими свойствами. Показано, что в системах вода – стекло и иммерсионная жидкость – стекло, в пристенной зоне между шариками реализуется только режим нестационарной теплопроводности. Для системы хлористый метилен – сталь реализуется режим “микрokonвекции”, который необходимо учитывать в расчетных методиках применительно к процессу нестационарного вскипания теплоносителя. Также существенно развита математическая модель процесса вскипания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-08-00368-а, 12-08-00734-а, 12-08-31243 мол_а)

Литература

1. Pliuta I., Hamidipour M., Schweich D., Larachi F. Two-phase flow in packed-bed microreactors: Experiments, model and simulations // Chem. Eng. Sci. 2012. V. 73. P. 299.
2. Филиппов Г.А., Богоявленский Р.Г., Авдеев А.А. Перспективы создания прямоточных микротвальных ядерных реакторов с перегревом пара. // Тяжелое машиностроение. 2002. №1. с. 43.
3. Покусаев Б.Г., Некрасов Д.А. Математическое моделирование переходных процессов в кольцевом канале с зернистым слоем при вскипании недогретой воды. Формирование волны давления. // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46. № 3. с. 406.
4. Покусаев Б.Г., Некрасов Д.А., Таиров Э.А. Моделирование вскипания недогретых воды и этанола в условиях импульсного тепловыделения в стенке. // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50. № 1. с. 89.
5. Pavlenko A.N., Surtaev A.S., Koverda V.P., Skokov V.N., Reshetnikov A.V., Vinogradov A.V.

- Dynamics of transition processes and structure formation in critical heat-mass transfer regimes during liquid boiling and cavitation // Journal of Engineering Thermophysics. 2009. Т. 18. № 1. с. 20-38.
6. Хауф В, Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир. 1973, 240 с.
7. Покусаев Б.Г., Карлов С.П., Шрейбер И. Иммерсионная томография газожидкостной среды в зернистом слое. // Теор. основы хим. технологии. 2004. Т. 38. № 1. с. 3.
8. Казенин Д.А., Карлов С.П., Покусаев Б.Г., Скочилова Ю.Н. Некоторые современные оптические методы диагностики процессов в многофазных зернистых средах. // Теор. основы хим. технологии. 2007. Т. 41. № 6. с. 602.
9. Meissner S., Herold J., Kirsten L., Schneider C., Koch E. 3D optical coherence tomography as new tool for microscopic investigations of nucleate boiling on heated surfaces // International Journal of Heat and Mass Transfer 2012. V.55. P. 5565.

Гидродинамика свободно всплывающих газовых снарядов в наклонных трубах с зернистой насадкой

чл.-корр. РАН Покусаев Б.Г., к.т.н. Некрасов Д.А., Карпенко А.С., Храмов Д.П.
Университет машиностроения
artem-karpenko@list.ru

Аннотация. Выполнены экспериментальные исследования гидродинамики свободно всплывающих газовых снарядов в наклонных трубах в системах (газ–жидкость) и (газ–жидкость–твердые частицы). Рабочими веществами являлись вода и этанол. Показано, что скорость всплытия в зависимости от угла наклона имеет немонотонный характер, а максимумы скоростей при добавлении твердой фазы смещаются в сторону больших углов наклона трубки относительно горизонта.

Ключевые слова: *газовый снаряд, гидродинамика многофазных систем.*

Проблема исследования микроструктуры и динамики двухфазных газожидкостных потоков в зернистых и пористых средах остается актуальной для целого ряда отраслей современной техники, таких, как химические и биотехнологии, теплоэнергетика, нефте- и газодобыча. Одной из таких проблем является задача гидродинамики движения газовых снарядов в наклонных трубах. Не смотря на довольно значительное количество работ в этой области, начиная с ранних экспериментальных [1] и заканчивая целым рядом современных [2, 3], остается много неисследованных вопросов, связанных с динамикой движения и процессами массопереноса при свободном и вынужденном всплытии газовых снарядов в засыпках. Одними из немногих работ в этой области являются экспериментальные работы [4, 5], в которых представлены результаты по скорости всплытия как одиночных пузырьков, так и газовых снарядов в вертикальных трубах. При этом работы по исследованию гидродинамических процессов в системе газ-жидкость-твердые частицы в наклонных трубах практически отсутствуют.

Экспериментальный стенд для измерения скорости всплытия газовых пузырей

Скорость всплытия газовых пузырей исследовалась на экспериментальном стенде, показанном на рисунке 1(а). Стенд состоит из вращающегося на 360° штатива 1, установленного на подшипнике 2. Рабочий участок 3 крепится с двух сторон зажимами 4. На нижнем конце трубки закреплен U-образный резиновый шланг 5. Шприц 6 предназначен для подачи газа определенного объема. На расстоянии $\approx 0,5 \div 0,7$ м установлена видеокамера в нормальной плоскости по отношению к штативу. На трубку нанесена измерительная шкала с ценой деления 10 см. Подсветка обеспечивается матовыми светодиодными экранами 7, расположенными в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В качестве рабочего вещества использовались дистиллированная вода и этиловый спирт 96%. Эксперименты проводились на трубах с