Теплофизика и аэромеханика, 2023, том 30, № 2

УДК 532.529

Численное моделирование неподвижного газового снаряда Тейлора*

М.В. Алексеев, Ан.А. Лукьянов

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

Новосибирский государственный университет

E-mail: almaxcom@mail.ru, a.lukyanov1@g.nsu.ru

Проведено численное исследование неподвижного (висячего) снаряда Тейлора по условиям эксперимента с применением нестационарной модели k–ω SST (shear stress transport) турбулентности. Выполнен анализ режимных параметров течения жидкости и газа перед снарядом, в пленке жидкости, в снаряде и за ним. Показано хорошее совпадение результатов эксперимента и расчета для трения в пленке жидкости, а также для формы носика снаряда и толщины пленки.

Ключевые слова: газовый снаряд Тейлора, трение на стенке, OpenFOAM, модель турбулентности k–ω SST.

Введение

Процесс исследования двухфазных потоков является неисчерпаемым источником задач для многих поколений ученых. Многогранность двухфазных режимов течения в каналах (снарядный, пузырьковый, дисперсно-кольцевой, кольцевой) усложняет проектирование и расчет современных технологических и промышленных устройств в энергетической, пищевой, химической и нефтегазовой отраслях. Развитие методов численного моделирования (computational fluid dynamics, CFD), с одной стороны, упрощает расчет и проектирование технологических устройств, с другой — ставит вопросы о применимости физических моделей, заложенных в коде, достоверности замыкающих соотношений в моделях, квалифицированной реализации программного кода и наличия широкого спектра экспериментов для его верификации. Возникновение концепции свободного программного обеспечения привело к развитию свободных CFD-кодов, таких как OpenFOAM [1], Basilisk [2] и др. В открытой интегральной платформе для численного моделирования задач механики сплошных сред OpenFOAM реализовано более 15 физических моделей для расчета двухфазных потоков. Расчетные физические модели реализуются с помощью отдельных решателей (солверов) — программы, созданной на стандартных библиотеках OpenFOAM. Ранее с помощью кода OpenFOAM проводилось расчетное исследование задач инжекции газа в жидкость с использованием решателя compressibleInterFoam [3, 4].

* Работа поддержана государственным контрактом Российской Федерации с ИТ СО РАН (121032200034-4).

Было реализовано решение уравнений Навье–Стокса, дополненное методом VOF (Volume of the Fluid Method) для двухфазной среды с учетом сжимаемости каждой из фаз. В этих исследованиях поставлена задача о верификации модели двухфазной среды на классическом верификационном эксперименте, а именно на задаче неподвижного газового снаряда Тейлора [5 – 7]. Газовый пузырь Тейлора в форме «снаряда» занимает почти все поперечное сечение трубы и реализуется в тейлоровском режиме течения двухфазного потока [8]. Это течение характеризуется квазипериодическим чередованием газовых снарядов и жидких пробок, в которых могут содержаться мелкие пузырьки газа. Всплытие одиночного газового снаряда Тейлора в вертикальной трубе с жидкостью происходит с постоянной скоростью, которая не зависит от длины снаряда [9]:

$$U_s = 0{,}35\sqrt{gD}, \qquad (1)$$

где g — ускорение свободного падения, D — диаметр трубы.

При возникновении опускного потока жидкости, скорость которого равна скорости всплытия снаряда, возможно его зависание. Впервые возникновение устойчивой квазистационарной газовой каверны (снаряда) в опускном течении было замечено в пузырьковой колонне диаметром 57 мм при интенсивном инжектировании газа [10]. Каверна образовывалась сразу за устройством инжектирования и занимала почти все сечение пузырьковой колонны. Получить свободный, одиночный, «висячий»-неподвижный газовый снаряд достаточно сложно из-за неустойчивого режима течения. С помощью зонда-трубки на оси симметрии был получен неподвижный снаряд Тейлора в трубе диаметром 99,7 мм [11] при скорости опускного течения, равной скорости всплытия снаряда.

В работе было проведено исследование массообмена пузырькового потока и снаряда, выявлена степень уноса пузырей от снаряда, измерена и вычислена толщина пленки в снаряде от расхода жидкой фазы [12]. Подобным образом с помощью установки зонда-трубки был получен стабилизированный, «висячий»-неподвижный снаряд Тейлора для диаметра трубы 20 мм [5 – 7]. Такая геометрия задачи позволила измерить характеристики течения жидкости вокруг газового снаряда Тейлора, такие как трение на стенке перед снарядом, в пленке снаряда, за снарядом, провести визуализацию и измерение толщины пленки. Кроме того, был выявлен факт «прилипания» неподвижного снаряда Тейлора к зонду даже при скоростях опускного потока выше, чем скорость всплытия одиночного снаряда. При данных расходах опускного течения носик снаряда становится более острым и его форма схожа с формой носика у снарядов, полученных при вынужденном течении для переходных чисел Рейнольдса [13].

Детальные экспериментальные исследования висячего снаряда в работах [5 – 7] позволили использовать эту задачу для верификации CFD-кодов. Впервые в качестве верификации задача была использована в работах [14, 15]. Расчет был выполнен в плоской двумерной постановке на ортогональных сетках различной детализации — 200×15 и 300×65 расчетных узлов по длине и ширине канала соответственно. Количественное сравнение результатов расчетов с экспериментом проведено по величине трения на стенке канала. Выявлено, что в расчете трения на стенке существенную роль играет детализация сетки в области пограничного пристеночного слоя.

Режимный анализ эксперимента [7] показал, что при обтекании жидкостью «висячего» снаряда скорость потока соответствует переходному к турбулентности режиму течения. Численное решение задачи невозможно в ламинарной постановке без применения моделей турбулентности. Наиболее рационально с вычислительной точки зрения использование нестационарной модели турбулентности k–ω SST, которая является комбинацией k–ε и k–ω моделей турбулентности.

Развитие кластерных вычислений с применением свободного кода OpenFOAM позволяет решать задачи о движении тейлоровских снарядов в трубах. Например, в работе [16] было проведено трехмерное моделирование движения и процесса слияния двух тейлоровских снарядов на сетках, превышающих 8 млн ячеек. В работе [17] проводилось численное исследование динамики и теплообмена при движении тейлоровских пузырей в капиллярах с круглым сечением на сетках в 4 – 5 млн ячеек. Применение решателя compressibleInterFoam кода OpenFOAM позволяет решать широкий круг задач движения и теплообмена двухфазной среды с выраженной межфазной границей в приближении сжимаемых и несжимаемых сред.

Целью настоящей работы является трехмерное моделирование неподвижного (висячего) газового снаряда Тейлора методом VOF с применением нестационарной модели турбулентности k–ω SST; анализ турбулентных характеристик потока, полученных из модели турбулентности k–ω SST; сравнение расчетных данных с экспериментальными.

Математическая модель двухфазного потока

В солвере comptessibleInterFoam реализована модель для двух сжимаемых, неизотермических, несмешивающихся жидкостей с использованием подхода захвата границы раздела фаз на основе метода VOF. Теплофизические свойства двухфазной среды определяются как линейные комбинации свойств жидкой и газовой фаз:

$$\rho = \alpha\rho_{\mathrm{l}} + (1 - \alpha)\rho_{\mathrm{g}}, \quad \mu = \alpha\mu_{\mathrm{l}} + (1 - \alpha)\mu_{\mathrm{g}},$$

где индексы l и g обозначают жидкую и газовую фазы соответственно. Объемная доля жидкости α равна нулю в газовой фазе, единице в жидкой фазе и принимает значение в диапазоне (0, 1) на границе раздела газ/жидкость. Свойства фаз указаны в табл. 1.

Движение и теплообмен двухфазной среды определяются уравнениями неразрывности, импульса и энергии соответственно:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\left(\rho\vec{U}\right) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial\rho\vec{U}}{\partial t} + \nabla\left(\vec{U}\rho\vec{U}\right) = -\nabla\left(p + \frac{2}{3}\mu_{\mathrm{eff}}\nabla\vec{U}\right) + \left[\nabla\left(\mu_{\mathrm{eff}}\nabla\vec{U}\right) + \left(\nabla\vec{U}\cdot\nabla\mu_{\mathrm{eff}}\right)\right] + \rho\vec{g} + \vec{f_{\mathrm{s}}}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial\rho T}{\partial t} + \nabla\cdot\left(\rho\vec{U}T\right) + \left(\frac{\alpha}{C_{\mathrm{V,l}}} + \frac{1-\alpha}{C_{\mathrm{V,g}}}\right)\left(\frac{\partial\rho K}{\partial t} + \nabla\left(\rho\vec{U}K\right) + \nabla\left(\vec{U}p\right)\right) = \nabla\alpha_{\mathrm{eff}}\nabla T. \tag{4}$$

Здесь $\vec{U}$ — локальный вектор скорости, t — время, ρ — плотность, p — давление, $C_{\mathrm{V,g}}$, $C_{\mathrm{V,l}}$ — изохорная теплоемкость газа и жидкости соответственно, T — температура,

Таблица 1

Теплофизические свойства фаз

Параметр	Вода	Воздух
ρ, кг/м^3	999,2	1,206
μ, Па · с	$1{,}002\cdot10^{-2}$	$1{,}84\cdot10^{-5}$
c, м/с	1481	343
σ, Н/м	$72{,}74\cdot10^{-3}$	

$\alpha_{\text{eff}} = (\lambda_1 + \lambda_{\tau,1})\alpha/C_{\text{p,l}} + (\lambda_{\text{g}} + \lambda_{\tau,\text{g}})(1-\alpha)/C_{\text{p,g}}$ — эффективная турбулентная диффузия смеси, λ_{g}, λ_1 — коэффициенты теплопроводности для газа и жидкости соответственно, $\lambda_{\tau,\text{g}}$, $\lambda_{\tau,1}$ — коэффициенты турбулентной теплопроводности для газа и жидкости соответственно, $C_{\text{p,g}}$, $C_{\text{p,l}}$ — изобарная теплоемкость газа и жидкости соответственно, g = 9,81 м/с^2 — ускорение свободного падения, $K = \left|\vec{U}\right|^2/2$ — удельная кинетическая энергия. Эффективная динамическая вязкость $\mu_{\text{eff}} = \mu + \nu_\tau\rho$ определялась через вязкость и турбулентную вязкость. Сила поверхностного натяжения в уравнении (3) на границе раздела жидкость – газ определялась с помощью модели сплошной поверхности (CSF) [18]: $f_{\text{S}} = \sigma k_{\text{S}} n$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, k_{S} — кривизна свободной поверхности, которая определяется как дивергенция вектора нормали: $k_{\text{S}} = \nabla(\nabla\alpha / \left|\nabla\alpha\right|)$. Нормаль к свободной поверхности вычисляется как градиент объемной доли жидкой фазы в ячейке: $n = \nabla\alpha$, α — объемная доля жидкой фазы.

Уравнение объемной доли жидкости, двухфазного сжимаемого потока записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t} + \nabla\left(\alpha\vec{U}_1\right) + \nabla\left(\alpha(1-\alpha)\vec{U}_{\text{r}}\right) = \alpha(1-\alpha)\left(\frac{\psi_{\text{g}}}{\rho_{\text{g}}} - \frac{\psi_1}{\rho_1}\right)\frac{Dp}{Dt} + \alpha\nabla\vec{U},$$

где $\vec{U}_{\text{r}} = \vec{U}_1 - \vec{U}_{\text{g}}$ — межфазная скорость, $\vec{U} = \alpha\vec{U}_1 + (1-\alpha)\vec{U}_{\text{g}}$ — вектор скорости через скорости фаз, ψ_{g}, ψ_1 — сжимаемость для газа и жидкости соответственно.

Замыкание уравнений происходило с помощью уравнений состояния для каждой из фаз $\rho_{\text{l,g}} = \rho_{\text{01,g}} + \psi_{\text{l,g}}(T)p$, где $\psi_{\text{l,g}}(T)$ — сжимаемость каждой из фаз, $\rho_{\text{01,g}}$ — номинальная плотность. Для сжимаемой фазы (т.е. газа) номинальная плотность $\rho_{\text{01,g}} = 0$ и $\psi_{\text{l,g}}(T) = 1/(R_\mu T)$, что приводит к уравнению состояния идеального газа $\rho_{\text{g}} = \rho_{\text{g}}(p, T) = \psi_{\text{l,g}}(T)p = p/(R_\mu T) = p\mu/(RT)$, где R — газовая постоянная, μ — молярная масса. Для фазы с низкой сжимаемостью (т.е. жидкости) устанавливается номинальная плотность жидкости в нормальных условиях $\rho_{0,1}$ = const, сжимаемость определяется как $\psi_{\text{g}} = 1/c^2$, где c — скорость звука.

Введем критерий условия для расчета, когда влияние сжимаемости для среды существенно в уравнении (2):

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\psi\delta p}{\rho} = \frac{\delta p}{c^2\rho} = \frac{\overline{\delta\vec{U}^2}}{2c^2} < 0{,}01, \tag{5}$$

где $\delta\rho$ — характерное изменение плотности от сжимаемости среды, δp — перепад давления, $\left|\overline{\delta\vec{U}}\right|$ — изменение скорости. Преобразуя уравнение (5), получим выражения

$$\delta p = 0{,}01c^2\rho, \quad \left|\overline{\delta\vec{U}}\right|\sqrt{0{,}02}c.$$

Подставляя данные из табл. 1, получим предельные значения δp, δU для воды δp_1 = = 21,8 МПа, $\left|\overline{\delta\vec{U}_1}\right|$ = 209 м/с и воздуха δp_{g} = 1420 Па, $\left|\overline{\delta\vec{U}_{\text{g}}}\right|$ = 48,5 м/с.

Большой класс задач, связанных с моделированием движения пузырей [17] и снарядов Тейлора [16], не выходит за пределы перепадов давления и изменения скорости, где требуется учитывать сжимаемость жидкости и газа.

В нашей задаче выбор сжимаемого, неизотермического солвера compressibleInterFoam обусловлен тем, что с помощью него можно решать класс задач волновой динамики двухфазной среды с теплообменом и изменяющимися свойствами среды (вязкость, плотность, поверхностное натяжение и др.) от температуры и давления. В несжимаемом солвере interFoam отсутствует уравнение на температуру, также отсутствует возможность расчета с изменением свойств газовой и жидкой среды от давления и температуры. Отрицательное свойство солвера compressibleInterFoam — это наличие дополнительных итерационных циклов для расчета температуры и давления с замыкающими соотношениями (уравнение состояния, зависимость свойств среды от давления и температуры). Это свойство солвера приводит к замедлению скорости расчета. Положительным свойством солвера compressibleInterFoam является консервативность в сравнении с солвером interFoam. В некоторых задачах данное свойство проявляется в меньшей восприимчивости к численной неустойчивости.

Скорость расчета можно было бы увеличить при реализации модели двухфазной среды в приближении Буссинеска для двух несжимаемых, неизотермических, несмешивающихся жидкостей с использованием подхода захвата границы раздела фаз на основе метода VOF. Такой тип солвера в OpenFOAM отсутствует.

Изначально для задачи о неподвижном газовом снаряде Тейлора не требовался расчет температуры. В работе [7] выполнены эксперименты по теплообмену неподвижного газового снаряда Тейлора со стенкой. В дальнейшем предполагается продолжить исследование для решения задачи теплообмена и его корректного сравнения с задачей без теплообмена. Поэтому в задаче без теплообмена решено было использовать солвер compressibleInterFoam.

Сжимаемость для жидкости и газа полагалась $\psi_{\mathrm{l,g}} = 0$. Задавалось уравнение состояния для плотности фаз $\rho_{\mathrm{l}} = \mathrm{const}$, $\rho_{\mathrm{g}} = \mathrm{const}$. Детально алгоритм работы решателя compressibleInterFOAM описан в работах [19, 20].

Модель турбулентности

Модель двухфазного потока дополнялась гибридной URANS- (Unsteady Reynolds-averaged Navier – Stokes equations) моделью турбулентности k–ω SST (shear-stressed transport), которая является комбинацией k–ε и k–ω моделей турбулентности. Функция смешивания F_1 активирует модель k–ω, которая хорошо подходит для моделирования течения в вязком подслое, и модель k–ε, которая идеально подходит для моделирования потока в областях, удаленных от стенки. Это гарантирует, что соответствующая модель используется во всем поле потока.

Удельная скорость диссипации энергии турбулентности ω (далее — удельная скорость диссипации) и кинетическая энергия турбулентности k получены из следующих уравнений переноса:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_{\mathrm{i}} k)}{\partial x_{\mathrm{i}}} = P_{\mathrm{k}} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}\left[(\mu + \sigma_{\mathrm{k}} \mu_{\mathrm{t}}) \frac{\partial k}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right],$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_{\mathrm{i}} \omega)}{\partial x_{\mathrm{i}}} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_{\mathrm{i}}}\left[(\mu + \sigma_{\omega} \mu_{\mathrm{t}}) \frac{\partial \omega}{\partial x_{\mathrm{i}}}\right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{k}{x_{\mathrm{i}}} \frac{\omega}{x_{\mathrm{i}}},$$

где функция смешивания F_1 определяется как

$$F_1 = \tanh\left(\left(\min\left[\max\left[\frac{\sqrt{k}}{\beta^* y\omega}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right], \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right]\right)^4\right), \tag{6}$$

$$CD_{k\omega} = \max\left[2\rho\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{k}{x_i}\frac{\omega}{x_i}, 10^{-10}\right], \tag{7}$$

а y — расстояние до ближайшей стенки. Функция F_1 равна нулю вдали от поверхности (работает модель k–ε) и переключается на единицу внутри пограничного слоя (работает модель k–ω). Турбулентная вихревая вязкость определяется следующим образом:

$$\nu_t = \frac{\alpha_1^{SST}k}{\max\left[\alpha_1^{SST}\omega, SF_2\right]}, \tag{8}$$

где S — инвариантная мера скорости деформации, а F_2 — вторая функция смешивания, определяемая как

$$F_2 = \tanh\left(\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* y\omega}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)^2\right).$$

Скорость генерации турбулентной энергии за счет энергии осредненного поля:

$$P_k = \mu_t\frac{U_i}{x_j}\left(\frac{U_i}{x_j} + \frac{U_j}{x_i}\right). \tag{9}$$

Все константы вычисляются путем смешивания соответствующих констант моделей k–ε и k–ω через $\alpha^{SST} = \alpha_1^{SST} F_1 + \alpha_2^{SST}(1 - F_1)$ и т.д. Константами для этой модели являются: $\beta^{*SST} = 0{,}09$, $\alpha_1^{SST} = 5/9$, $\beta_1^{SST}=3/40$, $\sigma_{k1}^{SST} = 0{,}85$, $\sigma_{\omega 1}^{SST} = 0{,}5$, $\alpha_2^{SST} = 0{,}44$, $\beta_2^{SST} = 0{,}0828$, $\sigma_{k2}^{SST} = 1$, $\sigma_{\omega 2}^{SST} = 0{,}856$ [21].

Постановка задачи и граничные условия

Условия расчета и геометрия расчетной области соответствовали экспериментальному исследованию [5 – 7]. Общая схема расчетной области представлена на рис. 1*a*. В работе рассматривается система, состоящая из круглого цилиндра общей длиной L = = 150 – 250 мм, радиусом R = 10 мм. Внутри канала устанавливался цилиндрический зонд длиной l_1 = 45 мм и радиусом r_1 = 1 мм, который заканчивался усеченным конусом длиной l_2 = 5 мм и внешним радиусом r_2 = 2 мм. В расчетах использовалась мультиблочная радиальная сетка со сгущением около стенки (см. рис. 1*c*). Построение мультиблочной расчетной сетки производилось с помощью утилиты blockMesh. Общее число ячеек расчетной сетки составляло 2,7 млн для рабочей области длиной 150 мм и 4,2 млн — для 250 мм. Сгущение ячеек около стенки было таковым, что толщина ближайшей к стенке ячейке составляла $\Delta y = 2{,}9\ 10^{-5}$ мм. В пересчете на y^+ значения изменяются от 0,2 до 2,2. Трение на стенке определялось по формуле $\tau = -\mu(\partial U_x / \partial r)$ без применения закона стенки, поскольку значения y^+ лежат в окрестности единицы. В начальный момент времени распределение фаз внутри канала задавалось с помощью утилиты setFields. Газовый снаряд, состоящий из цилиндра и двух полусфер, был установлен

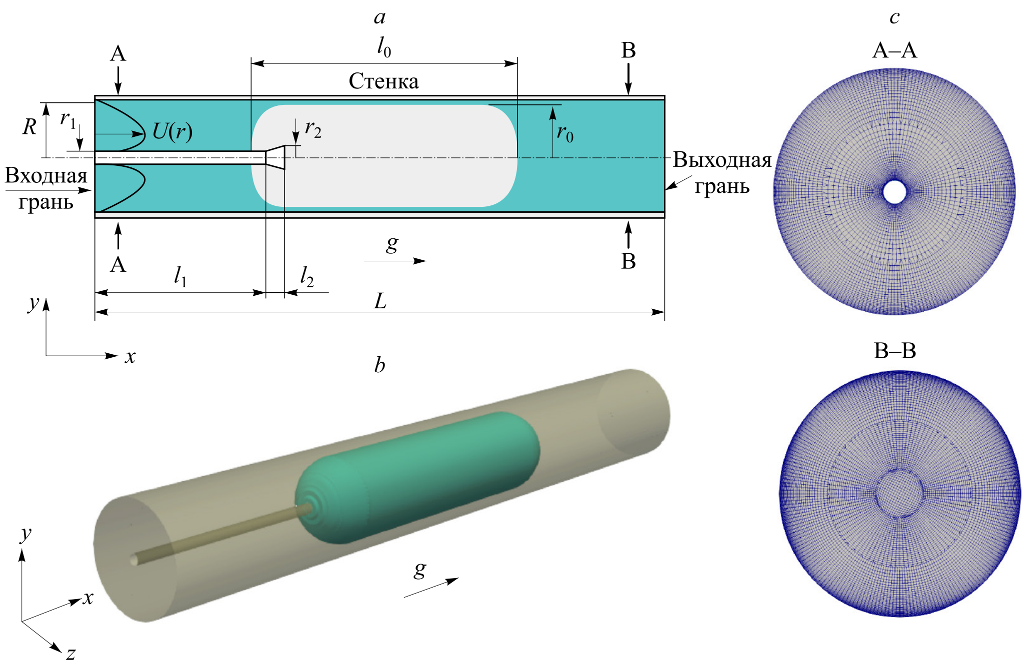

Рис. 1. Схема расчетной области (*a*), вид расчетной области (*b*), сечение сетки в разных плоскостях (*c*).

внутри расчетной области (см. рис. 1*b*). Радиус цилиндра и полусферы составлял $r_0 = 9{,}5$ мм, длина снаряда l_0 менялась от 20 до 120 мм. Общая длина начального пузыря соответствовала средней длине пузыря, полученного в эксперименте. Ускорение свободного падения g предполагалось сонаправленным течению жидкости.

Далее курсивом будут обозначаться названия подпрограмм из кода OpenFOAM [1], с помощью которых были реализованы граничные условия. Названия поверхностей будем обозначать в скобках: (inlet) — входная грань, (outlet) — выходная грань, (wall) — стенка. На поверхностях расчетной области (inlet), (outlet), (wall) для стенки и зонда устанавливались следующие граничные условия.

Граничные условия на скорость U, м/с:

— на входной границе (inlet) задавалось аналитическое решение для профиля скорости $U(r)$ в ламинарном приближении для кольцевого канала. Среднее значение амплитуды составляло 0,15 м/с; граничное условие реализовано с помощью собственной подпрограммы parabolicRingVelocity;

— на стенках (wall) канала и зонда принимались условия непротекания $U_n = 0$, прилипания $U_\tau = 0$; граничное условие задается с помощью подпрограммы noSlip;

— на границе канала (outlet) задается $\partial U / \partial n = 0$ для оттока; для притока относительно границы $U = U_n$ (вычисляется из скорости в приграничной ячейке), подпрограмма pressureInletOutletVelocity.

Граничные условия на объемное содержание жидкости α:

— на входной границе (inlet) устанавливалось постоянное значение $\alpha = 1$ (жидкость), подпрограмма fixedValue;

— условие смачиваемости задавалось на внешней стенки (wall), угол смачиваемости $\theta = 0$ для внешней стенки, угол смачивания $\theta = 90°$ для стенки зонда, подпрограмма constantAlphaContactAngle;

— на выходной границе (outlet) задается условие $\partial\alpha / \partial n = 0$, подпрограмма zeroGradient.

Граничные условия на температуру T, K:

— на входной границе (inlet) устанавливалось постоянное значение 293,15 K, подпрограмма fixedValue;

— на стенках (wall) канала, зонда и на выходной границе (outlet) предполагалось условие $\partial T / \partial n = 0$, отсутствие теплового потока, подпрограмма zeroGradient.

Граничное условие на давление p, Па:

— на входной границе (inlet) и на стенках (wall) канала, зонда задается условие $\partial P / \partial n = 0$, подпрограмма zeroGradient;

— на выходной границе (outlet) устанавливалось постоянное значение 101315 Па, подпрограмма fixedValue.

Граничное условие на турбулентную кинетическую энергию k, м^2/с^2:

— значение k на входе (inlet) определялось из расчета по согласованию значения трения на стенке трубы в зоне однофазного участка. На рис. 2 приведен расчетный профиль трения на внешней стенке при разной кинетической энергии турбулентности входного потока. На оси координат нулевая отметка соответствует носику снаряда. Можно заметить, что расчетное трение на стенке хорошо согласуется с экспериментом при входном значении турбулентной кинетической энергии k = 0,0005 м^2/с^2 (линия *4*), это значение было использовано в качестве граничного условия на входной поток;

— на стенках (wall) канала, зонда вычисляется условие, чтобы выполнялось $\partial k / \partial n = 0$, реализовано в подпрограмме kqRWallFunction, в зависимости от модели турбулентности задается нулевой градиент k (турбулентной кинетической энергии, м^2/с^2) либо для q (квадратного корня из турбулентной кинетической энергии, м/с);

— на выходной границе (outlet) задается условие $\partial k / \partial n = 0$, подпрограмма zeroGradient.

Граничное условие на удельную скорость диссипации ω, с$^{-1}$:

— на границе (inlet) задавалось постоянное значение ω = 0,003 с$^{-1}$, подпрограмма fixedValue;

— на стенках (wall) $\omega = \sqrt{\omega_{\text{VIS}}^2 + \omega_{\log}^2}$ (где ω_{VIS} — удельная скорость диссипации в вязкой области, $\omega_{\log}$ — удельная скорость диссипации в логарифмической области), задается с помощью подпрограммы omegaWallFunction;

— на выходной границе (outlet) задается условие $\partial\omega/\partial n = 0$, подпрограмма zeroGradient.

Для аппроксимации членов уравнения в пакете OpenFOAM используются расчетные схемы, указанные в табл. 2 (здесь χ — скалярное или векторное поле).

Связь давления и скорости в уравнениях Навье–Стокса определялась с использованием метода PIMPLE. Алгоритм PIMPLE

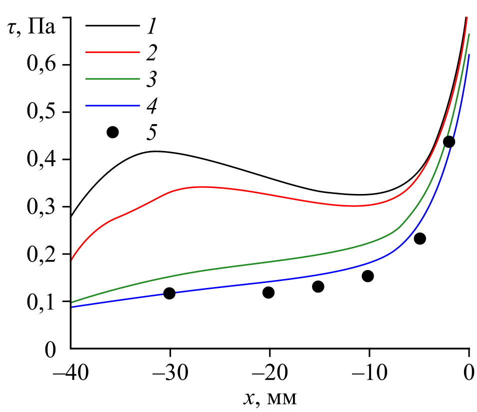

Рис. 2. Профиль трения на внешней стенке при разной кинетической энергии турбулентности входного потока.
0,1 (*1*), 0,05 (*2*), 0,001 (*3*), 0,0005 (*4*) м^2/с^2;
5 — эксперимент [5 – 7].

Таблица 2

Схемы аппроксимации

Член уравнения	Схема аппроксимации в OpenFOAM	Описание
$\partial / \partial t$	Euler	первый порядок, ограниченная, неявная
∇p	Gauss linear	линейная интерполяция (центральная разность)
$\nabla(\rho \vec{U} \vec{U})$	Gauss upwind	первый порядок, ограниченная
$\nabla(\alpha \vec{U}_1)$, $\nabla(\alpha(1-\alpha)\vec{U}_r)$	Gauss vanLeer	подробно в [22]
$\nabla(\chi_1 \nabla \chi_2)$	Gauss linear uncorrected	ограниченная, первого порядка, неконсервативная

представляет собой комбинацию PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operator) и SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations).

Эти алгоритмы являются итеративными решателями с заданной относительной точностью для скорости U и давления p. Для содержания жидкости α относительная точность равна 10^{-8}. Шаг по времени выбирается из условия, что максимальное число Куранта не превышает 0,5.

Результаты

В эксперименте [5 – 7] были получены стационарные снаряды разной длины (рис. 3). Скорость опускного потока составляла 0,15 м/с, что соответствует скорости всплытия снаряда по уравнению (1) для диаметра трубы 20 мм. Форма носика пузыря не зависит от длины снаряда. Толщина пленки жидкости зависит только от расстояния до носика снаряда. Близкие результаты были получены при численном моделировании. На рис. 4 представлена расчетная межфазная поверхность, построенная при объемной доле жидкости $\alpha = 0,5$ для разных длин неподвижного газового снаряда. Одно из существенных

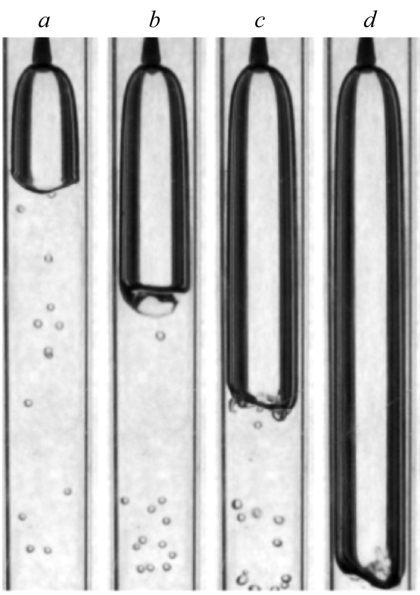

Рис. 3. Фото межфазной поверхности для разных длин стационарного газового снаряда.
30 (*a*), 50 (*b*), 75 (*c*), 120 (*d*) мм [5 – 7].

Рис. 4. Расчетная межфазная поверхность для разных длин стационарного газового снаряда.
27 (*a*), 43 (*b*), 55 (*c*) 79 (*d*), 105 (*e*) мм.

различий в форме снаряда при трехмерном расчете от экспериментального представляет донышко снаряда. В экспериментах донышко снаряда неустойчиво, есть плавный загиб боковой поверхности снаряда к донышку. Донышко в расчете вогнуто вовнутрь снаряда, край между донышком и боковой поверхностью снаряда острый с мелкими волнами, которые генерируют пузыри.

Ранее были проведены тестовые расчеты неподвижного снаряда в ламинарном приближении. Расчеты показали сильные колебания носика, боковой пленки и дна снаряда. Использование модели турбулентности k–ω SST позволяет вычислить дополнительную турбулентную диссипацию, которая существенно стабилизирует поток как в однофазной области жидкости перед снарядом, в пленке жидкости, так и в потоке жидкости за снарядом. На рис. 5 для неподвижного снаряда Тейлора длиной 43 мм представлена расчетная трехмерная межфазная поверхность и распределение параметров

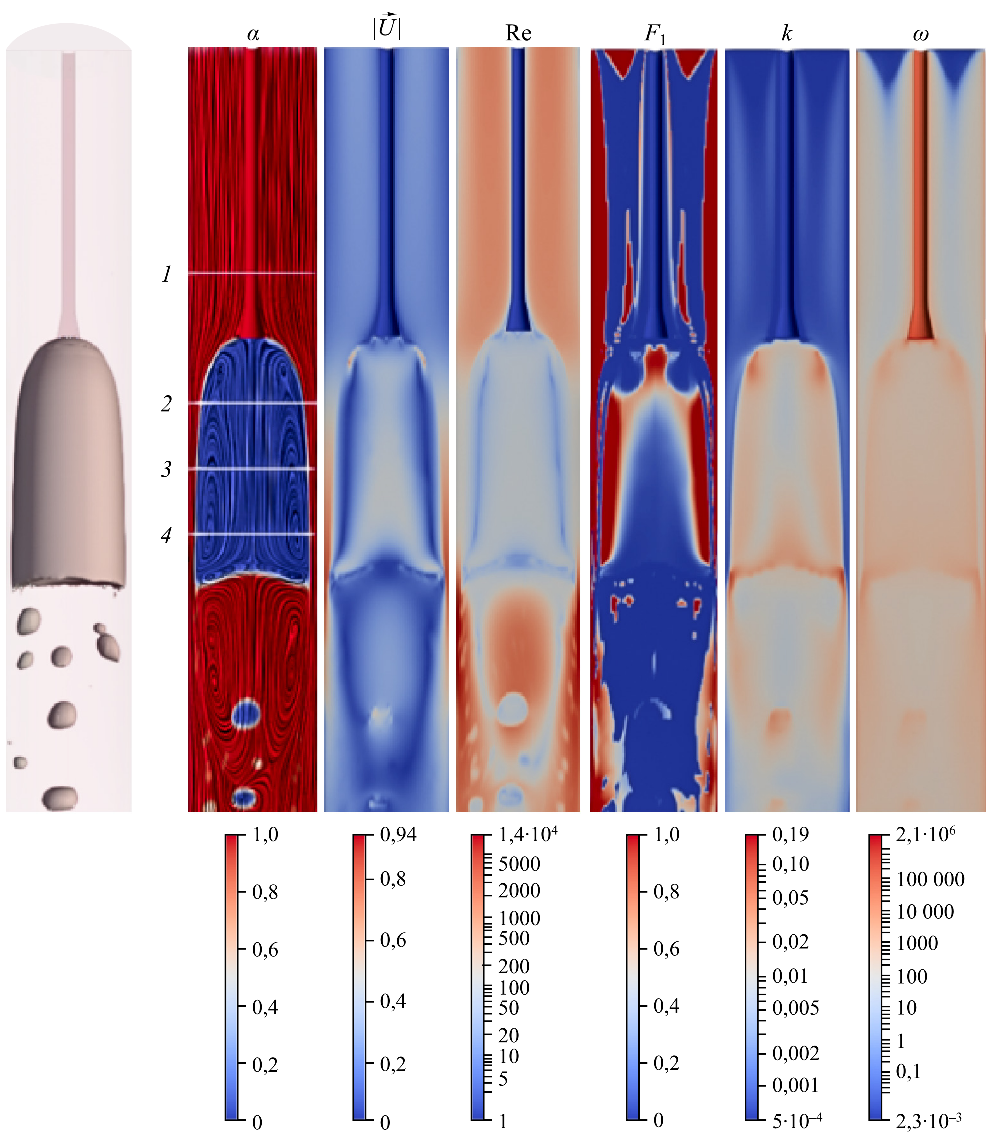

Рис. 5. Расчетная межфазная поверхность и распределение параметров в поперечном сечении для снаряда длиной 43 мм.
Координата радиальных профилей для параметров x = –10 (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 30 (*4*) мм.

в поперечном сечении. На рисунке представлены величины: объемное содержание жидкости α, модуль скорости $|\vec{U}|$, число Рейнольдса Re, функция переключения F_1 с модели k–ε на k–ω, турбулентная кинетическая энергия k и удельная скорость диссипации ω.

Распределение объемного содержания жидкости α дополнено линиями тока. Наличие замкнутых контуров линий тока внутри снаряда и за снарядом указывает на возникновение тороидальных вихрей. Линии тока входящего потока полностью обтекают снаряд. Происходит сгущение линий тока в пленке жидкости, которое указывает на увеличение скорости. По распределению модуля скорости видно, что максимальная скорость в кольцевом зазоре перед снарядом не превышает 0,16 м/с, а в пленке жидкости в конце снаряда она равна 0,8 м/с. За снарядом формируется зона смешения кольцевой струи, находящейся около стенки трубы, и тороидального вихря, который формируется за снарядом.

Распределение числа Рейнольдса вычислялось по формуле

$$\mathrm{Re} = \frac{L|\vec{U}|}{\nu}, \tag{10}$$

где L — характерный размер течения, $|\vec{U}|$ — модуль скорости, ν — кинематическая вязкость среды.

Характерный размер течения L выбирался в зависимости от области течения. В области однофазного течения жидкости перед снарядом $L = 2R - 2r = 18$ мм, размер определяется гидравлическим диаметром для кольцевого зазора между зондом и стенкой трубы. В пленке жидкости вокруг снаряда параметр L равен локальной толщине пленки. Параметр L внутри снаряда и за снарядом равнялся диаметру трубы $L = 2R = 20$ мм. Максимальное число Рейнольдса в кольцевом канале перед снарядом Re > 3000. В пленке жидкости Re падает до 1000, за снарядом в зоне кольцевой струи Re > 10000. Внутри снаряда максимальное число Рейнольдса было около 600, а в вихре, который находится за снарядом, превышало 4000. Значения чисел Рейнольдса в жидкости показывают, что перед снарядом реализуется развитый режим турбулентности, в пленке формируется также развитый турбулентный режим (Re > 400 [23] для пленок жидкости), за снарядом развитая турбулентность при Re > 4000. Внутри снаряда газ течет в ламинарном режиме при Re ≤ 600.

Функция переключения F_1 вычислялась из уравнений (6), (7). В областях, где функция $F_1 = 1$, турбулентность вычислялась по модели k–ω, где $F_1 = 0$ — по модели k–ε. Можно заметить, что модель k–ω работает около стенок трубы, зонда и около входной границы. В областях, где поток находится далеко от стенки, или в областях с развитой турбулентностью (зона смешения струи и вихря за снарядом) работает модель k–ε. Стоит отметить интересную деталь изменения функции F_1 в пленке и в снаряде. В пленке около стенки работает модель k–ω, ближе к снаряду включается модель k–ε. При переходе через межфазную границу происходит переключение на модель k–ω. Внутри снаряда включается модель k–ε. Видно, что переключение модели турбулентности на межфазной границе связано с наличием рядом стенок трубы и зонда и не связано с самой межфазной границей. На носике и донышке снаряда переключения модели турбулентности не происходит.

Рассмотрим распределения k — кинетической энергии турбулентности, м^2/с^2 и ω — удельной скорости диссипации, с$^{-1}$. В однофазной области перед снарядом генерация кинетической энергии турбулентности происходит в области рядом со стенкой трубы и совпадает с областью, где решается k–ω модель турбулентности. Подбор входного граничного условия на k (см. рис. 2) связан с тем, что, кроме входной турбулентности, происходит генерация кинетической энергии на стенках трубы. В пленке жидкости, которая обтекает снаряд, вначале происходит увеличение кинетической энергии турбулентности, а далее к донышку снаряда — падение. Внутри снаряда кинетическая энергия турбулентности увеличивается около межфазной границы. Наибольшая генерация k происходит у боковой части носика и донышка снаряда. За снарядом генерация k наблюдается на границе смешения струи с тороидальным вихрем. В однофазной области перед снарядом распределение ω определяется граничными условиями на стенках трубы и зонда. На расстоянии одного калибра от входной грани (inlet) устанавливается стационарный профиль ω для потока жидкости. В пленке жидкости наибольшая удельная скорость диссипации ω находится около стенки. В снаряде ω увеличивается около межфазной границы, за снарядом — около стенки и на границе зоны струйного течения и тороидального вихря.

Рассмотрим изменение модуля скорости $\left|\vec{U}\right|$, числа Рейнольдса Re, k и ω в зависимости от радиальной координаты (рис. 6 – 9). Профили величин получены в радиальных сечениях. Место сечений указано линиями *1 – 4* на рис. 5 (распределение α). На рис. 6, 7 линии *5* построены по граничному условию на входной поверхности (inlet). При рассмотрении модуля скорости $\left|\vec{U}\right|$ в сечениях *1 – 4* и на входной границе *5* выявлено, что модуль скорости мало отличается от модуля компоненты x скорости $\left|\vec{U}_x\right|$. Координата $r = 0$ соответствует оси трубы, а $r = 10$ мм — внешней стенке. На рис. 6 (линия *5*) радиальный профиль входной скорости на границе (inlet) построен из аналитического решения для ламинарного течения в кольцевом канале. В сечении для линии *1* (координата $x = -10$ мм до носика снаряда) происходит перестройка профиля скорости из-за турбулентности. Профиль становится равномерным, основное изменение скорости происходит около стенок трубы и зонда. Профили *2 – 4* построены в области снаряда. Символом на каждом графике указана межфазная граница. Так, профиль скорости в жидкой пленке можно наблюдать между символом и координатой r =10 мм. Профиль скорости

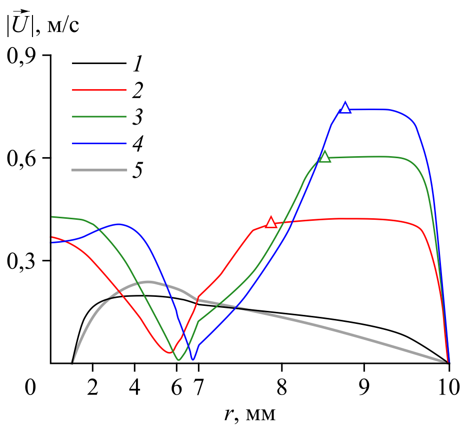

Рис. 6. Профиль модуля скорости $\left|\vec{U}\right|$, построенный по радиусу канала в разных сечениях для снаряда длиной 43 мм. $x = -10$ (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 30 (*4*) мм; *5* — inlet.

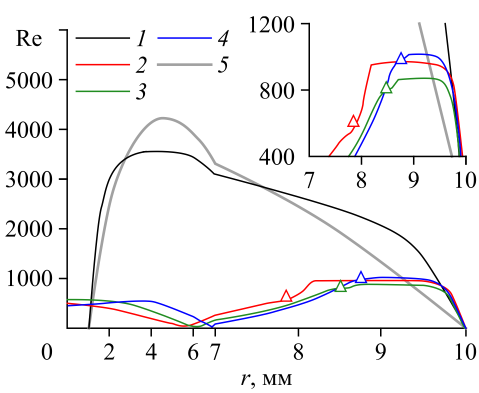

Рис. 7. Профиль критерия числа Рейнольдса Re, построенный по радиусу канала в разных сечениях для снаряда длиной 43 мм. $x = -10$ (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 30 (*4*) мм; *5* — inlet.

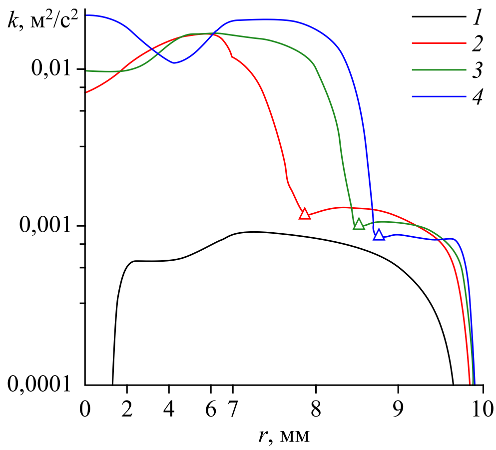

Рис. 8. Профиль кинетической энергии турбулентности *k*, построенный по радиусу канала в разных сечениях для снаряда длиной 43 мм.
x = –10 (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 30 (*4*) мм.

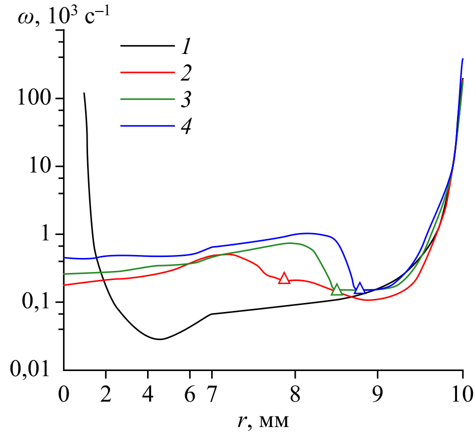

Рис. 9. Профиль удельной скорости диссипации ω, построенный по радиусу канала в разных сечениях для снаряда длиной 43 мм.
x = –10 (*1*), 10 (*2*), 20 (*3*), 30 (*4*) мм.

в пленке турбулентный. Есть равномерная часть профиля, где скорость почти не меняется и быстрый спад скорости наблюдается у стенки. Основная скорость потока в пленке увеличивается при уменьшении толщины пленки (линии *2* – *4*). В снаряде существует тороидальный вихрь, поэтому максимальная скорость газа находится на межфазной границе и на оси трубы. Скорость газа около оси трубы изменяется не сильно и лежит в пределах 0,35 – 0,45 м/с.

Зависимости числа Рейнольдса Re от радиуса (см. рис. 7) получены с помощью процедуры, описанной ранее (10). Так, профиль числа Рейнольдса, построенного по скорости из граничного условия на входной поверхности (inlet), показывает наличие развитой турбулентности однофазного потока при Re > 4000 (линия *5*). После перестройки профиля скорости (линия *1*) максимальное число Рейнольдса падает до 3600. Далее при обтекании в пленке жидкости (область между символом с координатой r = 10 мм) максимальное число Рейнольдса падает до 950 (линия *2*), потом уменьшается до 800 (линия *3*) и опять увеличивается до 1000 (линия *4*). Внутри снаряда в центре трубы Re для газового потока лежит в пределах от 500 до 600. Изменения радиальных профилей k и ω (см. рис. 8, 9) не дают количественной картины развития турбулентности в пленке жидкости и внутри снаряда. Для детального анализа радиальных профилей k и ω требуется исследование значений турбулентной вязкости $\nu_\tau(k, \omega)$ из уравнения (8).

Количественное сравнение эксперимента и расчета по трению жидкости на стенке $\tau = -\mu(\partial U_x / \partial r)$ представлено на рис. 10. Линиями указаны расчетные профили трения на стенке для пяти длин снарядов. Точками указаны экспериментальные значения трения в пленке жидкости ($x > 0$) и перед снарядом ($x < 0$). Расчетные профили трения хорошо совпадают с экспериментом для снарядов длиной 30, 43, 55 и 79 мм. Трение на стенке для снаряда 105 мм отклоняется от экспериментального значения в большую сторону после координаты x = 70 мм от носика снаряда. Это отличие связано с ограниченностью расчетной области и влиянием малого количества ячеек при расчете потока за снарядом. На рис. 10 видно, что в расчете есть пульсации трения за снарядом. Профили трения за снарядом рассчитаны для определенного момента времени и отражают текущее значение трения на стенке нестационарного течения за ним. Сравнение экспериментальных

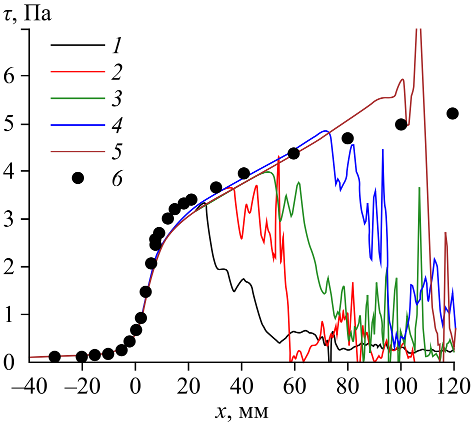

Рис. 10. Профиль трения τ на внешней стенке для разных длин снаряда.
30 (*1*), 43 (*2*), 55 (*3*), 79 (*4*), 105 (*5*) мм,
6 — эксперимент [5 – 7].

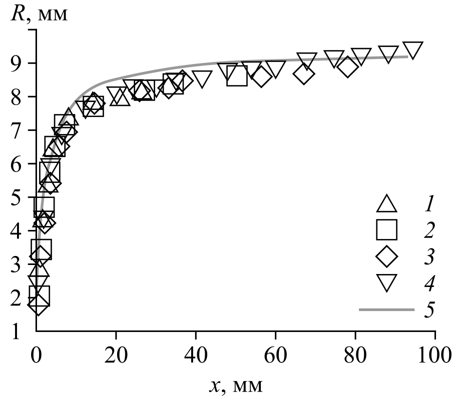

Рис. 11. Профили снарядов разной длины: 30 (*1*), 50 (*2*), 75 (*3*), 120 (*4*) мм.
1 – 4 — экспериментальные данные [5 – 7],
5 — численный расчет.

профилей формы снаряда с разной длиной и расчетных профилей представлено на рис. 11. Линией показаны расчетные профили для разных длин снарядов, которые наложены друг на друга в единую линию. Разными символами на рисунке показаны экспериментальные профили снарядов, ширина отметок соответствует погрешности измерений.

Выводы

Проведено трехмерное моделирование «висячего»-неподвижного снаряда Тейлора по условиям эксперимента [5 – 7]. Выполнены расчеты для пяти длин снарядов в расчетной области от 2,7 до 4,2 млн ячеек с помощью кода OpenFOAM и решателя compressibleInterFoam с применением нестационарной модели турбулентности k–ω SST. Выполнен анализ распределений объемного содержания жидкости, скорости, числа Рейнольдса, кинетической энергии турбулентности и удельной скорости диссипации. Показано, что перед снарядом и в пленке реализуется развитое турбулентное течение. Внутри снаряда реализуется ламинарное течение в виде тороидального газового вихря, за снарядом — развитое турбулентное течение с возникновением смешения кольцевой струи и тороидального вихря. Получено хорошее согласование расчетной формы снаряда с экспериментом для носика и пленки жидкости. Результаты расчета трения на стенке в пленке жидкости хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Расчеты выполнены на кластере Информационно-вычислительного центра Новосибирского государственного университета.

Список литературы

1. **The OpenFOAM Foundation**, OpenFOAM v6 User Guide. 2019. [Электронный ресурс]. https://cfd.direct/openfoam/user-guide (дата обращения: 01.12.2022).
2. **The Basilisk Free Software Foundation** [Электронный ресурс]. http://basilisk.fr/Tutorial (дата обращения: 01.12.2022).
3. **Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Lobanov P.D., Svetonosov A.I., Kalpana Mohan V., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A.** Numerical simulation of pulsed gas-to-liquid injection modes using open source CFD software package OpenFoam // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1105. P. 012085-1–012085-5.
4. **Lukyanov A.A., Alekseev M.V.** Modeling of nonstationary gas outflow at breaks of subsea gas pipelines // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. Vol. 2119. P. 012063-1–012063-5.

5. **Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Лобанов П.Д.** Трение на стенке при обтекании стационарного газового снаряда опускным потоком жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 93–98.
6. **Кашинский О.Н., Курдюмов А.С., Лобанов П.Д.** Возмущение нисходящего потока жидкости стационарным газовым снарядом // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2010. № 4. С. 88–96.
7. **Лобанов П.Д.** Экспериментальное моделирование локальной гидродинамики и теплообмена в элементах ядерных энергетических установок. дис.... д-ра техн. наук. Новосибирск. 2021. 237 с.
8. **Nicklin D.J., Wilkes M.A., Davidson J.F.** Two-phase flow in vertical tubes // Trans. Inst. Chem. Engng. 1962. Vol. 40, No. 1. P. 61–68.
9. **Collins R., de Moraes F.F., Davidson J.F., Harrison D.** The motion of a large gas bubble rising through liquid flowing in a tube // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 89, Pt 3. P. 497–514.
10. **Bacon R.P., Scott D.M., Thorpe R.B.** Large bubbles attached to spargers in downwards two-phase flow // Intern. J. Multiphase Flow. 1995. Vol. 21. P. 949–959.
11. **Delfos R., Wisse C.J., Oliemans R.V.A.** Measurement of air-entrainment from a stationary Taylor bubble in a vertical tube // Intern. J. Multiphase Flow. 2001. Vol. 27. P. 1769–1787.
12. **Kockx J.P., Nieuwstadt F.T.M., Oliemans R.V.A., Delfos R.** Gas entrainment by a liquid film falling around a stationary Taylor bubble in a vertical tube // Intern. J. Multiphase Flow. 2005. Vol. 31, No. 1. P. 1–24.
13. **Накоряков В.Е., Тимкин Л.С., Горелик Р.С.** Экспериментальное исследование трения тейлоровского пузыря в восходящем течении в вертикальной трубе // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 2. С. 293–304.
14. **Гузей Д.В., Минаков А.В., Пряжников М.И., Дектерев А.А.** Численное моделирование газожидкостных потоков в мини- и микроканалах // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 1. С. 61–72.
15. **Минаков А.В.** Изучение многофазных потоков в микроканалах и теплофизических характеристик наножидкостей, дис.... д-ра физ.-мат. наук. Красноярск. 2021. 368 с.
16. **Shaban H., Tavoularis S.** Detached eddy simulations of rising Taylor bubbles // Intern. J. Multiphase Flow. 2018. Vol. 107. P. 289–300.
17. **Alekseev M., Vozhakov I.** 3D numerical simulation of hydrodynamics and heat transfer in the Taylor flow // J. Engng Ther.-Phys. 2022. Vol. 31, No. 2. P. 299–308.
18. **Brackbill J.U., Kothe D.B., Zemach C.** A continuum method for modeling surface tension // J. Comput. Phys. 1992. Vol. 100, No. 2. P. 335–354.
19. **Jadidi M., Tembely M., Moghtadernejad S., Dolatabadi A.** A coupled level set and volume of fluid method with application to compressible two-phase flow // Proc. the 22nd Annual Conf. of the CFD Society of Canada. 2014, June. Toronto, Canada. P. 1–4.
20. **Belsak G., Bajt S., Sarler B.** Computational modelling of gas focused thin liquid sheets // COUPLED VIII: Proc. of the VIII Intern. Conf. on Comp. Methods for Coupled Problems in Sci. and Engng. CIMNE, 2019. P. 110–117.
21. **Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.** Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // Turb. Heat and Mass Trans. 2003. Vol 4, No. 1. P. 625–632.
22. **van Leer B.** Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second-order scheme // J. Comp. Phys. 1974. Vol. 14, No. 4. P. 361–370.
23. **Алексеенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г.** Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992. 255 с.

Статья поступила в редакцию 2 июня 2022 г.,
после переработки — 16 ноября 2022 г.,
принята к публикации 8 декабря 2022 г.