

УДК 004.94; 532.5
PACS 47.55.D–

Численное моделирование затопленной газожидкостной струи различной дисперсности

А. В. Костыря

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия
AVKostyrja@pstu.ru

Рассмотрено движение многофазного потока в выпарной емкости аппарата погружного горения при различной дисперсности газожидкостной струи. Исследование проводилось на примере контейнера с затопленной струей и свободной поверхностью, который является модельным представлением выпарной емкости. Проведена серия численных экспериментов с различными диаметрами пузырьков газа методом конечных объемов. Диаметр пузырьков газа выбирался таким образом, чтобы исключить их дробление. При этом были задействованы вихревая модель турбулентности и модель сопротивления Грейс, учитывающая деформацию пузырьков. В результате численных экспериментов получены данные о зависимости гидродинамического поведения в выпарной емкости от морфологии затопленной струи. Обнаружено наличие неподвижной зоны на кончике газожидкостной струи при ее ударе о выпариваемую среду. Сделан вывод о необходимости учёта морфологии потока для описания структуры течения и, как следствие, определения дальности струи.

Ключевые слова: аппараты погружного горения, численное моделирование, многофазное течение, затопленная струя

Поступила в редакцию 17.06.2024; после рецензии 28.07.2024; принята к опубликованию 28.07.2024

Numerical modeling of a submerged gas-liquid jet of various dispersity

A. V. Kostyrja

Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia
AVKostyrja@pstu.ru

The paper investigates the motion of a multiphase flow in a submerged combustion apparatus evaporation tank with varying dispersion of the gas-liquid jet. The study was conducted using a cell with a submerged jet and free surface, being an abstract representation of the evaporation tank. A series of numerical experiments with different diameters of gas bubbles was carried out using the finite volume method. The vortex turbulence model and the Grace drag model taking into account the deformation of bubbles were used. As a result of the experiments, data on the dependence of the hydrodynamic situation in the evaporation tank on the morphology of the submerged jet have been obtained. The presence of a motionless zone at the tip of the gas-liquid jet has been detected. It is concluded that the geometric characteristics and initial flow velocities are insufficient to describe the flow structure.

Keywords: submerged combustion apparatus; numerical modeling; multiphase flow; submerged jet

Received 17 June 2024; revised 28 July 2024; accepted 28 July 2024

doi: 10.17072/1994-3598-2024-3-05-12

1. Введение

Аппараты погружного горения (далее – АПГ) представляют собой теплотехнические устройства для прямого нагрева и выпаривания растворов. Нагрев раствора происходит при его непосредственном контакте со струей горячих дымовых газов, образующейся в камере сгорания. Преимуществом такого способа нагрева является отсутствие теплопередающих поверхностей, на которых выпадают осадки солей [1]. При работе АПГ струя дымовых газов, контактируя с жидкостью, разбивается на пузырьки, которые барботируют через слой жидкости и отдают ей своё тепло. При этом формируется газожидкостная струя (рис. 1), которая является центральным явлением в АПГ. Именно в струе сосредоточены гидромеханические и тепловые процессы, определяющие поведение АПГ как системы. Поэтому для выдачи обоснованных рекомендаций по проектированию АПГ необходимо детально изучить её свойства. Одним из таких свойств является дисперсность, т. е. диаметр пузырьков, из которых состоит газовая фаза.

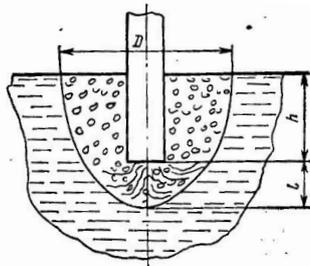


Рис. 1. Газожидкостная струя в АПГ: D – диаметр струи на свободной поверхности, h – глубина погружения, l – дальность струи

Вычислительная гидродинамика применяется как средство исследования в широком ряде работ. Известны публикации, касающиеся проблем свободной поверхности [2], гетерогенных систем [3], а также систем с высокими скоростями потоков [4]. Рассматриваемый нами случай, кроме вышеперечисленного, содержит также и пузырьковый слой. Такие слои подробно рассматриваются в работах, посвящённых массообменным пузырьковым колоннам [5-7]. Основываясь на методах и подходах указанных исследований, автор статьи разработал физико-математическую модель для исследования закономерностей погружного горения.

Ранее автором была рассмотрена общая структура потока в АПГ [8] и осаждение твёрдой фазы [9]. Настоящее исследование продолжает серию работ по погружному горению и посвящено влиянию диаметра пузырьков газа на гидродинамическую обстановку в аппарате.

Конструктивные схемы АПГ могут быть различны, однако общим для всех является наличие выпарной емкости, где происходит контакт горя-

чих дымовых газов и нагреваемой среды. Для исследования происходящих при этом процессов методами вычислительной гидродинамики введём понятие о ячейке с затопленной струей и свободной поверхностью (далее – ячейка). Схема ячейки представлена на рис. 2. Ячейка абстрагирована от конкретной конструкции выпарной емкости, но в то же время воспроизводит её характерные признаки: погружённая в жидкость камера сгорания с узким соплом, из которого вырывается затопленная газовая струя, свободная поверхность, перелив, а также ввод свежей жидкости. Важным свойством ячейки является удалённость боковых стенок от границ газожидкостной струи.

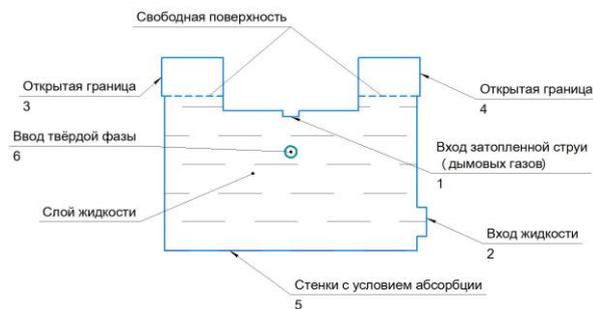


Рис. 2. Схема ячейки с затопленной струей и свободной поверхностью

АПГ, в которых газожидкостная струя касается боковых стенок, относится к эйрлифтному типу и в настоящем исследовании не рассматриваются.

2. Постановка задачи и метод решения

В рассматриваемой многофазной системе несущей фазой является жидкость. Это обусловлено тем, что, во-первых, жидкость является сплошной средой, а, во-вторых, её объёмная доля является наибольшей. В расчётной модели жидкость представлена водой. Дымовые газы диспергированы в жидкости в виде пузырьков. Для целей моделирования дымовые газы были заменены на воздух, так как теплофизические свойства дымовых газов, полученных при сжигании природного газа с коэффициентом избытка воздуха равным 1.65, близки к свойствам чистого воздуха. Твёрдая фаза представлена частицами хлорида калия диаметром 0.24 мм, что соответствует среднему диаметру флотационного продукта. Диаметр пузырьков менялся для каждого численного эксперимента, при этом начальная скорость газовой струи оставалась постоянной. Значения диаметра выбирались из диапазона 3-27 мм с шагом 3 мм. В этом диапазоне пузырьки не дробятся [10], и задача может быть рассмотрена без изменения размера пузырька.

Построенная физико-математическая модель учитывает взаимодействия жидкость – газ и жидкость – твёрдые частицы отдельно. Так как эф-

факты флотации не являются определяющими при работе АПП, пренебрежение взаимодействием газа и твёрдых частиц оправдано. Взаимодействие газовой и жидкой фаз моделировалось с помощью подхода «Эйлер–Эйлер» (Eulerian-Eulerian multiphase model) [11], движение твёрдых частиц – с помощью подхода «Эйлер–Лагранж» (Lagrangian particle tracking model) [12]. Твёрдую фазу мы считаем редко распределённой, а значит, находящейся в состоянии свободного осаждения [9]. Таким образом, для определения коэффициента сопротивления при движении твёрдых частиц можно использовать корреляцию Шиллера–Науманна [6]. Газовая же фаза, напротив, является плотно распределённой (в области газожидкостной струи), что диктует выбор специальной модели сопротивления – модели Грейс [7].

Система нуждается в уравнениях турбулентного движения, так как струя горячих дымовых газов в момент ввода в ячейку имеет скорость 50 м/с и будет вызывать значительные турбулентные пульсации в зоне контакта с жидкостью [8]. Процессы, связанные с вводом высокоскоростной затопленной струи в относительно медленный поток, являются локально нестабильными. В ходе анализа публикаций, посвящённых численному моделированию нестабильных течений [13, 14], автором была выбрана модель симуляции крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES).

В соответствии со схемой ячейки (рис. 2) была построена расчётная схема для численных экспериментов. Затопленная струя дымовых газов реализуется с помощью потока пузырьков с постоянной начальной скоростью и вводится в верхней части расчётной области (1). Ввод жидкости (2) также осуществляется при постоянной скорости, но на два порядка меньше, чем скорость затопленной струи. Через открытые границы (3 и 4) может проникать любая фаза как из ячейки, так и вовнутрь. При этом задаются параметры среды, находящейся за границей. В нашем случае были заданы атмосферные условия. Все стенки являются непроницаемыми и адиабатическими, с наложенными на них условиями прилипания. Дополнительно для нижней стенки (5) введено условие полной абсорбции твёрдой фазы. С помощью данного приёма имитируется прилипание соли к днищу реальной установки. Ввод твёрдой фазы (6) осуществляется на некотором расстоянии от входа затопленной струи, в месте максимальной теплонапряжённости. Здесь в реальном процессе будет происходить испарение жидкости и, как следствие, выпадение в осадок кристалликов соли. Расчётная область задана толщиной в один сеточный слой, таким образом, задача является плоской. Это позволяет существенно повысить точность вычисления положения свободной поверхности, что, в свою очередь, повышает консервативность численной схемы.

В ранее проведённом исследовании [15] были обнаружены осцилляции скоростей жидкости и массового расхода осевших частиц. Чтобы учесть данное обстоятельство, задача решалась в нестационарной постановке. Все параметры получены осреднением по времени величин, измеренных в моменты времени $\theta_1 = 60$ с и $\theta_2 = 70$ с.

Уравнения физико-математической модели решались с помощью коммерческого пакета ANSYS CFX 2019 R3. Пакет ANSYS CFX представляет собой программное обеспечение для моделирования задач гидродинамики. Вычислительным пакетом реализуется гибридная технология, основанная на методе конечных объемов с использованием метода конечных элементов. Метод выбран в силу его хорошей разработанности применительно к задачам с особыми требованиями к консервативности численной схемы.

3. Описание математической модели

Основой системы уравнений является модель «Эйлер–Эйлер» с добавлением некоторых уравнений подхода «Эйлер–Лагранж». Таким образом, имеем следующие уравнения неразрывности и переноса импульса:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) + \nabla(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i \otimes \vec{v}_i) = \\ = -\alpha_i \nabla p + \nabla \overline{\tau}_i + \alpha_i \rho_i \vec{g} + \vec{F}_{drag,ij} + \vec{F}_{VM}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i H_i) + \nabla(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i H_i) = \\ = \alpha_i \frac{\partial p}{\partial t} + \overline{\tau}_i : \nabla \vec{v}_i + \nabla(\lambda_i \nabla T_i) + Q_{ij}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{lg} = -Q_{gl} = h_{gl}(T_g - T_l), \quad H_i = \int c_{p,i} dT_i, \\ m_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = \vec{F}_{drag,ls} + \vec{F}_{grav}. \quad (4) \end{aligned}$$

Силы в уравнениях (2), (4) имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{drag,lg} = \frac{3}{4} \rho_l C_D \frac{\alpha_l \alpha_g}{d_g} |\vec{v}_l - \vec{v}_g| (\vec{v}_l - \vec{v}_g), \\ \vec{F}_{drag,ls} = \frac{\pi d_s^2}{8} \rho_l C_D |\vec{v}_l - \vec{v}_s| (\vec{v}_l - \vec{v}_s), \\ \vec{F}_{VM} = C_{VM} \rho_l \alpha_g \left(\frac{D\vec{u}_g}{Dt} - \frac{D\vec{u}_l}{Dt} \right), \quad \vec{F}_{grav} = m_s \vec{g}. \end{aligned}$$

Здесь α – объёмная доля, ρ – плотность (кг/м³), \mathbf{v} – скорость (м/с), t – время (с), p – давление (Па), H – удельная энтальпия (Дж/кг), λ – теплопроводность (Вт/м·К), T – температура (К), Q – количество тепла, поступившее из фазы j (Дж/м³), c_p – теплоёмкость при постоянном давлении (Дж/кг·К), d – диаметр (м), m – масса (кг). Векторы \vec{g} , $\vec{F}_{drag,ij}$,

$\vec{\mathbf{F}}_{VM}$, $\vec{\mathbf{F}}_{grav}$ представляют ускорение свободного падения (m/c^2), удельную силу межфазного взаимодействия (H/m^3), удельную силу присоединённой массы (H/m^3) и силу тяжести (H); $\boldsymbol{\tau}$ – тензор вязких напряжений. C_{VM} – безразмерный коэффициент присоединённой массы (задан 0.5). Индексы i, j указывают на произвольные фазы, индексы g, l, s отвечают газовой, жидкой и твёрдой фазам, соответственно.

На базовые уравнения (1)–(6) были наложены граничные условия:

а) вход затопленной струи

$$v_{gn}|_{3C} = 50 \text{ м/с}, \quad T_g|_{3C} = 1573 \text{ К},$$

$$\alpha_g|_{3C} = 1, \quad \rho_g|_{3C} = 0.225 \text{ кг/м}^3;$$

б) открытая граница

$$p|_{OG} = 101325 \text{ Па}, \quad T|_{OG} = 298 \text{ К}, \quad \alpha_g|_{OG} = 1$$

(указанные условия справедливы, строго говоря, за открытой границей);

в) вход жидкости

$$v_{ln}|_{ж} = 0.576 \text{ м/с}; \quad T|_{ж} = 298 \text{ К};$$

$$\alpha_g|_{ж} = 0; \quad \rho_l|_{ж} = 997 \text{ кг/м}^3;$$

г) адиабатические стенки

$$\vec{\mathbf{v}}|_{ст} = 0, \quad q|_{ст} = 0.$$

Индекс n означает направление по нормали, обращённой внутрь расчётной области.

Массовый расход твёрдой фазы принят $4 \cdot 10^{-4}$ кг/с. Ввод осуществлялся равномерными порциями на каждом временном шаге по сфере радиусом 0.05 м. Сфера соосна с вводом затопленной струи, центр сферы находится на расстоянии 0.55 м от нижней границы ячейки. Начальная скорость частиц – 0.01 м/с, что несколько меньше скорости их осаждения. Начальные скорости жидкости и дымовых газов приняты нулевыми. Начальная температура во всей расчётной области – 298 К. В начальный момент времени уровень жидкости составляет 0.8 м, что соответствует точке перехода боковой стенки в открытую границу.

Для замыкания системы уравнений введены дополнительные соотношения. Условие нормировки для объемных долей фаз: $\alpha_l + \alpha_g = 1$; выражения для тензоров вязких напряжений и деформаций:

$$\boldsymbol{\tau}_i = -\alpha_i \mu_i \left(\nabla \vec{\mathbf{v}}_i + \nabla \vec{\mathbf{v}}_i^T \right) + \alpha_i \boldsymbol{\tau}_{ik},$$

$$\boldsymbol{\tau}_{ik} = 2\mu_{SGS} \mathbf{S}_i^f - \frac{1}{3} \boldsymbol{\tau}_{kk} \delta_{ik},$$

$$\mathbf{S}_i^f = \frac{1}{2} \left(\nabla \vec{\mathbf{v}}_i^f + \nabla \vec{\mathbf{v}}_i^{Tf} \right), \quad \mu_{SGS} = \rho C_s^2 V_e^{2/3} S,$$

$$S = \left(2 \mathbf{S}_l^f \mathbf{S}_l^f \right)^{\frac{1}{2}}.$$

$\boldsymbol{\tau}_{ik}$ представляет собой осредняемую на подсеточном уровне часть вязких напряжений, μ – динамическая вязкость (Па·с). Верхний индекс f указывает на фильтрованные переменные. C_s – постоянная Смагоринского (принята 0.18), V_e – величина контрольного объёма (m^3).

Коэффициент сопротивления для твёрдой фазы определяется корреляцией:

$$C_D = \frac{24}{\mathbf{Re}_s} \left(1 + 0.15 \cdot \mathbf{Re}_s^{0.687} \right).$$

Коэффициент сопротивления для газовой фазы определяется соотношениями:

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{g d_g \Delta \rho}{u_T^2 \rho_l},$$

$$u_T = \frac{\mu_l}{\rho_l d_g} \mathbf{Mo}^{-0.149} (J - 0.857),$$

$$J = \begin{cases} 0.94 H^{0.757}, & 2 < H < 56.3 \\ 3.42 H^{0.441}, & H > 59.3 \end{cases},$$

$$H = \frac{4}{3} \mathbf{Eo} \cdot \mathbf{Mo}^{-0.149} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{ref}} \right)^{-0.14}.$$

Коэффициент теплоотдачи определяется согласно формуле:

$$h_{gl} = 6 \lambda_l \alpha_l \alpha_g \mathbf{Nu} / d_g.$$

Введены следующие обозначения для безразмерных комплексов: это два критерия Рейнольдса для пузырьков воздуха и твёрдых частичек, а также числа Прандтля, Нуссельта, Эотвоса и Мортонса соответственно:

$$\mathbf{Re}_g = \frac{\rho_l d_g |\vec{\mathbf{v}}_g - \vec{\mathbf{v}}_l|}{\mu_l}, \quad \mathbf{Re}_s = \frac{\rho_l d_s |\vec{\mathbf{v}}_s - \vec{\mathbf{v}}_l|}{\mu_l},$$

$$\mathbf{Pr} = \frac{c_p \mu_l}{\lambda_l}, \quad \mathbf{Nu} = 2 + 0.6 \cdot \sqrt{\mathbf{Re}} \cdot \mathbf{Pr}^{1/3},$$

$$\mathbf{Eo} = \frac{g \Delta \rho d_g^2}{\sigma}, \quad \mathbf{Mo} = \frac{\mu_l^4 g \Delta \rho}{\rho_l^2 \sigma^3}.$$

Для дискретизации системы уравнений была построена равномерная конечно-объёмная сетка. Количество ячеек сетки по вертикали – 100, по горизонтали – 130.

4. Обсуждение результатов

В результате численных экспериментов были получены линии тока жидкости, поля скоростей и концентраций жидкой фазы.

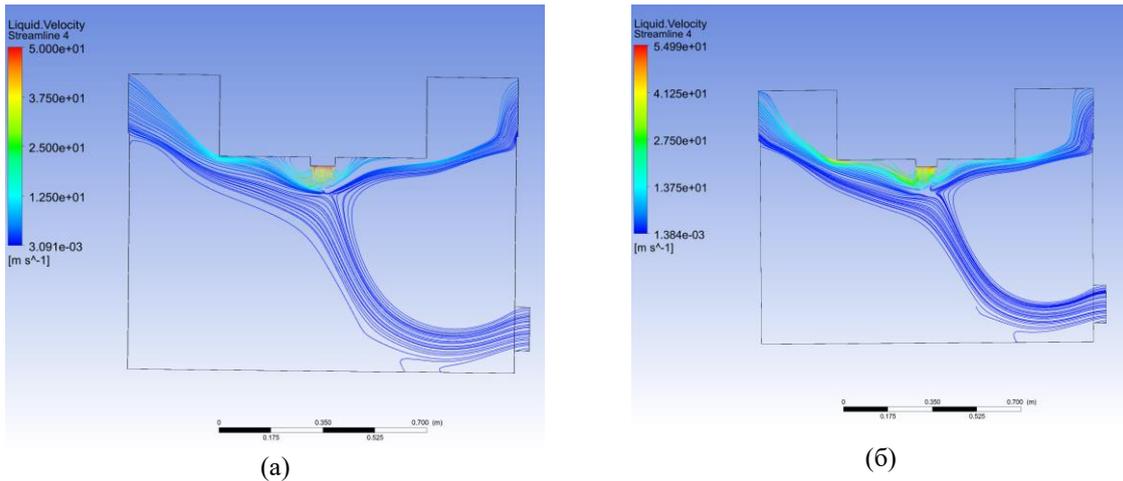


Рис. 3. Линии тока жидкости при диаметре пузырьков: а – 3 мм; б – 27 мм

На рис. 3 представлены линии тока, которые являются результатом наложения двух течений: относительной быстрого потока жидкости, увлекаемого затопленной газовой струей, и медленного восходящего потока, берущего свое начало на входе свежей жидкости. Форма восходящего потока явно указывает на наличие по обе стороны от него вихревых зон, что подтверждается полем скоростей (рис. 4), представленным в векторной форме. Наличие таких вихревых зон согласуется с обнаруженными ранее эффектами [15]. Очевидно, что твёрдая фаза, попавшая в вихревые зоны, не покинет их иначе как путём осаждения на дно ячейки.

На рис. 3 также видна неподвижная седловая область, возникающая в месте встречи двух потоков. По мере увеличения диаметра пузырьков относительный размер неподвижной области колеблется в диапазоне от $1/6$ до 1 диаметра входа затопленной струи (d_{3C}). При этом центр неподвижной области подвержен нерегулярному смещению в зоне, расположенной на расстоянии $1-1.2 d_{3C}$ ниже входа струи между осью симметрии ячейки и прямой, отстоящей от оси вправо на $1/6 d_{3C}$. Таким образом, течение в ячейке зависит не только от скоростей фаз на границах, но и от их морфологии.

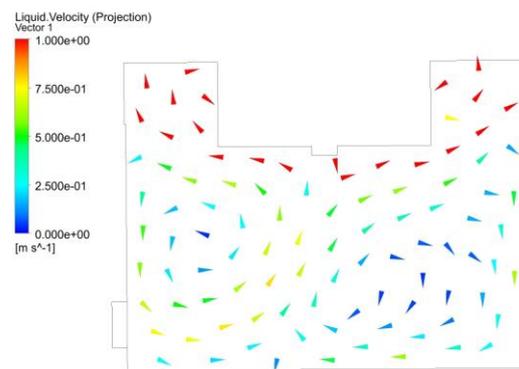


Рис. 4. Поле скоростей (диаметр пузырьков 3 мм)

Форма свободной поверхности при перемене диаметра пузырьков в целом сохраняет свою кривизну, однако при этом меняется величина вкраплений газа в жидкость. При подробном рассмотрении зоны перелива (рис. 5) обнаруживается тенденция к росту высоты слоя жидкости возле открытой границы по мере увеличения диаметра пузырьков. На рис. 5 также видно, что слой занимает всего несколько сеточных ячеек, однако этого достаточно для корректного учёта вытекающей жидкости.

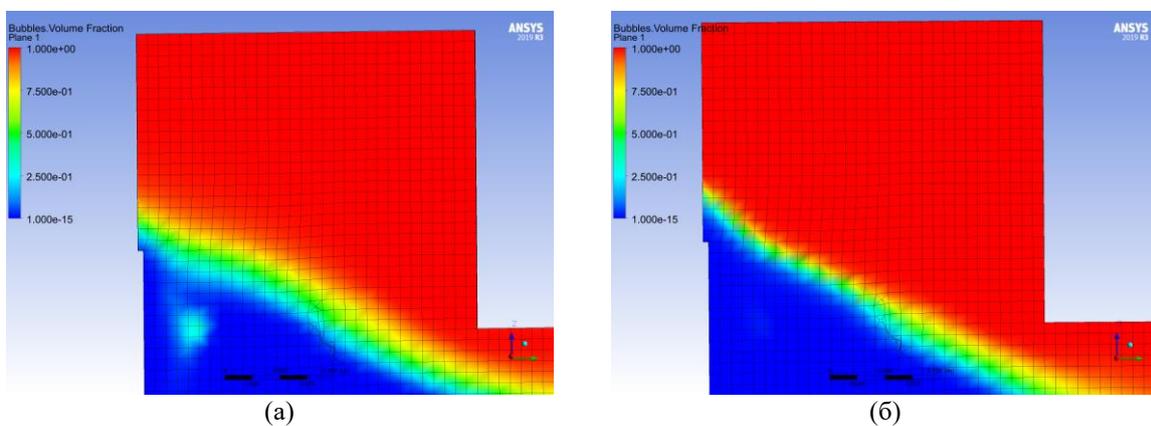


Рис. 5. Объёмная доля газовой фазы в области перелива при диаметре: а – 3 мм; б – 27 мм

Дополнительно была исследована зависимость дальности затопленной струи от диаметра пузырьков газа (таблица и рис. 6).

Дальность затопленной струи

Диаметр пузырьков, мм	Дальность струи, мм	Диаметр пузырьков, мм	Дальность струи, мм
3	78.5	18	82.0
6	79.0	21	85.0
9	78.5	24	104.5
12	81.0	27	102.5
15	78.5	–	–

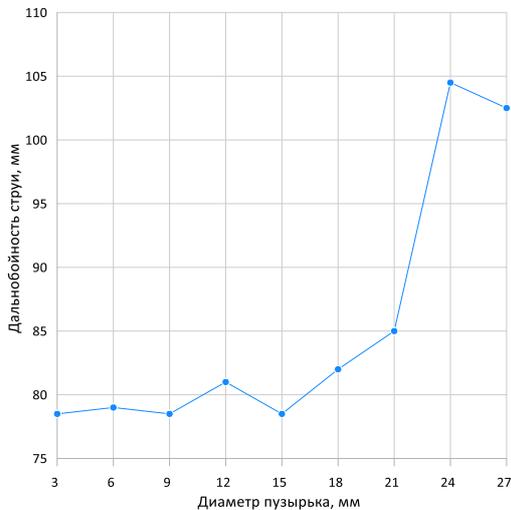


Рис. 6. Зависимость дальности затопленной струи от диаметра пузырьков

Как можно увидеть из рис. 6, дальность незначительно меняется на интервале до 15 мм, однако далее испытывает нелинейный рост. Обнаруженная закономерность противоречит известным положениям о динамике газожидкостной струи. Из [1] известно, что дальность такой струи вычисляется по формуле

$$\bar{L} = 0.87 \mathbf{Ar}_0^{0.6}, \quad (5)$$

где \bar{L} – безразмерная дальность струи, \mathbf{Ar}_0 – безразмерный комплекс, определяемый соотношением:

$$\mathbf{Ar}_0 = \frac{w_0^2 \rho'}{g d_0 (\rho - \rho')}. \quad (6)$$

Здесь w_0 – начальная скорость струи (м/с), ρ – плотность жидкости (кг/м^3), g – ускорение свободного падения, d_0 – диаметр сопла (входа струи; м). Штрих соответствует газовой фазе. Анализируя формулы (5) и (6), можно увидеть, что дальность струи не должна зависеть от размера пузырьков газа.

В то же время следует отметить, что плотность упаковки пузырьков газа зависит от их диаметра. Действительно, в любом произвольном макрообъёме может быть размещено тем больше сферических частиц, чем меньше их линейные размеры. При этом пустоты между частицами будут сокращаться, пока в предельном случае $dL \rightarrow 0$ (L – диаметр частицы) частицы не займут всё пространство, и их объёмная доля не станет равной 1.

Как известно, плотность и вязкость газожидкостных смесей являются функцией объёмной доли газа. Рассмотрим характер зависимости обоих параметров. Вязкость газожидкостной смеси может быть определена по эмпирической формуле [17]:

$$\mu_{см} = \mu_l \frac{1 + 2\alpha_g}{1 + 27\alpha_g^{2.5}}, \quad (7)$$

тогда как плотность смеси определяется по правилу аддитивности:

$$\rho_{см} = \rho_l (1 - \alpha_g) + \rho_g \alpha_g. \quad (8)$$

На рис. 7 представлены безразмерные вязкость и плотность газожидкостной смеси, полученные делением абсолютных значений вычисленных по уравнениям (7) и (8) на вязкость и плотность жидкости соответственно.

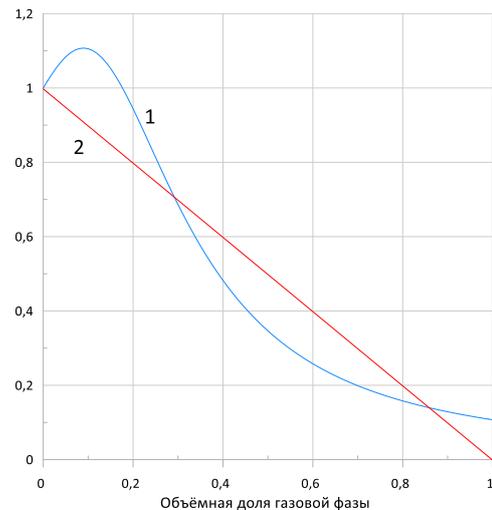


Рис. 7. Зависимость безразмерных вязкости и плотности газожидкостной смеси от объёмной доли газовой фазы: 1 – вязкость, 2 – плотность

Как видно из рис. 7, в области высоких объёмных долей газа (0.8 и более) вязкость и плотность убывают с разной скоростью. Импульс единицы объёма смеси прямо пропорционален плотности и будет убывать так же линейно, как и она. Тензор вязких напряжений пропорционален вязкости, которая убывает нелинейно. Таким образом, в рассматриваемой области может происходить переход от превалирования инерционных эффектов к превалированию вязкостных. Так как у крупных пузырьков плотность упаковки меньше (значит,

меньше и объёмная доля газа), то сильнее влияние инерции объёма смеси. С точки зрения автора, это и объясняет повышенную дальнобойность струи, состоящей из крупных пузырьков.

5. Заключение

В рамках настоящего исследования проведено численное моделирование движения многофазного потока в выпарной ёмкости АПГ при различных диаметрах пузырьков газа. Исследование проводилось с помощью ячейки с затопленной струей и свободной поверхностью, которая является модельным представлением выпарной камеры.

Получено представление об изменчивости линий тока с ростом диаметра пузырьков газа. Это говорит о том, что структура течения в выпарной камере зависит не только от начальных скоростей и разности плотностей фаз, но и от морфологии потока. Кроме того, было обнаружено наличие седловой зоны на кончике газожидкостной струи.

Также отмечена чувствительность дальнобойности затопленной газожидкостной струи к диаметру составляющих её пузырьков. Это говорит о том, что поведение струи не определяется только лишь геометрическими характеристиками погружной горелки, как это следует из критериальных уравнений. В качестве независимой переменной следует учитывать размер пузырьков газа.

Принятые ранее модели, такие, как изложенные в [1] и [16], не описывают влияния размера пузырьков на течение в выпарной ёмкости. Таким образом, обнаружен новый фактор, существенно влияющий на гидродинамическую ситуацию в АПГ.

Сделанные в настоящей работе выводы справедливы для пузырьков с постоянным объёмом.

Список литературы

1. Алабовский А. Н., Удыма П. Г. Аппараты погружного горения. М.: Изд-во МЭИ, 1994. 256 с.
2. Хилько Г. Л., Иванцов А. О., Любимова Т. П. О вибрационной неустойчивости Кельвина–Гельмгольца для жидкостей сравнимых вязкостей // Вестник Пермского университета. Физика. 2023. № 3. С. 60–68. DOI: 10.17072/1994-3598-2023-3-60-68.
3. Марьшев Б. С., Паршакова Я. Н., Иванцов А. О., Зубова Н. А. Вынос из придонного слоя речных систем загрязнений, накопленных в процессе сброса воды, содержащей продукты промышленной переработки // Вычислительная механика сплошных сред. 2022. Т. 15, № 2. С. 209–222. DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.2.16.
4. Пещеренко С. Н., Поспелов Д. Р. Оптимизация базовой конструкции струйного насоса для добычи геотермальных вод // Вестник Пермского университета. Физика. 2024. № 1. С. 33–42. DOI: 10.17072/1994-3598-2024-1-33-42.
5. Saleh S. N., Mohammed A. A., Al-Jubory F. K., Barghi S. CFD assessment of uniform bubbly flow in a bubble column // Journal of Petroleum Science and Engineering. 2018. Vol. 161. P. 96–107. DOI: 10.1016/j.petrol.2017.11.002.
6. Li W., Zhong W. CFD simulation of hydrodynamics of gas–liquid–solid three-phase bubble column // Powder Technology. 2015. Vol. 286. P. 766–788. DOI: 10.1016/j.powtec.2015.09.028.
7. Fletcher D. F., McClure D. D., Kavanagh J. M., Barton G. W. CFD simulation of industrial bubble columns: Numerical challenges and model validation successes // Applied Mathematical Modelling. 2017. Vol. 44. P. 25–42. DOI: 10.1016/j.apm.2016.08.033.
8. Демин В. А., Костыря А. В. Динамика трёхфазного потока газ–жидкость–твёрдые частицы в установке погружного горения // Известия СПбГТИ(ТУ). 2022. Т. 63 (89). С. 78–83. DOI: 10.36807/1998-9849-2022-63-89-78-83.
9. Демин В. А., Костыря А. В. Численное моделирование осаждения твердых частиц в установке погружного горения // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2024. Т. 87. С. 88–105. DOI: 10.17223/19988621/87/8.
10. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Гос. Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1959. 699 с.
11. Xi P., Zhang X., Lu X. Three-dimensional Eulerian modeling of gas–liquid–solid flow with gas hydrate dissociation in a vertical pipe // Chemical Engineering Science. 2019. Vol. 196. P. 1456–1465. DOI: 10.1016/j.ces.2018.10.053.
12. Mahdavianesh M., Noghrehabadi A. R., Behbahaninejad M., Ahmadi G., Dehghanian M. Lagrangian particle tracking: model development // Life Science Journal. 2013. Vol. 10. P. 34–41.
13. Sopasakis A. Unstable flow theory and modeling // Mathematical and Computer Modelling. 2020. Vol. 35. P. 623–641.
14. Menter F. R. Turbulence Modeling for Engineering Flows. Canonsburg: ANSYS Inc., 2011. 25 p.
15. Демин В. А., Костыря А. В. Нестационарные гидродинамические режимы в установке погружного горения // Матер. конф. «Пермские гидродинамические научные чтения – 2023». Пермь: Изд-во ПГНИУ, 2023. С. 121–127.
16. Удыма П. Г. Аппараты с погружными горелками. М.: Машиностроение, 1973. 272 с.
17. Гиматудинов Ш. К. Справочное руководство по проектированию разработки и эксплуатации нефтяных месторождений. Добыча нефти. М.: Недра, 1983. 455 с.

References

- Alabovskiy A. N., Udyma P. G. *Apparaty pogrujnogo gorenija* [Submerged combustion apparatuses]. Moscow: Izdatelstvo MEI, 1994. 256 p. (In Russian)
- Khilko G. L., Ivantsov A. O., Lyubimova T. P. On oscillatory Kelvin-Helmholtz instability of liquids with comparable viscosities. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2023, no. 3, pp. 60–68. DOI: 10.17072/1994-3598-2023-3-60-68 (In Russian).
- Maryshev B., Parshakova Ya., Ivantsov A., Zubova N. Removal of pollution accumulated in the process of wastewater discharge from the bottom layer of river systems. *Computational Continuum Mechanics*, 2022, vol. 15, no. 2, pp. 209–222 (In Russian)
- Peshcherenko S. N., Pospelov D. R. Optimization of the basic design of a water jet pump for geothermal water extraction. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 1, pp. 33–42. DOI: 10.17072/1994-3598-2024-1-33-42 (In Russian)
- Saleh S. N., Mohammed A. A., Al-Jubory F. K., Barghi S. CFD assessment of uniform bubbly flow in a bubble column. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 2018, vol. 161, pp. 96–107. DOI: 10.1016/j.petrol.2017.11.002.
- Li W., Zhong W. CFD simulation of hydrodynamics of gas–liquid–solid three-phase bubble column. *Powder Technology*, 2015, vol. 286, pp. 766–788. DOI: 10.1016/j.powtec.2015.09.028.
- Fletcher D. F., McClure D. D., Kavanagh J. M., Barton G. W. CFD simulation of industrial bubble columns: Numerical challenges and model validation successes. *Applied Mathematical Modelling*, 2017, vol. 44, pp. 25–42. DOI: 10.1016/j.apm.2016.08.033.
- Demin V., Kostyrya A. Dynamics of gas-liquid-solid three phase flow in submerged combustion plant. *Bulletin of St PbSIT(TU)*, 2022, vol. 63 (89), pp. 78–83. DOI: 10.36807/1998-9849-2022-63-89-78-83 (In Russian).
- Demin V. A., Kostyrya A. V. Numerical modeling of sedimentation of solid particles in a submerged combustion apparatus. *Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*, 2024, vol. 87. pp. 88–105. DOI: 10.17223/19988621/87/8 (In Russian).
- Levich V. G. *Fiziko-himicheskaya gidrodinamika* [Physical and Chemical Hydrodynamics]. Moscow, Fizmatlit, 1959. 699 p. (In Russian)
- Xi P., Zhang X., Lu X. Three-dimensional Eulerian modeling of gas–liquid–solid flow with gas hydrate dissociation in a vertical pipe. *Chemical Engineering Science*, 2019, vol. 196, pp. 1456–1465. DOI: 10.1016/j.ces.2018.10.053.
- Mahdavianesh M., Noghrehabadi A. R., Behbahaninejad M., Ahmadi G., Dehghanian M. Lagrangian particle tracking: model development. *Life Science Journal*, 2013, vol. 10, pp. 34–41.
- Sopasakis A. Unstable flow theory and modeling. *Mathematical and Computer Modelling*, 2020, vol. 35, pp. 623–641.
- Menter F. R. *Turbulence modeling for engineering flows*. Canonsburg: ANSYS, Inc, 2011. 25 p.
- Demin V. A., Kostyrya A. V. Nonstationary hydrodynamic regimes in the setup with submerged combustion. *Proc. all-Russian conf. "Permskie gidrodinamicheskie nauchnye chteniya–2023"* [Perm Hydrodynamic Scientific Readings–2023], Perm: Perm State University Press, 2024, pp. 121–127. (In Russian).
- Udyma P. G. *Apparaty s pogrujnymi gorelkami* [Apparatuses with submerged burners]. Moscow: Mashinostroeniye, 1973. 272 p. (In Russian).
- Gimatudinov Sh. K. *Spravochnoe rukovodstvo po proektirovaniyu razrabotki i ekspluatatsii neftyanyh mesto-rozhdenij. Dobycha nefi* [Reference guide for the design, development and operation of oil fields. Oil extraction]. Moscow: Nedra, 1983, 455 p. (In Russian).

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Костыря А. В. Численное моделирование затопленной газожидкостной струи различной дисперсности // Вестник Пермского университета. Физика. 2024. № 3. С. 05–12. doi: 10.17072/1994-3598-2024-3-05-12

Please cite this article in English as:

Kostyrya A. V. Numerical modeling of a submerged gas-liquid jet of various dispersity. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2024, no. 3, pp. 05–12. doi: 10.17072/1994-3598-2024-3-05-12

Сведения об авторах

Костыря Алексей Валерьевич, аспирант кафедры общей физики, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Комсомольский пр-т, 29, Пермь, 614990

Author information

Alexey V. Kostyrya, Postgraduate Student, Department of General Physics, Perm National Research Polytechnic University; 29, Komsomolsky prospekt, Perm, 614990, Russia.