

УДК 532.529

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЙЛЕРОВА ПОДХОДА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ВОСХОДЯЩЕМ МОНОДИСПЕРСНОМ ПУЗЫРЬКОВОМ ПОТОКЕ В ТРУБЕ

М. А. Пахомов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: pakhomov@ngs.ru, terekhov@itp.nsc.ru

Представлены результаты моделирования структуры течения в вертикальном монодисперсном газожидкостном потоке в трубе на основе эйлерова подхода с учетом влияния пузырьков на осредненные характеристики и турбулентность несущей фазы. Турбулентность несущей фазы рассчитывается с использованием модели переноса компонент тензора рейнольдсовых напряжений. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показало, что разработанный подход позволяет адекватно описывать турбулентные пузырьковые течения в широком диапазоне значений объемной доли газа и размеров газовых включений.

Ключевые слова: газожидкостный поток, моделирование, структура течения, турбулентность.

DOI: 10.15372/PMTF20160306

Введение. Интерес к экспериментальному изучению вертикальных пузырьковых потоков обусловлен тем, что такие течения широко используются в химической технологии, теплоэнергетике, атомной энергетике и других областях техники [1–7]. Сложность описания вертикальных пузырьковых потоков связана с необходимостью учета большого количества факторов: турбулентности несущей среды, динамического и теплового взаимодействия жидкости и пузырьков, процессов дробления и коалесценции. Результаты моделирования структуры течения и распределения пузырьков по сечению канала или трубы имеют большое научное значение (понимание механизмов межфазного взаимодействия) и находят практическое применение (безопасная эксплуатация и предсказание различных аварийных ситуаций, возникающих в системах охлаждения атомного реактора) [8–16].

Течение газожидкостного двухфазного потока в трубе (или канале) зависит от расходных параметров, геометрии, режима течения, физических свойств жидкости и пузырьков и их размера. Все газожидкостные потоки являются в той или иной мере полидисперсными. Моделирование полидисперсных пузырьковых течений при наличии дробления и коалесценции является существенно более сложной задачей по сравнению с расчетом монодисперсных пузырьковых потоков. Поэтому широко используются различные упрощающие допущения, одним из которых является монодисперсность газожидкостного течения. Та-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-19-00402) и Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 14-08-00520, 15-08-03909).

© Пахомов М. А., Терехов В. И., 2016

кие допущения приводят к снижению точности вычисления распределения концентрации и скорости дисперсной фазы по сечению трубы или канала.

Данная работа является продолжением работ [15, 16], в которых с использованием эйлерова подхода проведено моделирование газожидкостных турбулентных течений. В отличие от [15, 16], где исследование выполнено для режима нисходящего течения, в настоящей работе расчеты проведены для восходящего двухфазного потока. Турбулентность жидкости рассчитывается с использованием анизотропного представления, в то время как в [15, 16] применялась изотропная $(k-\varepsilon)$ -модель, обобщенная на случай наличия пузырьков.

Физико-математическая модель. Основным преимуществом эйлерова подхода по сравнению с лагранжевым траекторным методом является использование для обеих фаз уравнений одного типа и единого численного алгоритма. В данной работе для описания газожидкостных течений используется подход [12, 17], основанный на применении функции плотности вероятности распределения дисперсной фазы по координатам и скоростям в газожидкостном турбулентном потоке. Все уравнения переноса осредненных и турбулентных параметров жидкой и газовой фаз имеют тот же вид, что и при расчете осесимметричных течений, но приведены в тензорной форме для декартовой системы координат.

Несущая фаза. В случае осесимметричного течения жидкости система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса с учетом влияния пузырьков на процессы переноса в жидкости имеет вид

$$\frac{\partial [(1 - \Phi)\rho U_i]}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial [(1 - \Phi)\rho U_i U_j]}{\partial x_i} = -\frac{\partial (1 - \Phi)P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (1 - \Phi) \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \langle u_i u_j \rangle \right) + M_i^{liq},$$

где ρ , μ — плотность и динамическая вязкость несущего потока жидкости; Φ — объемная концентрация газовой фазы; x_i , x_j — аксиальная и радиальная координаты; U_i , U_j — компоненты осредненной скорости жидкой фазы; P — давление в жидкой фазе; $M_i^{liq} = -M_i^{gas}$ — сила межфазного взаимодействия.

Модель турбулентности несущей фазы. Для описания турбулентности газа применялась модель переноса рейнольдсовых напряжений [18], обобщенная на случай наличия дисперсной фазы [8]. Данная модель разработана для расчета однофазных внутренних течений. При использовании этого подхода не требуется применять гипотезу изотропной вязкости. Одним из способов, позволяющих учитывать анизотропию, является использование более сложной модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений. Уравнения модели турбулентности [18] имеют следующий вид:

$$\frac{\partial (U_j \langle u_i u_j \rangle)}{\partial x_j} = P_{ij} + \varphi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_k} \langle u_l u_m \rangle \right) \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_m} + S_{i1},$$

$$\frac{\partial (U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{1}{T_T} (C'_{\varepsilon 1} P_2 - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_\varepsilon} \langle u_l u_m \rangle \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 3} S_{i1} - C_{\varepsilon 4} S_{i2}), \quad (2)$$

$$\chi - L_T^2 \nabla^2 \chi = 1.$$

Здесь P_{ij} — интенсивность переноса энергии осредненного движения к пульсационному; $P_2 = 0,5 P_{kk}$; T_T — временной макромасштаб турбулентности; φ_{ij} — слагаемое, описывающее обмен энергией между отдельными составляющими $\langle u_i u_j \rangle$ вследствие корреляции между давлением и скоростью деформации; ε — диссипация, или скорость передачи мелкомасштабным вихрям энергии крупномасштабных вихрей; $C_{\varepsilon 3} = 1,44$, $C_{\varepsilon 4} = 1,92$ [8]; $L_T =$

$0,161 \max(k^{3/2}/\varepsilon, 80\nu^{3/4}/\varepsilon^{1/4})$ — геометрический макромасштаб турбулентности [18]; χ — параметр, изменяющийся от нуля на стенке до единицы вдали от нее. Константы и функции модели турбулентности (2) взяты из работы [18]. Слагаемые S_{i1} и S_{i2} в правых частях первого и второго уравнений (2) учитывают влияние дисперсной фазы на процессы подавления и генерации турбулентности жидкости пузырьками [8, 13]. Слагаемое S_{i1} определяет дополнительную генерацию турбулентности жидкости за счет отрывного обтекания пузырьков [8], а член S_{i2} — диссипацию, обусловленную вовлечением дисперсной фазы в турбулентное движение жидкости [13]:

$$S_{i1} = \frac{3C_i C_D \Phi |\mathbf{U}_R|^3}{4d}, \quad S_{i2} = \frac{3C_D \Phi k(1-A)^2(1-f_u)|\mathbf{U}_R|}{2d}.$$

Здесь $C_i = 0,1$ [8]; выражения для величин A и f_u приведены в [13]; $\mathbf{U}_R = \mathbf{U} - \mathbf{U}_b$ — осредненная скорость скольжения фаз; C_D — коэффициент сопротивления пузырьков; индекс b соответствует газовому пузырьку.

Система уравнений переноса для дисперсной фазы. Система уравнений неразрывности, осредненных компонент скорости пузырьков и энергии в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\Phi \rho_b U_{bi})}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial (\Phi_k \rho_b U_{bi} U_{bj})}{\partial x_j} &= -\frac{\partial}{\partial x_j} (\Phi \rho_b \langle u_{bi} u_{bj} \rangle) - \frac{1}{\tau} \frac{\partial (\rho_b D_{b,ij} \Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial (\Phi P)}{\partial x_i} - M_{i,k}^{gas}, \end{aligned} \quad (3)$$

где U_{bi}, U_{bj} — компоненты осредненной скорости газовой фазы; ρ_b — плотность воздушного пузырька; $\tau = 4\rho_b d^2 / (3\mu \text{Re}_b C_D)$ — время динамической релаксации пузырьков; $\langle u_{bi} u_{bj} \rangle$ — кинетические напряжения в дисперсной фазе [12, 19]; $D_{b,ij}$ — тензор турбулентной диффузии дисперсной фазы [12, 19]; $\text{Re}_b = \rho |\mathbf{U}_R| d / \mu$ — число Рейнольдса пузырька, определенное по скорости скольжения фаз.

Первые члены в правых частях уравнений импульса для пузырьков (3) описывают турбулентную миграцию (турбофорез), обусловленную возникновением турбулентных напряжений в дисперсной фазе и воздействием турбулентных напряжений в жидкости [18, 19].

Межфазные силы. Член уравнения, описывающий межфазное взаимодействие в эйлеровом приближении, имеет вид

$$\begin{aligned} M_i^{liq} = -M_i^{gas} &= \frac{3\rho C_D}{4d} \Phi \mathbf{U}_R |\mathbf{U}_R| + C_m \rho \Phi \left(U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - U_{bj} \frac{\partial U_{bi}}{\partial x_j} \right) + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_b} \right) \rho_b \Phi \mathbf{g} - \\ &- C_L \Phi \rho |\mathbf{U}_R| \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - C_T \rho k |\mathbf{U}_R| \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - \left(C_{W1} + C_{W2} \frac{d}{2y_b} \right) \frac{2\alpha \rho |\mathbf{U}_R|^2}{d}, \end{aligned} \quad (4)$$

где α — объемная доля газа.

Сила межфазного взаимодействия M_i^{liq} в уравнении (4) определяется с учетом влияния на пузырек следующих факторов: силы аэродинамического сопротивления (первое слагаемое), эффекта присоединенной массы (второе слагаемое), силы тяжести и силы Архимеда (третье слагаемое), силы Сэффмена (четвертое слагаемое), турбулентной гомогенной диффузии пузырьков (пятое слагаемое) и пристенной силы (шестое слагаемое). Отметим, что первое, второе, четвертое и пятое слагаемые имеют вид, аналогичный виду слагаемых в работе [11].

Коэффициент сопротивления пузырьков C_D в выражении для силы аэродинамического сопротивления определяется по соотношениям [20] с учетом деформации пузырька:

$$C_D = C_D|_{We \rightarrow 0} + \Delta C_D (C_D|_{We \rightarrow \infty} - C_D|_{We \rightarrow 0}).$$

Здесь $C_D|_{We \rightarrow 0}$ — коэффициент сопротивления недеформируемого пузырька при числе Вебера, стремящемся к нулю:

$$C_D|_{We \rightarrow 0} = \begin{cases} (24/Re_b)(1 + (3/16)Re_b^{0,687}), & Re_b \leq 10^3, \\ 0,44, & Re_b > 10^3 \end{cases}$$

(при больших числах Вебера коэффициент сопротивления деформируемого пузырька вычисляется по формуле $C_D|_{We \rightarrow \infty} = 8/3 + 24/Re_b$); $We = \rho|U_R|d/\sigma$; σ — коэффициент поверхностного натяжения; ΔC_D — интерполяционная функция [20], описывающая переход от малых чисел Вебера к большим: $\Delta C_D = \text{th}[0,0038(We Re_b^{0,2})^{1,6}]$. Коэффициент в выражении для расчета эффекта присоединенной массы равен $C_m = 0,5$. В радиальном направлении на пузырек действуют следующие силы: подъемная сила, сила, возникающая вследствие турбулентной диффузии, пристенная сила и сила турбофореза. Выражение для подъемной силы взято из [21], выражение для коэффициента C_L — из [22]:

$$C_L = \begin{cases} \min[0,288 \text{th}(0,121 Re_b), f(Eo_b)], & Eo_b \leq 4, \\ f(Eo_b), & 4 \leq Eo_b \leq 10, \\ -0,27, & Eo_b > 10. \end{cases}$$

Здесь $f(Eo_b) = 0,0011 Eo_b^3 - 0,0159 Eo_b^2 - 0,0204 Eo_b + 0,474$ — поправочная функция [22]; $Eo_b = g(\rho - \rho_b)D_H^2/\sigma$ — модифицированное число Этвеша, определяющее соотношение между внешними силами (силой тяжести) и силами поверхностного натяжения; $D_H = d(1 + 0,163 Eo_b^{0,757})^{1/3}$ — максимальный горизонтальный размер пузырька [23]. Следует отметить, что в модели, предложенной в [22], значение коэффициента равно $C_L = -0,29$, но в соответствии с данными работ [13, 24] было выбрано значение $C_L = -0,27$. Значение коэффициента в выражении для турбулентной диффузии (см. уравнение (4)) равно $C_T = 0,1$ [11]. Направление действия подъемной силы зависит не только от направления движения потока, но и от размера пузырьков [4, 22, 24]. Формула для коэффициента C_L записана с учетом смены его знака для пузырьков размером более 5 мм.

Пристенная сила (шестое слагаемое в уравнении (4)), определенная в [25], направлена к оси канала как для восходящего, так и для нисходящего течения. С учетом условия прилипания жидкости на твердой стенке трубы скорость течения жидкой фазы в области между стенкой и пузырьком меньше, чем на противоположной стороне пузырька. Вследствие этого возникает сила, отталкивающая пузырек от стенки.

Система дифференциальных уравнений для расчета рейнольдсовых напряжений пузырьков приведена в [16].

Методика расчета. В данной работе используется методика численного решения уравнений [26]. Решение получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках. Для вычисления конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK третьего порядка точности. Для определения диффузионных потоков использовался метод центральных разностей второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась в соответствии с конечно-объемной согласованной процедурой SIMPLEC. Применялась неравномерная в аксиальном и радиальном направлениях расчетная сетка (расчетные узлы сгущались в окрестности стенки трубы и в начальных сечениях трубы). Все расчеты проведены на сетке, содержащей 256×100 контрольных объемов. Дополнительно проведены расчеты на сетке, содержащей 400×200 контрольных объемов. Различие результатов расчетов числа Нуссельта для газожидкостного

турбулентного течения и скоростей жидкости и пузырьков на разных сетках не превышало $1 \div 2$ %. Первая расчетная ячейка располагалась на расстоянии от стенки $y_+ = u_* y / \nu \approx 0,4$ (скорость трения u_* определялась для однофазного течения жидкости при прочих идентичных параметрах). Для корректного расчета больших градиентов параметров двухфазного потока в вязком подслое располагалось не менее 10 контрольных объемов.

Система уравнений (1)–(4) дополняется граничными условиями, условиями на входе и выходе из вычислительной области. На оси трубы задаются условия симметрии для газовой и дисперсной фаз

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad \varphi = (U, V, u', v', u'v', \varepsilon, U_b, V_b, u'_L, v'_L, u'_L v'_L).$$

На стенке ставятся условие непроницаемости для обеих фаз и условие прилипания для жидкой фазы:

$$U = V = U_b = V_b = u' = v' = u'v' = u'_L = v'_L = u'_L v'_L = 0, \quad \varepsilon = \varepsilon_W.$$

Во входном сечении задаются равномерные распределения всех параметров по радиусу трубы. В выходном сечении ставятся “мягкие” граничные условия. Для осредненных компонент скоростей дисперсной фазы и их пульсаций граничные условия на ограничивающей поверхности приведены в [27].

Результаты расчетов. Для верификации представленной в работе модели использованы экспериментальные данные работ [3, 4, 28], в которых измерения были выполнены в восходящем турбулентном пузырьковом потоке. Все расчеты проведены для системы вода — воздушные пузырьки при атмосферном давлении.

Осредненные характеристики и распределение объемной доли газа. Эксперименты [4] были проведены в трубе из акрила диаметром $2R = 38$ мм и длиной $L = 2800$ мм при различных значениях среднерасходных скоростей жидкости J_L и пузырьков J_b . Сечение, в котором выполнялось измерение параметров потока двухфазного потока и пузырьков, располагалось на расстоянии $x/(2R) = 36$ от сечения, в котором подавались пузырьки. Измерения скорости жидкости проводились с помощью термоанемометра, а для определения скорости пузырьков и объемной доли газа применялся двойной датчик сопротивления. Температура жидкости поддерживалась постоянной и составляла $10,00 \pm 0,01$ °С. Воздух подавался через 64 отверстия размером 0,1 мм, их средний диаметр в начальном сечении составлял 3 мм. Информация о распределениях параметров на входе в трубу отсутствует, поэтому в расчетах были заданы равномерные распределения всех параметров.

На рис. 1 приведены результаты численного моделирования, а также данные экспериментов [4] для восходящего газожидкостного течения. Радиальные профили осредненных аксиальных скоростей жидкой и газовой фаз представлены на рис. 1,а. В восходящем потоке за счет действия силы Архимеда аксиальная скорость жидкой фазы меньше соответствующего значения для пузырьков. В результате перемещения пузырьков к стенке трубы возникает дополнительная турбулизация потока за счет отрывного обтекания в следе за пузырьками. В пристенной зоне наблюдается некоторое завышение величины рассчитанных скоростей фаз по сравнению с данными измерений [4]. Аналогичные результаты получены в расчетах [13]. На рис. 1,б показаны экспериментальные и расчетные зависимости объемной доли газа от радиуса трубы при различных значениях J_b . Видно, что используемая модель достаточно точно описывает распределения пузырьков по радиусу трубы в восходящем потоке. За счет действия подъемной силы пузырьки перемещаются к стенке трубы, и в этой области профиль объемной доли газа имеет четко выраженный максимум. В турбулентном ядре течения имеет место практически равномерное распределение объемной доли газа.

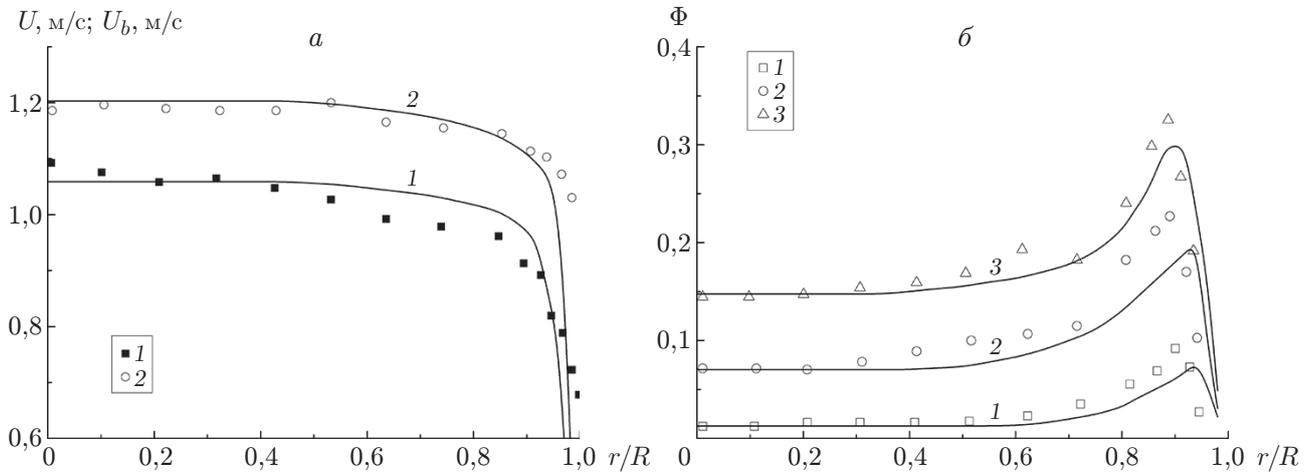


Рис. 1. Распределения осредненных скоростей фаз (а) и объемной доли газа (б) по радиусу трубы:

точки — экспериментальные данные [4], линии — результаты расчетов в данной работе ($2R = 38$ мм, $J_L = 0,753$ м/с, $Re = 2,84 \cdot 10^4$, $d = 3$ мм); а — 1 — жидкость, 2 — газ ($J_b = 0,23$ м/с); б — 1 — $J_b = 0,027$ м/с, 2 — $J_b = 0,112$ м/с, 3 — $J_b = 0,23$ м/с

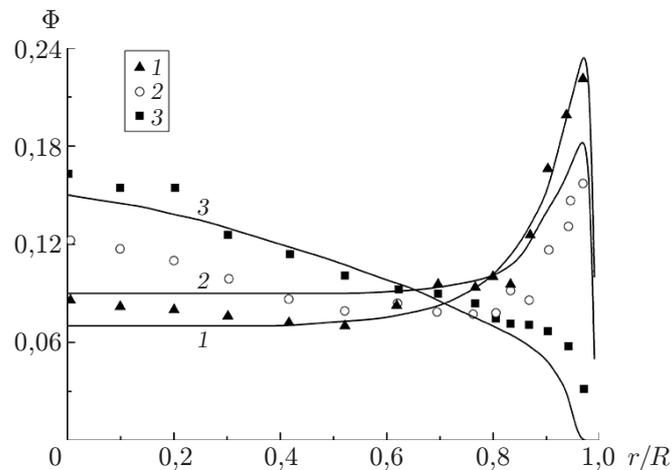


Рис. 2. Распределение концентрации пузырьков по сечению трубы:

точки — экспериментальные данные [28], линии — результаты расчетов в данной работе ($2R = 57,3$ мм, $J_L = 1$ м/с, $J_b = 0,1$ м/с, $Re = 5,7 \cdot 10^4$); 1 — $d = 2,8$ мм, 2 — $d = 3,7$ мм, 3 — $d = 6,6$ мм

На рис. 2 представлены экспериментальные [28] и расчетные распределения концентрации пузырьков по радиусу трубы при различных размерах газовых пузырьков. Эксперименты были проведены в трубе диаметром $2R = 57,2$ мм. Сечение, в котором выполнялись измерения параметров двухфазного потока и пузырьков, располагалось на расстоянии $x/(2R) = 60$ от сечения, в котором подавались пузырьки. Измерения скорости жидкости и ее турбулентных характеристик в двухфазном потоке проводились с помощью термоанемометра. Температура жидкости поддерживалась постоянной и составляла $26,0 \pm 0,2$ °С. Воздух подавался через генератор пузырьков диаметром 9,7 мм, расположенный в центре трубы. Диаметр генерируемых пузырьков варьировался в диапазоне $3 \div 10$ мм. Измерения проводились в 15 точках, расположенных на отрезке $r/R \in [0; 0,98]$. Подробной информации о входных профилях искомых параметров в работе [28] не приведено, поэто-

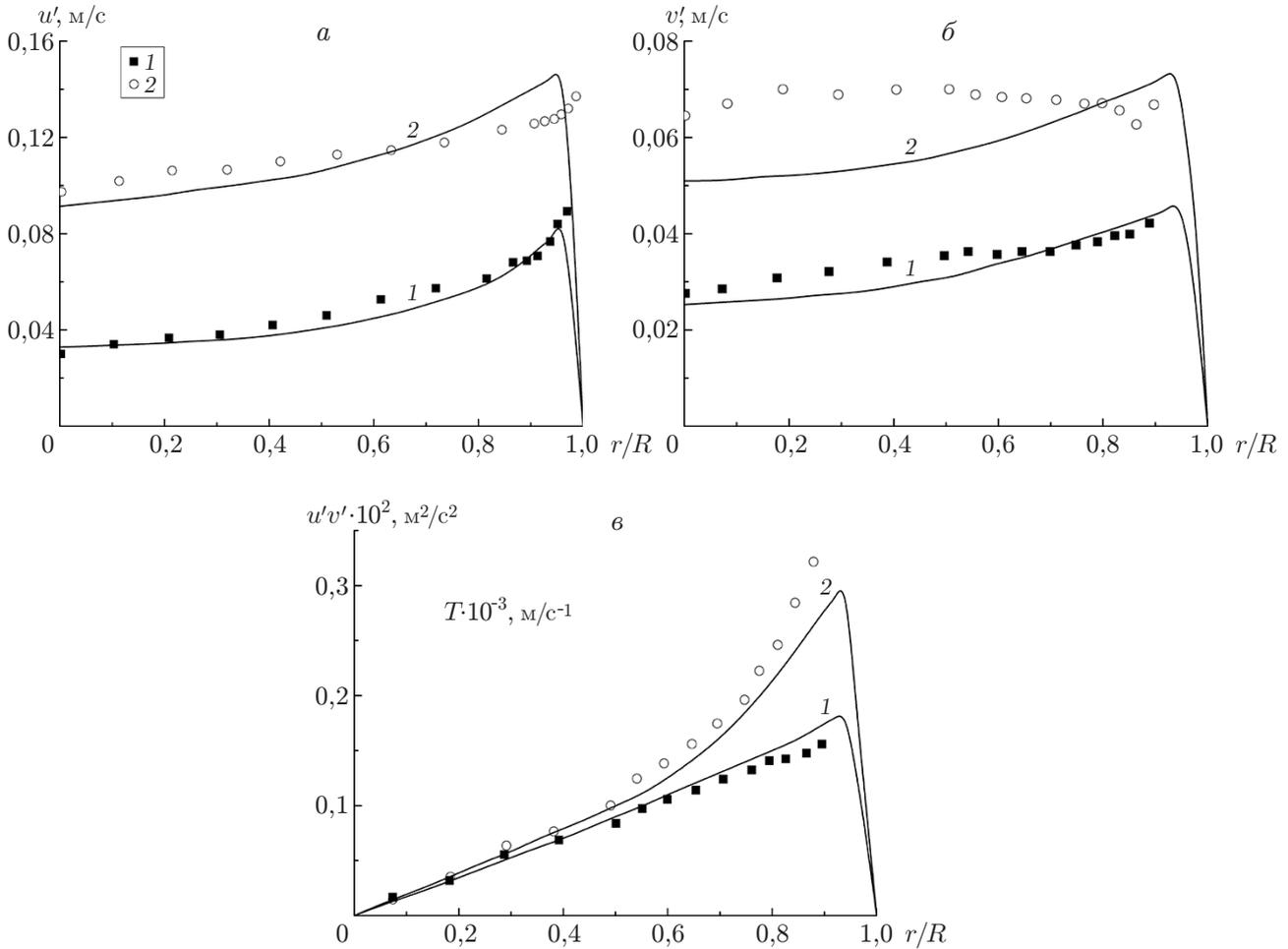


Рис. 3. Распределения аксиальных (а) и радиальных (б) пульсаций скорости, а также рейнольдсовых касательных напряжений (в) по сечению трубы: точки — экспериментальные данные [4], линии — результаты расчетов в данной работе ($2R = 38$ мм, $J_L = 0,753$ м/с, $Re = 2,84 \cdot 10^4$, $d = 3$ мм); 1 — $J_b = 0$ (однофазный поток воды), 2 — $J_b = 0,18$ м/с

му в расчетах были заданы равномерные распределения параметров во входном сечении трубы.

В работах [11, 13] показано, что в восходящем течении при размере пузырьков более 5 мм профиль объемной доли газа не имеет локального максимума в пристенной области. Наблюдается увеличение концентрации пузырьков в приосевой зоне по сравнению с пристенной областью трубы, что обусловлено изменением направления действия подъемной силы. В расчетных моделях этому изменению соответствует смена знака коэффициента подъемной силы C_L . Разработанная модель в целом корректно описывает перенос пузырьков размером $d = 6,6$ мм в приосевую область трубы (линия 3). В распределении объемной доли газа более мелких пузырьков $d = 2,8; 3,7$ мм (линии 1, 2) имеется локальный максимум концентрации в пристенной зоне, что согласуется с данными, приведенными на рис. 1.

Турбулентные характеристики обеих фаз. На рис. 3 показаны профили аксиальных u' , радиальных v' пульсаций скорости и рейнольдсовых касательных напряжений $u'v'$ в жидкости. Турбулентность жидкой фазы возрастает по мере приближения к твердой

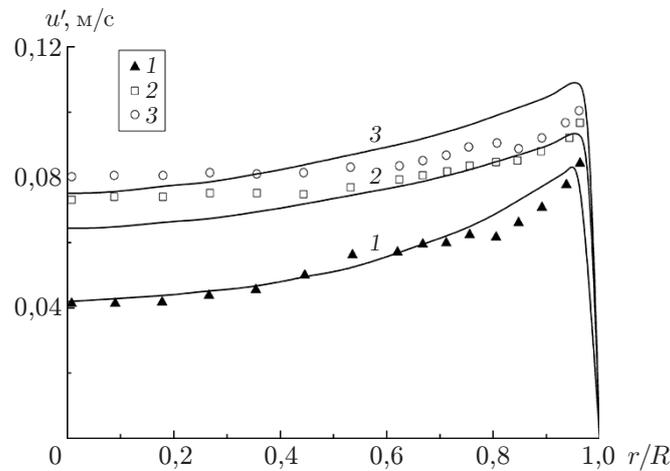


Рис. 4. Распределения аксиальных пульсаций скорости несущей фазы по сечению трубы:

точки — экспериментальные данные [3], линии — результаты расчетов в данной работе ($2R = 57,15$ мм, $J_L = 0,71$ м/с, $Re = 3,4 \cdot 10^4$, $d = 3$ мм); 1 — $J_b = 0$ (однофазный поток), 2 — $J_b = 0,1$ м/с, 3 — $J_b = 0,27$ м/с

стенке, что обусловлено как собственной турбулентностью жидкости, так и турбулизацией потока пузырьками. На рис. 3 видно, что рассчитанные аксиальные пульсации хорошо согласуются с данными измерений: погрешность не превышает $10 \div 15$ % (см. рис. 3,а). В случае однофазного потока результаты расчетов поперечных пульсаций скорости жидкости удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, но в случае газожидкостного течения различие результатов расчетов и измерений в ядре потока достигает 25 %, в пристенной области погрешность не превышает 15 % (см. рис. 3,б). Турбулентные касательные напряжения имеют максимум, расположенный в пристенной зоне трубы, что можно объяснить турбулизацией течения при обтекании пузырьков (см. рис. 3,в).

Результаты сравнения экспериментальных [3] и расчетных распределений аксиальных пульсаций скорости несущей фазы по сечению трубы при наличии пузырьков представлены на рис. 4. Эксперименты проводились в трубе диаметром $2R = 57,15$ мм. Сечение, в котором выполнялись измерения параметров двухфазного потока и пузырьков, располагалось на расстоянии $x/(2R) = 35$ от сечения, в котором подавались пузырьки. Измерения трех компонент осредненной и пульсационной скоростей жидкости и объемной доли газа проводились с использованием специально разработанного трехмерного конического термоанемометра при температуре жидкости, равной комнатной температуре. Средний диаметр пузырьков на входе в трубу составлял 3 мм.

Так же как и в случае, представленном на рис. 3,а, максимум величины аксиальных пульсаций находится в пристенной зоне трубы. Во всем сечении трубы турбулентность жидкости в случае двухфазного газожидкостного течения больше соответствующего значения в случае однофазного потока. Вследствие образования турбулентного следа при обтекании пузырьков происходит дополнительная турбулизация течения. На рис. 4 видно, что при наличии пузырьков профили аксиальных пульсаций скорости жидкости являются более пологими, чем в случае однофазного потока жидкости.

На рис. 5 приведены профили аксиальных пульсаций скорости однофазной жидкости и пузырьков при различных значениях среднерасходной скорости газа J_b . Максимум интенсивности пульсаций скорости пузырьков, так же как и пульсаций скорости жидкости, располагается в пристенной зоне. Увеличение J_b приводит к возрастанию интенсивно-

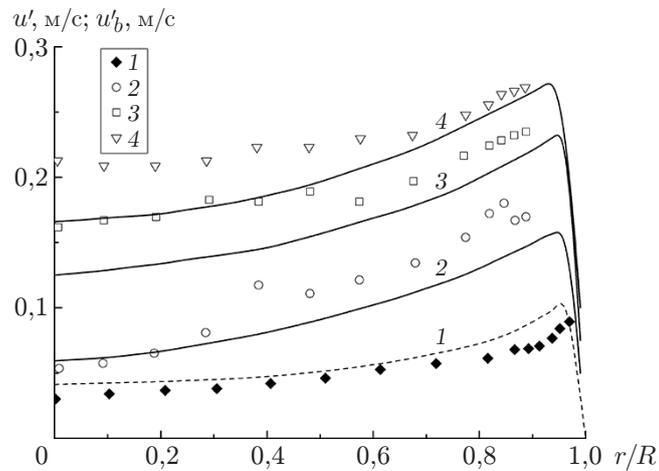


Рис. 5. Распределения аксиальных пульсаций скорости однофазной жидкости (1) и пузырьков газа (2–4) по радиусу трубы:

точки — экспериментальные данные [4], линии — результаты расчетов в настоящей работе ($2R = 38$ мм, $J_L = 0,753$ м/с, $Re = 2,84 \cdot 10^4$, $d = 3$ мм); 1 — $J_b = 0$ (однофазный поток воды), 2 — $J_b = 0,027$ м/с, 3 — $J_b = 0,112$ м/с, 4 — $J_b = 0,23$ м/с

сти турбулентности пузырьков за счет взаимодействий пузырек — пузырек и пузырек — жидкость. Следует отметить, что наиболее существенное увеличение пульсаций скорости дисперсной фазы u'_b наблюдается при малых значениях среднерасходной скорости газа (кривая 2). С увеличением J_b возрастание величины u'_b замедляется (кривые 3, 4), что характерно и для экспериментов [4], и для проведенных в данной работе расчетов.

Закключение. С использованием эйлера подхода разработана численная модель газожидкостных течений. С помощью модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений, обобщенной на случай наличия пузырьков, рассчитана турбулентность жидкости. В модели турбулентности учтены дополнительная генерация турбулентности в следе за пузырьками и дополнительная диссипация при вовлечении частиц в движение жидкости.

Приведены результаты анализа восходящего турбулентного пузырькового потока в трубе. Исследовано влияние начальной объемной доли газа и размера пузырьков на осредненные и пульсационные скорости фаз и распределения пузырьков по сечению трубы. Сравнение различных экспериментальных данных и результатов численного моделирования показывает, что модель адекватно описывает основные характеристики монодисперсного газожидкостного турбулентного потока (распределения концентрации пузырьков, осредненные и пульсационные характеристики обеих фаз).

ЛИТЕРАТУРА

1. Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow. 1–3 // Intern. J. Multiphase Flow. 1975. V. 2. P. 221–259.
2. Горелик Р. С., Кашинский О. Н., Накоряков В. Е. Исследование опускного пузырькового течения в вертикальной трубе // ПМТФ. 1987. № 1. С. 69–73.
3. 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 // Intern. J. Multiphase Flow. 1987. V. 13. P. 327–343.
4. Liu T., Bankoff S. Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe. 1,2 // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. P. 1049–1072.

5. **Nakoryakov V. E., Kashinsky O. N., Randin V. V., Timkin L. S.** Gas-liquid bubbly flow in vertical pipes // *Trans. ASME. J. Fluids Engng.* 1996. V. 118. P. 377–382.
6. **Nouri N. M., Yekani Motlagh S., Navidbakhsh M., et al.** Bubble effect on pressure drop reduction in upward pipe flow // *Exp. Thermal Fluid Sci.* 2013. V. 44. P. 592–598.
7. **Lelouvetel J., Tanaka T., Sato Y., Hishida K.** Transport mechanisms of the turbulent energy cascade in upward/downward bubbly flows // *J. Fluid Mech.* 2014. V. 741. P. 514–542.
8. **Lopez de Bertodano M., Lee S. J., Lahey R. T. (Jr.), Drew D. A.** The prediction of two-phase turbulence and phase distribution using a Reynolds stress model // *Trans. ASME. J. Fluids Engng.* 1990. V. 112. P. 107–113.
9. **Troshko A. A., Hassan Y. A.** A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2001. V. 27. P. 1965–2000.
10. **Chahed J., Roig V., Masbernat L.** Eulerian — Eulerian two-fluid model for turbulent gas — liquid bubbly flows // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2003. V. 29. P. 23–49.
11. **Politano M., Carrica P., Converti J.** A model for turbulent polydisperse two-phase flow in vertical channel // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2003. V. 29. P. 1153–1182.
12. **Зайчик Л. И., Скибин А. П., Соловьев С. Л.** Моделирование распределения пузырьков в турбулентной жидкости на основе диффузионно-инерционной модели // *Теплофизика высоких температур.* 2004. Т. 42, № 1. С. 111–117.
13. **Зайчик Л. И., Мукин Р. В., Мукина Л. С. и др.** Развитие диффузионно-инерционной модели для расчета пузырьков турбулентных течений. Изотермическое монодисперсное течение в вертикальной трубе // *Теплофизика высоких температур.* 2012. Т. 50, № 1. С. 74–82.
14. **Чернышев А. С., Шмидт А. А.** Использование эйлерово-эйлеровского подхода для моделирования турбулентных течений пузырьков сред // *Письма в ЖТФ.* 2013. Т. 39, вып. 12. С. 17–24.
15. **Kashinsky O. N., Lobanov P. D., Pakhomov M. A., et al.** Experimental and numerical study of downward bubbly flow in a pipe // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2006. V. 49. P. 3717–3727.
16. **Терехов В. И., Пахомов М. А.** Влияние пузырьков на структуру течения и трение в опускном турбулентном газожидкостном потоке // *Теплофизика высоких температур.* 2008. Т. 46, № 6. С. 924–930.
17. **Алипченков В. М., Зайчик Л. И.** Моделирование движения легких частиц и пузырьков в турбулентных потоках // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2010. № 4. С. 69–87.
18. **Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J.** Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // *Flow, Turbulence Combust.* 2008. V. 81. P. 395–410.
19. **Zaichik L. I.** A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // *Phys. Fluids.* 1999. V. 11. P. 1521–1534.
20. **Loth E.** Quasi-steady shape and drag of deformable bubbles and drops // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2008. V. 34. P. 523–546.
21. **Drew D. A., Lahey R. T. (Jr.)** The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining inviscid flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1987. V. 13. P. 113–121.
22. **Tomiyma A., Tamai H., Zun I., Hosokawa S.** Transverse migration of single bubbles in simple shear flows // *Chem. Engng Sci.* 2002. V. 57. P. 1849–1958.
23. **Wellek R. M., Agrawal A. K., Skelland A. H. P.** Shapes of liquid drops moving in liquid media // *AIChE J.* 1966. V. 12. P. 854–860.
24. **Hibiki T., Ishii M.** Lift force in bubbly flow systems // *Chem. Engng Sci.* 2007. V. 62. P. 6457–6474.

25. **Antal S. P., Lahey R. T. (Jr.), Flaherty J. F.** Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow // Intern. J. Multiphase Flow. 1991. V. 17. P. 635–652.
26. **Пахомов М. А., Терехов В. И.** Сравнение эйлерова и лагранжева описаний при исследовании течения и теплообмена в газокапельном осесимметричном отрывном турбулентном потоке // ПМТФ. 2013. Т. 54, № 4. С. 96–108.
27. **Derevich I. V.** Statistical modeling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. P. 3709–3723.
28. **Liu T. J.** The role of bubble size on liquid phase turbulent structure in two-phase bubbly flow // Proc. of the 3rd Intern. conf. on multiphase flow ICMF'98, Lyon (France), June 8–12, 1998. [Electron. resource]. Lyon: Ecole Centrale de Lyon, 1998. Paper 662. CD-ROM disc.

*Поступила в редакцию 16/VI 2014 г.,
в окончательном варианте — 30/IV 2015 г.*
