

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Терехов, М. А. Пахомов, Влияние пузырьков на структуру течения и трение в опускном турбулентном газожидкостном потоке, *ТВТ*, 2008, том 46, выпуск 6, 924–930

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

17 марта 2025 г., 14:46:11



УДК 532.529

ВЛИЯНИЕ ПУЗЫРЬКОВ НА СТРУКТУРУ ТЕЧЕНИЯ И ТРЕНИЕ В ОПУСКНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ

© 2008 г. В. И. Терехов, М. А. Пахомов

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

Поступила в редакцию 30.07.2007 г.

В работе представлены результаты расчетного исследования локальной структуры опускного газожидкостного потока в вертикальной трубе. Численная модель основана на использовании двухжидкостного эйлера подхода. Исследовано влияние изменения степени дисперсности газовой фазы, объемного расходного газосодержания, диаметра канала и скорости жидкой фазы на локальную структуру и поверхностное трение в двухфазном потоке.

PACS: 47.27.T-

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентные пузырьковые потоки в каналах широко распространены в различных областях промышленности, таких, как химическая, пищевая, фармацевтическая, атомная и теплоэнергетика. Знание информации о структуре, осредненных и пульсационных характеристиках пузырьковых потоков необходимо при проектировании современных энергоустановок.

Течение двухфазной жидкости в канале зависит от расходных параметров, геометрии и режима течения, физических свойств жидкости и пузырьков, а также направления течения. Ранее экспериментально и численно в работах [1–18] было показано, что опускное течение по своей структуре существенно отличается от восходящего: в пристенной зоне имеется область, свободная от пузырьков, и максимум профиля локального газосодержания α находится на некотором расстоянии от стенки канала. Отмечено наличие пика скорости жидкой фазы в пристенной зоне.

В последнее десятилетие исследованиям опускных пузырьковых потоков уделяется большое внимание [8–19]. В серии работ [8, 15–17] с помощью электродиффузионного метода были измерены трение на стенке, профили локального газосодержания, аксиальной скорости жидкости и ее пульсаций в опускном газожидкостном потоке в трубах диаметром 20 и 42.2 мм. Исследования выполнены в следующем диапазоне параметров: диаметр пузырьков $d = 0.6\text{--}1.8$ мм; среднерасходная скорость жидкости на входе $U = 0.3\text{--}1.5$ м/с, что соответствует числу Рейнольдса потока $Re = \rho U 2R / \mu = 6 \times 10^3\text{--}6 \times 10^4$; объемное расходное газосодержание $\beta = 2\text{--}15\%$, где ρ , μ – плотность и динамическая вязкость несущего потока и R – радиус трубы. Особое внимание в этих работах уделено измерениям в пристенной зоне трубы. Уста-

новлено значительное увеличение трения по сравнению с однофазным потоком. Отмечено, что введение в поток газовой фазы приводит к снижению пульсационных характеристик потока в пристенной области. Показано, что при малых и средних размерах пузырьков снижаются турбулентные пульсации потока и более мелкие пузырьки ближе подходят к поверхности стенки.

В серии работ [10–13] исследовалось опускное пузырьковое течение в трубах внутренним диаметром 25.4 и 50.8 мм. Измерения производились с помощью LDA и комбинированной методики, основанной на методах проводимости и пленочного анемометра. В работе показано влияние межфазного движения на скорость жидкости, локальное газосодержание и размер пузырьков, измерены радиальные профили скоростей пузырьков и локального газосодержания.

Среди численных исследований, посвященных моделированию динамики опускных пузырьковых потоков, можно отметить работу [14], где представлена модель для описания переноса малоинерционных частиц произвольной плотности. Показана возможность использования диффузионно-инерционного подхода для анализа газожидкостных потоков. Суть метода состоит в том, что скорость частиц выражается через характеристики несущего потока и задача моделирования процесса переноса дисперсной фазы сводится к решению уравнения для концентрации частиц. С целью перехода от динамического стохастического уравнения, описывающего траекторию отдельных частиц, типа Ланжевена к континуальному моделированию ансамбля дисперсной фазы вводится уравнение функции плотности вероятности (ФПВ) распределения частиц по координатам, скорости и температуре в турбулентном потоке. Из кинетического уравнения для ФПВ может быть получена система уравнений для моделиро-

вания динамики дисперсной фазы в эйлеровом континуальном подходе.

Исследование опускающего пузырькового течения в плоском канале с использованием метода прямого численного моделирования выполнено в работе [18]. Расчеты проведены для случая движения жидкости с числом Рейнольдса, соответствующим среднemasсовой скорости однофазного потока, $Re = 3768$. Получены продольные распределения осредненной скорости жидкости, локального газосодержания, рейнольдсовы касательные напряжения, завихренность турбулентной жидкости и траектории отдельных пузырьков. Показано, что подъемная сила направляет пузырьки к оси канала. Течение состоит из двух зон: пристенной зоны, свободной от пузырьков, и ядра потока, где профили локального газосодержания и скорости жидкости примерно постоянны.

Несмотря на большое количество работ в этой области закономерности динамики двухфазного потока изучены недостаточно полно. Это относится прежде всего к влиянию большого числа гидродинамических и геометрических параметров на структуру течения и гидравлическое сопротивление, что особенно важно в инженерных приложениях.

Целью настоящей работы является детальное численное исследование характеристик турбулентного опускающего потока в трубе при изменении в широком диапазоне определяющих параметров. Основное внимание уделено анализу поверхностного трения, имеющиеся данные по которому носят фрагментарный характер.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

В работе используется математическая модель [17, 19]. Система основных уравнений базируется на эйлеровом континуальном представлении для обеих фаз. Существенным преимуществом данного подхода по сравнению с эйлерово-лагранжевым описанием является использование уравнений одного типа для описания процессов переноса в газовой и дисперсной фазах. Это позволяет использовать одни и те же методы численного решения системы транспортных уравнений. Кроме того, описание переноса очень мелких частиц не вызывает проблем, так как в этом случае осуществляется предельный переход к задаче о диффузии безынерционной примеси. Недостатком является трудность в представлении граничных условий для дисперсной фазы на ограничивающих поверхностях и некоторую "потерю" информации по траекториям движения отдельных пузырьков и распределению их концентрации. Подобные двухжидкостные модели для моделирования мелкодисперсных двухфазных турбулентных потоков с ча-

стицами, плотность которых значительно превышает плотность несущей среды, были использованы для расчета тепломассопереноса испаряющихся капель в трубе, в пристенных струях [20, 21], а также для случая изотермического газодисперсного потока с твердыми частицами [22].

В работе рассмотрено опускающее течение жидкости и монодисперсных воздушных пузырьков на гидродинамически развитом участке. Не учитывается дробление и коалесценция пузырьков, так как в рассмотренном диапазоне размеров пузырьков ($d \leq 2$ мм) и скоростей фаз это явление несущественно и двухфазную систему можно рассматривать как монодисперсный поток с газовыми включениями средних размеров. Аналогичные предположения при численном анализе пузырьковых потоков сделаны в [9, 14, 18, 23].

Система основных уравнений для описания процессов переноса в жидкой и газовой фазах с соответствующими граничными условиями и методика численного решения подробно описаны в работах [17, 19].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты проведены для случая опускающего течения смеси пузырьков воздуха и воды в следующем диапазоне изменения параметров потока. Объемное расходное газосодержание на входе изменялось в диапазоне $\beta = 1-10\%$, диаметр канала $2R = 20-100$ мм, среднерасходная скорость потока $U_1 = 0.2-1.5$ м/с, что соответствовало диапазону чисел Рейнольдса $Re = \rho U_1 2R / \mu = (0.6-8) \times 10^4$. Размер дисперсной фазы d варьировался в диапазоне 0.1-2 мм и сохранялся постоянным как по длине трубы, так и по ее сечению. Все расчеты проведены для монодисперсного состава двухфазного потока. Температура жидкости T и пузырьков T_b составляла 293 К. Профили распределения параметров по сечению канала рассчитаны на расстоянии $x/(2R) = 100$, что соответствует гидродинамически стабилизированному участку.

Локальное газосодержание. Измеренные [17] и рассчитанные профили локального газосодержания по сечению канала показаны на рис. 1. Эксперименты [17] были проведены при диаметре канала 20 мм, скоростях течения жидкости $U = 0.3-1$ м/с и соответственно числах Рейнольдса $Re < 2 \times 10^4$. Размер дисперсной фазы изменялся в диапазоне $d = 0.7-1.76$ мм. Результаты численных расчетов и экспериментов свидетельствуют о том, что в опускающем пузырьковом потоке пузырьки воздуха собираются в центральной зоне канала. В основной части канала распределение локального газосодержания практически равномерное по сечению трубы (рис. 1а). При наибольшем количестве газа ($\beta = 10\%$) в опытных данных на-

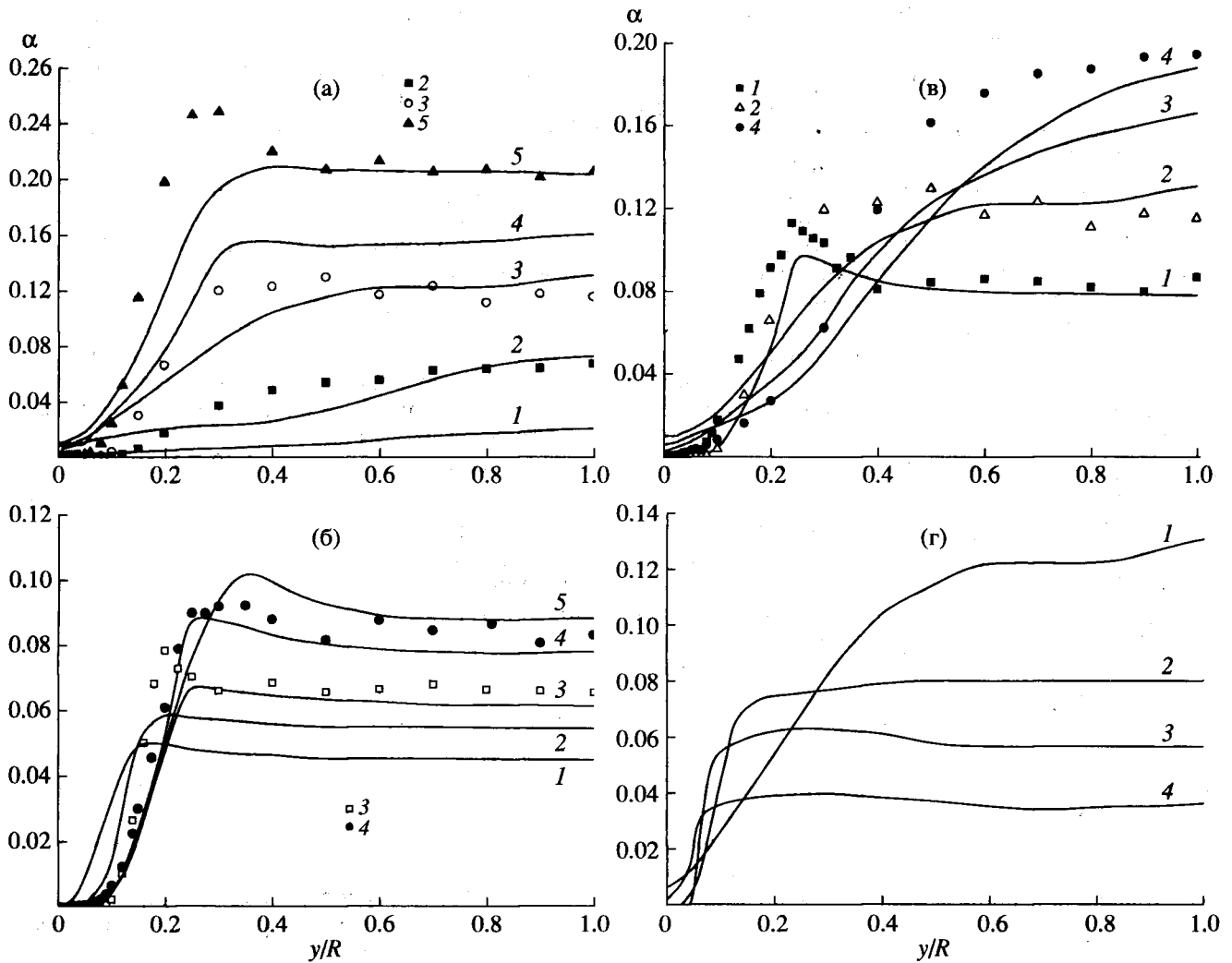


Рис. 1. Распределение локального газосодержания в зависимости от объемного расходного газосодержания (а), размера пузырьков (б), скорости жидкости (в) и диаметра трубы (г). Точки – эксперимент [17]; кривые – расчет при $x/(2R) = 100$. (а): $U_1 = 0.4$ м/с, $2R = 20$ мм, $d = 1.76$ мм, $Re = 8200$; 1 – $\beta = 0.01$, 2 – 0.02, 3 – 0.05, 4 – 0.08, 5 – 0.1; (б): $U_1 = 0.4$ м/с, $2R = 20$ мм, $Re = 8200$, $\beta = 0.05$; 1 – $d = 0.1$ мм, 2 – 0.3, 3 – 0.73, 4 – 1.76, 5 – 2; (в): $d = 1.76$ мм, $\beta = 0.05$, $2R = 20$ мм; 1 – $U_1 = 0.3$ м/с, $Re = 6200$, 2 – 0.5 м/с, $Re = 10300$; 3 – 0.75 м/с, $Re = 15400$, 4 – 1 м/с, $Re = 20600$; (г): $U_1 = 0.5$ м/с, $d = 1.76$ мм, $\beta = 0.05$; 1 – $2R = 20$ мм, 2 – 40, 3 – 60, 4 – 100.

блюдается максимум в профиле локального газосодержания. В расчетах величина максимума меньше и сдвинута в сторону оси трубы. Для экспериментальных и расчетных профилей α характерно практически нулевое значение локального газосодержания у стенки трубы. Величина пристенного слоя “чистой” жидкости зависит от β . С ростом объемного расходного газосодержания величина зоны, свободной от пузырьков, уменьшается.

Увеличение размера дисперсной фазы оказывает влияние на профиль ее концентрации (рис. 1б). Более мелкие пузырьки подходят ближе к стенке трубы, что можно объяснить более низкими значениями радиальных сил, таких, как подъемная сила, турбулентная миграция и пристеночная си-

ла. В целом расчет верно описывает эксперимент, однако имеется рассогласование в пристенной части трубы.

При небольших скоростях потока ($U < 0.5$ м/с) профили локального газосодержания в центральной части канала имеют примерно постоянную величину и наблюдается наличие локального максимума в профиле α (рис. 1в). Дальнейшее увеличение скорости потока приводит к исчезновению локального максимума и профиль локального газосодержания приобретает форму параболы. При этом величина α в пристенной зоне значительно возрастает. Качественно подобные профили α при больших скоростях потока ($U = 1$ м/с, $Re = (2-4) \times 10^4$) ранее наблюдались в экспериментах [24].

Результаты расчетов α представлены на рис. 1г для разных диаметров канала. Зона примерно нулевых локальных газосодержаний для трубы диаметром 20 мм отсутствует, а для труб большего диаметра достигает значения $y/R \approx 0.06$, где y – расстояние от стенки трубы. Для измеренных и рассчитанных профилей α характерно наличие примерно нулевых значений локального газосодержания в пристенной зоне. С ростом диаметра трубы профили α становятся более пологими и величина локального газосодержания на оси трубы понижается. При этом уменьшается размер пристенной зоны, практически свободной от дисперсных включений.

Касательное трение на стенке. На рис. 2 представлены результаты расчетов коэффициента трения C_f в двухфазном потоке в зависимости от числа Рейнольдса при различных значениях β (рис. 2а), диаметра пузырька (рис. 2б) и диаметра канала (рис. 2в). Расчет коэффициента трения производился по следующей зависимости:

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_1^2}$$

Линиями на рис. 2 показаны результаты расчетов коэффициента трения для однофазного потока жидкости при прочих идентичных условиях. Закон сопротивления для ламинарного и турбулентного режимов течения имеет вид соответственно

$$C_f = \frac{16}{Re}, \quad C_f = \frac{0.0791}{Re^{1/4}} \quad (1)$$

На рис. 2а и 2б при расчете числа Рейнольдса потока фиксированным параметром полагался диаметр канала, а на рис. 2в – скорость двухфазного течения.

Результаты расчетов коэффициента сопротивления трения при однофазном режиме течения ($\beta = 0$) неплохо согласуются с формулой (1). При росте числа Рейнольдса потока наблюдается практически линейное уменьшение сопротивления трения. Увеличение объемного расходного газосодержания и размера дисперсной фазы приводит к возрастанию коэффициента сопротивления. Этот эффект можно объяснить турбулизацией течения при обтекании потоком жидкости газовых пузырьков. При возрастании диаметра трубы наблюдается уменьшение коэффициента трения и для канала наибольшего диаметра (100 мм) величина C_f практически совпадает с зависимостью (1) для однофазного потока.

Приведенные на рис. 3 данные свидетельствуют о том, что число Рейнольдса не является единственным определяющим параметром для газожидкостных потоков. Число Рейнольдса находилось при переменной величине скорости двухфазного

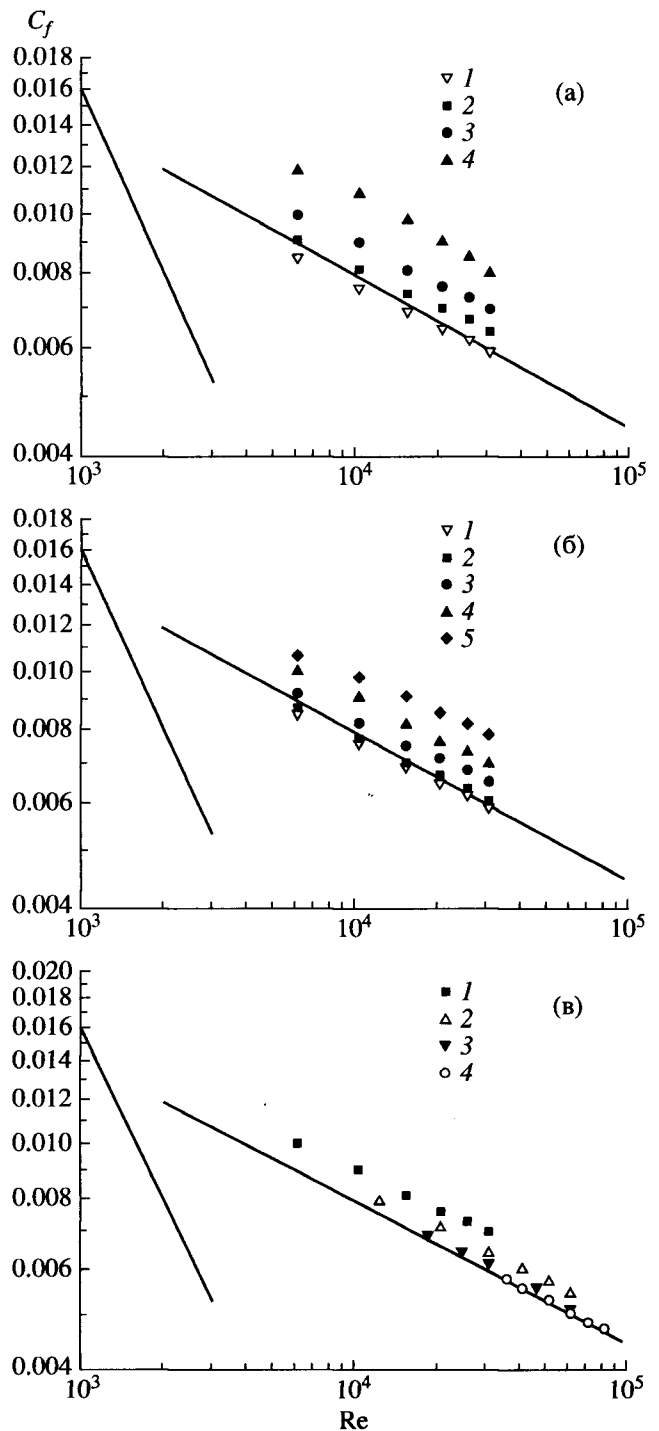


Рис. 2. Влияние на коэффициент поверхностного сопротивления объемного расходного газосодержания (а), начального размера пузырьков (б) и размера трубы (в). Точки – результаты расчетов, линии соответствуют однофазному стабилизированному течению. (а): $2R = 20$ мм, $d = 1.76$ мм; 1 – $\beta = 0$, 2 – 0.02, 3 – 0.05, 4 – 0.1; (б): $2R = 20$ мм, $\beta = 0.05$; 1 – $d = 0$ мм, 2 – 0.01, 3 – 0.05, 4 – 0.1, 5 – 0.2; (в): $\beta = 0.05$, $d = 1.76$ мм; 1 – $2R = 20$ мм, 2 – 40, 3 – 60, 4 – 100.

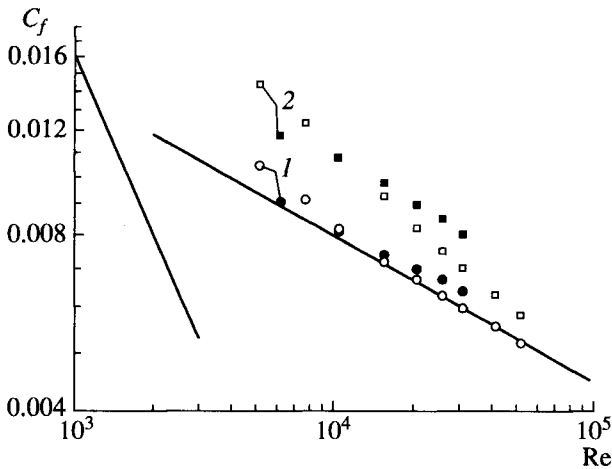


Рис. 3. Коэффициент трения в зависимости от числа Рейнольдса потока при $d = 1.76$ мм. Темные символы – $U = \text{var}$, $2R = 20$ мм; светлые символы – $2R = \text{var}$, $U = 0.5$ м/с; 1 – $\beta = 0.02$; 2 – 0.1.

течения ($U = 0.3\text{--}1.5$ м/с) и постоянном диаметре трубы 20 мм (черные символы), а также при вариации диаметра канала ($2R = 15\text{--}100$ мм) и фиксированной скорости потока $U = 0.5$ м/с (светлые символы). Расчеты выполнены для минимального $\beta = 0.02$ – 1 и максимального $\beta = 0.1$ – 2 объемного расходного газосодержания.

Результаты расчетов изменения касательного напряжения в двухфазном потоке и измерений [17] приведены на рис. 4 в зависимости от объемного расходного газосодержания β . Здесь τ_{w0} – касательное трение в однофазном потоке жидкости при прочих идентичных условиях. Касательное трение на стенке в пузырьковом потоке выше, чем в однофазном. При этом увеличение β приводит к росту касательного сопротивления, что количественно согласуется с данными [17] и качественно – с данными экспериментов [4, 8], проведенными для опускного режима течения в трубах диаметром 15 и 42.2 мм. С ростом скорости потока наблюдается увеличение τ_w , но при этом величина τ_w/τ_{w0} уменьшается. Как для расчетных, так и для опытных данных характерной является практически линейная зависимость относительной величины трения на стенке от объемного газосодержания на входе. Одной из причин увеличения трения на стенке является возрастание градиента скорости жидкости в пристенной зоне за счет более пологой формы профиля скорости в центральной части канала. Измеренные [17] и рассчитанные значения касательного трения находятся выше известной зависимости Арманда [25] (рис. 4, 1):

$$\tau_w/\tau_{w0} = (1 - 0.833\beta)^{-1.53}. \quad (2)$$

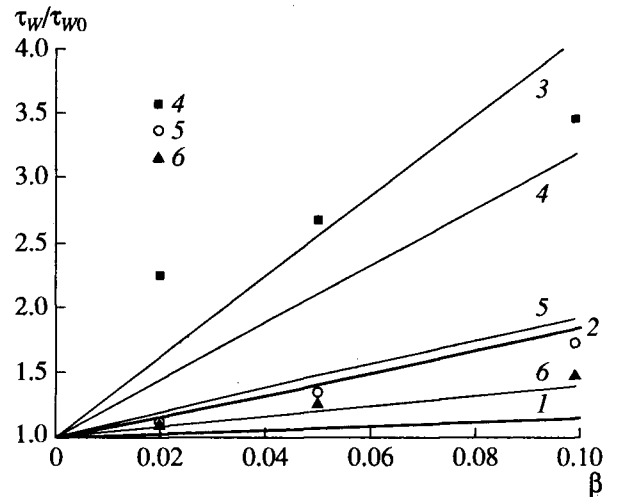


Рис. 4. Относительный коэффициент поверхностного трения в зависимости от объемного расходного газосодержания дисперсной фазы при $d = 1.76$ мм, $2R = 20$ мм. Точки – эксперимент [17], линии – расчет; 1 – формула (2), 2 – зависимость (3), 3 – $U_1 = 0.3$ м/с, $Re = 6200$; 4 – 0.5 м/с, $Re = 10300$; 5 – 0.75 м/с, $Re = 15500$; 6 – 1 м/с, $Re = 20600$.

Необходимо отметить, что опытные и расчетные данные приближаются к зависимости Арманда с ростом скорости потока. Также в работе проведен расчет трения на стенке для опускного газожидкостного потока с использованием модели [26] (рис. 4, 2). На основе теории о длине пути смешения получена формула для касательного трения на стенке

$$\tau_w/\tau_{w0} = \frac{(1 - \epsilon)^{-1} + 22.81 U_{bs} \epsilon / U}{(1 - \epsilon)}, \quad (3)$$

где U_{bs} – скорость всплытия пузырей в покоящейся жидкости определяется по данным [27], ϵ – расчетное значение газосодержания:

$$\epsilon = \frac{\beta}{1 + U_{bs}(1 - \beta)/U}.$$

Результаты проведенных расчетов лучше согласуются с зависимостью (3), чем с соотношением Арманда (2).

Результаты численных расчетов касательного трения в зависимости от размера дисперсных включений показаны на рис. 5. Увеличение размера пузырьков приводит к возрастанию трения на стенке. Рост диаметра трубы ведет к понижению трения в газожидкостном потоке практически до значения, соответствующего однофазному потоку жидкости, что согласуется с данными рис. 2в. Результаты расчетов касательного трения при различных скоростях потока приведены на рис. 5б. Видно, что увеличение скорости жидкости в двухфазном потоке вызывает значительное сни-

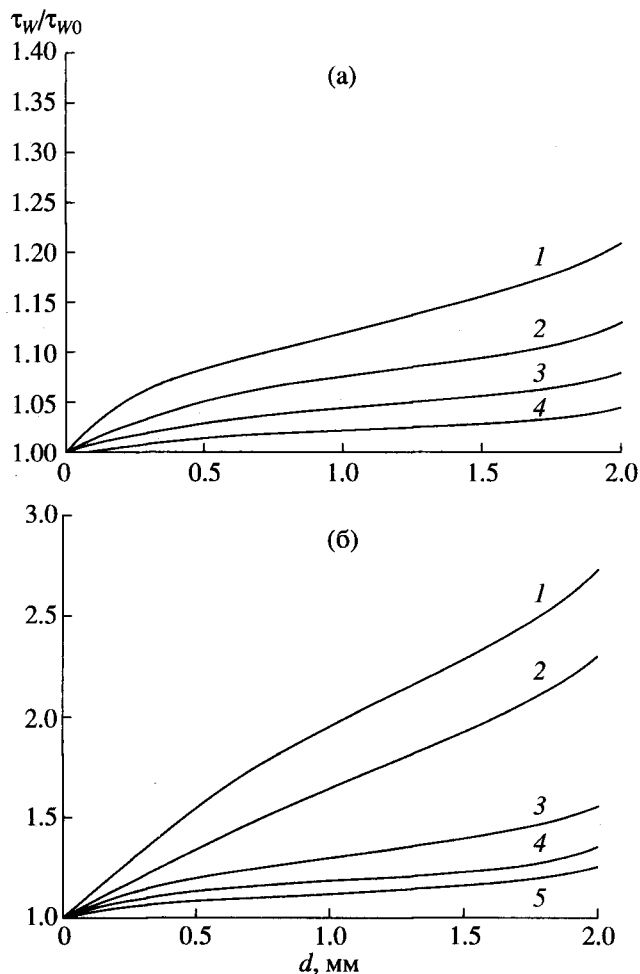


Рис. 5. Относительное трение в двухфазном потоке при изменении диаметра канала (а) и скорости потока (б). (а): $Re = 3.1 \times 10^4$, $\beta = 0.05$; 1 – $2R = 20$ мм, 2 – 40, 3 – 60, 4 – 100. (б): $2R = 20$ мм, $\beta = 0.05$; 1 – $U_1 = 0.3$ м/с, $Re = 6200$; 2 – 0.5 м/с, 10300; 3 – 0.75 м/с, 15500; 4 – 1 м/с, 20 600; 5 – 1.25 м/с, 25500.

жение касательного напряжения на стенке (примерно в 2 раза).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена численная модель для описания процесса переноса газовых пузырьков в турбулентном потоке. Для дисперсной фазы использованы соотношения, первоначально разработанные Деревичем [28] для твердой фазы и успешно примененные авторами для исследования газоконденсатных потоков с испарением капель.

Модель удовлетворительно описывает локальные распределения пузырьков по сечению канала. Наблюдается неплохое согласие между результатами расчетов и измерений профиля локального газосодержания по сечению трубы.

Добавление пузырьков в турбулентную жидкость приводит к значительному возрастанию трения на стенке (до 3–4 раз по сравнению с однофазным течением). Это влияние возрастает с увеличением размера и объемного расходного газосодержания дисперсной фазы. Увеличение скорости двухфазного потока приводит к снижению трения на стенке за счет более сильного роста трения в однофазном потоке по сравнению с пузырьковым течением.

Результаты расчетов напряжения трения на стенке в двухфазном потоке удовлетворительно согласуются с зависимостью из работы [26] и хуже с формулой Армандо [25].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-08-33586) и гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук (грант № МК-186.2007.8). Авторы выражают благодарность О.Н. Кашинскому, П.Д. Лобанову, В.В. Рандину (ИТ СО РАН, Новосибирск) за обсуждение полученных результатов и предоставленные в электронном виде экспериментальные данные по структуре опускного пузырькового потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oshinovo T., Charles M.E.* Vertical Two-Phase Flow. Part II. Holdup and Pressure Drop // *Canad. J. Chem. Eng.* 1974. V. 52. P. 438.
2. *Clark N.N., Flemmer R.L.C.* On Vertical Downward Two-Phase Flow // *Chem. Eng. Sci.* 1984. V. 39. P. 170.
3. *Ганчев Б.Г., Пересадыко В.Г.* Процессы гидродинамики и теплообмена в опускных пузырьковых потоках // *ИФЖ.* 1985. Т. 49. № 2. С. 181.
4. *Горелик Р.С., Кашинский О.Н., Накоряков В.Е.* Исследование опускного пузырькового течения в вертикальной трубе // *ЖПМТФ.* 1987. Т. 28. № 1. С. 67.
5. *Wang S.K., Lee S.J., Jones O.C., Lahey R.T.Jr.* 3-D Turbulence Structure and Phase Distribution Mechanism in Bubbly Two-Phase Flow // *Int. J. Multiphase Flow.* 1987. V. 13. P. 327.
6. *Usui K., Sato K.* Vertically Downward Two-Phase Flow. Part 1. Void Distribution and Average Void Fraction // *J. Nuclear Sci. Technol.* 1989. V. 26. P. 670.
7. *Kamp A., Colin C., Fabre J.* The Local Structure of a Turbulent Bubbly Pipe Flow under Different Gravity Conditions // *Proc. 2nd Int. Conf. on Multiphase Flow ICMF-95.* Kyoto, Japan. 1995. V. 3. Paper P6.
8. *Kashinsky O.N., Randin V.V.* Downward Bubbly Gas-Liquid Flow in a Vertical Pipe // *Int. J. Multiphase Flow.* 1999. V. 25. P. 109.
9. *Артемьев В.К., Корниенко Ю.Н.* Численное моделирование влияния немонотонного профиля газ(паро)содержания на распределение скорости и температуры в двухфазном пузырьковом потоке // *Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену РНКТ-3.* Т. 5. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 41.

10. *Hibiki T., Goda H., Kim S. et al.* Experimental Study on Interfacial Area Transport of a Vertical Downward Bubbly Flow // *Exp. Fluids*. 2003. V. 35. P. 100.
11. *Goda H., Hibiki T., Kim S. et al.* Drift-Flux Model for Downward Two-Phase Flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2003. V. 46. P. 4835.
12. *Hibiki T., Goda H., Kim S. et al.* Structure of Vertical Downward Bubbly Flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2004. V. 47. P. 1847.
13. *Sun X., Paranjare S., Ishii M., Uhle J.* LDA Measurement in Air-Water Downward Flow // *Int. J. Exp. Thermal Fluid Sci.* 2004. V. 28. P. 317.
14. *Зайчик Л.И., Скибин А.П., Соловьев С.Л.* Моделирование распределения пузырьков в турбулентной жидкости на основе диффузионно-инерционной модели // *ТВТ*. 2004. Т. 42. № 1. С. 111.
15. *Кашинский О.Н., Рандин В.В., Лобанов П.Д., Чумитов Т.Д.* Опускное пузырьковое течение при малых расходных газосодержаниях // *Теплофизика и аэромеханика*. 2004. Т. 11. № 4. С. 619.
16. *Кашинский О.Н., Рандин В.В., Лобанов П.Д., Богословцев Г.В.* Влияние дисперсности газовой фазы на характеристики опускного пузырькового течения // *Теплофизика и аэромеханика*. 2005. Т. 12. № 4. С. 635.
17. *Kashinsky O.N., Lobanov P.D., Pakhomov M.A. et al.* Experimental and Numerical Study of Downward Bubbly Flow in a Pipe // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2006. V. 49. P. 3717.
18. *Lu J., Trygvasson G.* Numerical Study of Turbulent Bubbly Downflows in a Vertical Channel // *Phys. Fluids A*. 2006. V. 18. Paper № 103302. 10 p.
19. *Pakhomov M.A., Terekhov V.I.* Flow Structure and Turbulence Modification in a Downward Bubbly Flow // *Proc. 13th Int. Heat Transfer Conf. IHTC-13. Paper TRB-06. Sydney, Australia. 2006. CD-ROM. 12 p.*
20. *Terekhov V.I., Pakhomov M.A.* The Thermal Efficiency of Near-Wall Gas-Droplets Screens. I. Numerical Modeling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2005. V. 48. P. 1747.
21. *Терехов В.И., Пахомов М.А.* Численное исследование пристенной газок капельной струи в канале при наличии теплового потока на поверхности // *Прикл. механика и техн. физика*. 2006. Т. 47. № 1. С. 5.
22. *Pakhomov M.A., Protasov M.V., Terekhov V.I., Varaksin A.Yu.* Experimental and Numerical Investigation of Downward Gas-Dispersed Turbulent Pipe Flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2007. V. 50. P. 2107.
23. *Politano M.S., Carrica P.M., Conventi J.* A Model for Turbulent Polydisperse Two-Phase Flow in Vertical Channel // *Int. J. Multiphase Flow*. 2003. V. 29. P. 1153.
24. *Ибрагимов М.Х., Бобков В.П., Тычинский Н.А.* Исследование поведения газовой фазы в турбулентном потоке смеси воды и газа в каналах // *ТВТ*. 1973. Т. 11. № 5. С. 1051.
25. *Арманд А.А.* Сопrotивление при движении газожидкостного потока по горизонтальным трубам // *Изв. ВТИ*. 1946. № 1. С. 16.
26. *Clark N.N., Flemmer R.L.C.* Two-Phase Pressure Loss in Terms of Mixing Length Theory // *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 1985. V. 24. P. 412.
27. *Wallis G.B.* The Terminal Speed of Drops and Bubbles in an Infinite Medium // *Int. J. Multiphase Flow*. 1974. V. 1. P. 491.
28. *Деревич И.В.* Гидродинамика и тепломассоперенос частиц при турбулентном течении газозвеси в трубе // *ТВТ*. 2002. Т. 40. № 1. С. 86.