

03

Особенности распространения дисперсной фазы в газочапельном потоке за внезапным расширением трубы

© М.А. Пахомов, В.И. Терехов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: terekhov@itp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 3 февраля 2012 г. В окончательной редакции 1 июня 2012 г.)

Представлены результаты численного моделирования распространения дисперсной фазы при течении газочапельного потока за внезапным расширением трубы в случае небольших значений начальной массовой концентрации частиц ($M_{L1} = 0-0.1$). Мелкодисперсные капли при значениях числа Стокса $Stk < 1$ вовлекаются в отрывное течение и присутствуют по всему поперечному сечению трубы. Пристенная часть трубы оказывается свободной от мелких частиц за счет интенсивного процесса испарения. Тяжелые частицы ($Stk > 1$), не попадают в зону рециркуляционного течения, присутствуя только в слое смешения и в ядре течения. Показано подавление энергии турбулентности газовой фазы в отрывном потоке при добавлении мелкодисперсных капель. Выполнено сопоставление с данными измерений для случая двухфазных отрывных течений и получено хорошее согласие.

Введение

Одним из важных приложений двухфазных отрывных потоков является стабилизация горения испаряющихся частиц топлива с помощью создания отрывных областей. При этом можно эффективно управлять структурой отрывного течения, турбулентностью и теплообменом. Динамика таких систем может быть осложнена взаимодействием дисперсной фазы с рециркуляционным течением или межфазным тепло-массообменом.

Знание турбулентного поля течения и интенсивности теплообмена в отрывном двухфазном потоке имеет важное значение как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Исследованию однофазных отрывных потоков за последние несколько десятилетий посвящено большое количество работ (см. обзорные работы [1–5]). Однако к настоящему времени нет детального представления об аэродинамике и теплообмене даже в более простом случае однофазного отрывного течения. В области изучения двухфазных отрывных течений отметим численные и экспериментальные исследования [6–15]. В этих работах показано, что малоинерционные частицы вовлекаются в циркуляционное движение за обратным уступом или после внезапного расширения трубы. Крупные частицы, проходя через область сдвигового течения, не попадают в отрывную зону. Также отмечается подавление турбулентности газа при добавлении в отрывной поток мелких частиц. В случае крупных частиц характерным является генерация турбулентности газа при обтекании инерционной дисперсной примеси. В то же время число работ по исследованию двухфазных отрывных потоков с испаряющимися каплями ограничено [16,17].

В работе [16] проведено экспериментальное исследование течения и теплообмена за плоским обратным уступом. Были измерены профили продольной скорости и турбулентной кинетической энергии (ТКЭ) фаз, поток

массы дисперсной фазы и интенсивность теплообмена от стенки к газочапельному потоку за обратным уступом. Измерения были выполнены с помощью фазового доплеровского анемометра для среднего начального размера капель $d_1 = 60 \mu\text{m}$ и их массовой концентрации $M_{L1} = 0.04$. Показано значительное увеличение теплообмена по сравнению с однофазным отрывным течением (более чем в 2 раза). Особенно это влияние сказывается за точкой присоединения газочапельного потока.

Результаты численного расчета течения и теплопереноса газочапельного потока после внезапного расширения трубы с использованием эйлерова подхода представлены в работе [17]. Турбулентность газа описывается с использованием изотропной $k-\varepsilon$ -модели, записанной с учетом двухфазности течения [7]. Показано значительное увеличение теплообмена в отрывном газочапельном потоке (до двух раз по сравнению с однофазным течением).

В литературе практически нет данных по распространению дисперсной примеси и турбулентности газочапельного течения после внезапного расширения трубы. В настоящей работе представлены результаты численного исследования влияния испарения капель на распространение частиц и турбулентность в газочапельном отрывном потоке.

1. Численная модель

В настоящей работе рассмотрена задача о развитии двухфазного газочапельного отрывного турбулентного потока при наличии теплообмена со стенками канала. При решении используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса, записанные с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Для описания динамики течения и тепло-массопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров

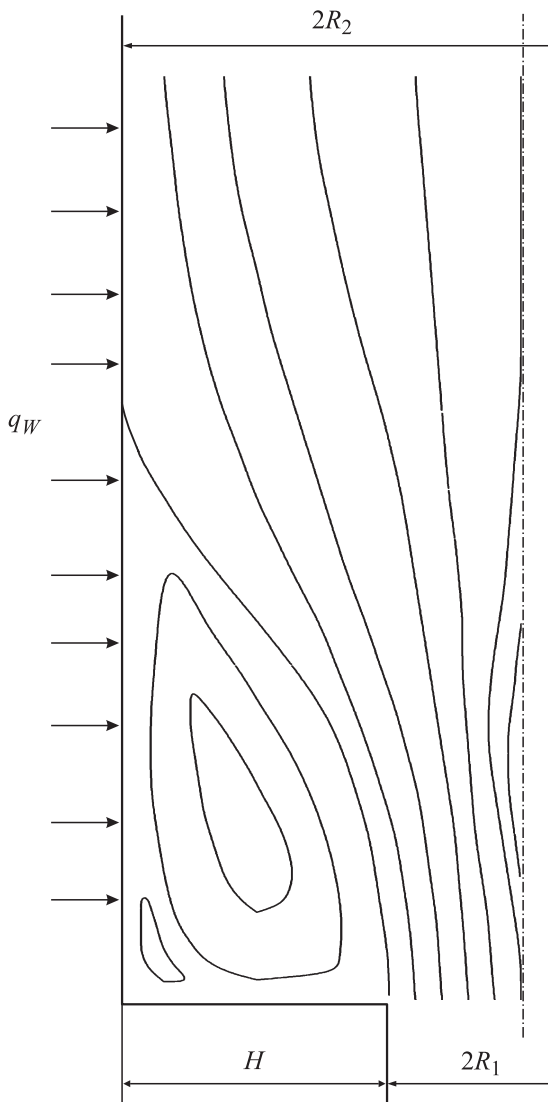


Рис. 1. Схема течения газокпельного потока после внезапного расширения трубы.

подход [18]. Объемная концентрация дисперсной фазы мала ($\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho L < 10^{-4}$), частицы достаточно мелкие ($d_1 < 100 \mu\text{m}$). Поэтому по данным [19] можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Здесь M_{L1} — начальная массовая концентрация капель, ρ и ρ_L — плотность газа и капель. Схематическое представление течения приведено на рис. 1.

В настоящее время применяются два основных метода описания двухфазных течений [19] — континуальный эйлеров и траекторный лагранжев. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. Отметим, что плюсы одного из подходов являются минусами другого. Для моделирования двухфазных отрывных течений с успехом применяются как эйлеров [7,10,12,14,15,17], так и лагранжев [8,9,12,16] методы. Для описания газокпельных отрывных течений за внезапным расширением трубы в литературе представлена только работа авторов [17], где применяется эйлеров метод. Выбор эйле-

рова описания основан на известных плюсах эйлерова описания и на проведении тщательной верификации с данными известных измерений различных работ. Эйлеров подход дает возможность применения модели [18] по расчету анизотропных компонент кинетических напряжений в дисперсной фазе, что является важным при описании взаимодействия капель или частиц с отрывным течением несущей среды.

Для расчета пульсаций скорости дисперсной фазы применяется дифференциальная модель переноса рейнольдсовых напряжений, пульсации температуры и турбулентный тепловой поток описываются в рамках дифференциальных моделей [20,21].

Сравнение эйлерова и лагранжева подходов при описании газокпельных отрывных потоков является отдельной работой и выходит за рамки настоящей работы.

Система осредненных уравнений газовой фазы

Для описания динамики и тепло-массопереноса осесимметричного двухфазного течения система уравнений записана в виде

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} &= \frac{6J}{d} \Phi, \\ \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial x_i} &= - \frac{\partial(P + 2k/3)}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \langle u'_i u'_j \rangle \right) - (U_i - U_{Li}) \frac{M_L}{\tau}, \\ \frac{\partial(U_i T)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \langle u_j t \rangle \right) + D_T \frac{(C_{PV} - C_{PA})}{C_P} \times \left(\frac{\partial K_1}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \frac{6\Phi}{\rho C_P d} [\alpha(T - T_L) + JL], \\ \frac{\partial(U_i K_V)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v}{Sc} \frac{\partial K_V}{\partial x_i} - \langle u_j k_V \rangle \right) + \frac{6J\Phi}{d}, \\ \rho &= P/(\bar{R}T). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь ρ, v — плотность и коэффициент кинематической вязкости, U_i — компоненты осредненной скорости, x_i — проекции на оси координат, Φ — объемная концентрация дисперсной фазы, d — диаметр капли, $2k = \langle u'_i u'_j \rangle$ — ТКЭ, P — давление, $\tau = \frac{\rho_L d^2}{18\mu W}$ — время динамической релаксации капель, $W = 1 + 2\text{Re}_L^{2/3}/3$ поправка на отклонение в законе обтекания Стокса и $\text{Re}_L = |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L|d/v$ — число Рейнольдса дисперсной фазы, T — температура, D_T — коэффициент турбулентной диффузии, C_P — теплоемкость газа, α — коэффициент теплоотдачи испаряющейся капли, J — массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли, L — удельная теплота парообразования, K_V — массовая концентрация пара в бинарной парогазовой смеси, \bar{R} — удельная газовая постоянная. Индексы соответствуют: A — воздуху, L — дисперсной фазе, T — турбулентному параметру, V — водяному пару.

Турбулентные тепловой и диффузионный потоки в газовой фазе определены согласно гипотезе Буссинеска

$$\langle u_j t \rangle = -\frac{\nu_T}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \langle u_j k_V \rangle = -\frac{\nu_T}{Sc_T} \frac{\partial K_V}{\partial x_j}.$$

Значения турбулентного числа Прандтля и Шмидта в работе принимались равными: $Pr_T = Sc_T = 0.85$ аналогично [17].

Модель переноса рейнольдсовых напряжений (МПРН)

Использование МПРН позволило отказаться от гипотезы изотропной вязкости, строго говоря, неприменимой для расчета отрывных течений. Данная модель была разработана для расчета однофазных отрывных течений за обратным уступом. Для моделирования турбулентности газа применялась модель переноса рейнольдсовых напряжений [22], модифицированная на случай присутствия дисперсной фазы

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle &= P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_k} \langle u'_l u'_m \rangle \right) \frac{\partial}{\partial x_m} \langle u'_i u'_j \rangle - A_d, \quad (2) \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} &= \frac{1}{T_T} (C'_{\varepsilon 1} P_2 - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\nu \delta_{lm} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} \right) - \varepsilon_d. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь P_{ij} — генерация $\langle u'_i u'_j \rangle$ градиентами средних скоростей и интенсивность переноса энергии от осредненного движения к пульсационному, $P_2 = 0.5 P_{kk}$, $T_T = \max(k/\varepsilon; C_T \sqrt{\nu/\varepsilon})$ — турбулентный макромасштаб, ϕ_{ij} — перераспределяющее слагаемое, описывает обмен энергией между отдельными составляющими $\langle u'_i u'_j \rangle$ вследствие наличия корреляции давление–скорость деформации и $\varepsilon_{ij} = 0.5 \varepsilon_{kk}$ — диссипация или скорость передачи энергии от крупномасштабных вихрей мелкомасштабным.

Обычно перераспределяющее слагаемое моделируется с применением строгой гипотезы о локально-равновесных сдвиговых течениях, которая не подходит для пристенных потоков. У стенки величина радиальной (нормальной) составляющей пульсаций скорости мала по сравнению с интенсивностью аксиальной (продольной) составляющей скорости. Поэтому в модели для корреляции давление–скорость деформации необходимо учитывать пристеночные эффекты [23]. В уравнении (2) величина ϕ_{ij} определяется из следующего уравнения, учитывающего равновесные и пристеночные эффекты [24]:

$$\phi_{ij} = (1 - \beta^2) \phi_{ij}^W + \beta^2 \phi_{ij}^H, \quad (4)$$

где β — коэффициент смешения, меняющийся от $\beta = 0$ на стенке при $y = 0$ до $\beta = 1$ при $y \rightarrow \infty$. Здесь y —

расстояния по нормали от стенки, ϕ_{ij}^W — негомогенная часть (в пристенной зоне) и ϕ_{ij}^H — гомогенная часть (вдали от стенки). При расчете ϕ_{ij}^H используется уравнение работы [25], а для ϕ_{ij}^W — модель [24].

Уравнение (4) не является дифференциальным, и для корректного учета перехода от гомогенного равновесного потока вдали от стенки к течению в окрестности стенки используется эллиптическое уравнение для расчета β

$$\beta - L_T^2 \nabla^2 \beta = 1. \quad (5)$$

Влияние двухфазности в дифференциальной модели переноса рейнольдсовых напряжений

Последние слагаемые в правой части уравнений (2), (3) учитывают обратное влияние дисперсной фазы на процессы переноса. Они имеют вид [7]

$$A_p = \frac{2\rho_L \Phi}{\rho \tau} (1 - f_u) \langle u'_i u'_i \rangle, \quad \varepsilon_p = \frac{2\rho_L \varepsilon}{\rho \tau} [\Phi(1 - f_\varepsilon)]. \quad (6)$$

Слагаемые A_p и ε_p определяют дополнительную диссипацию турбулентности газа за счет пульсационного межфазного скольжения. Ввиду малой объемной концентрации каплей ($\Phi \approx 10^{-4}$) влиянием неоднородности распределения концентрации частиц на турбулентность по данным [7] можно пренебречь. Здесь $f_u = 1 - \exp(-\Omega^{\varepsilon L}/\tau)$ и $\Omega^{\varepsilon L}$ — время взаимодействия частицы с турбулентным вихрем [21]

$$\Omega^{\varepsilon L} = \begin{cases} \Omega^E, & |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| \Omega^E \leq \Gamma^E, \\ \Gamma^E / |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L|, & |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| \Omega^E > \Gamma^E, \end{cases}$$

где $\Gamma^E = 2(\langle u'^2 \rangle)^{1/2} \Omega^{\text{Lag}}$ — геометрический макромасштаб турбулентности, $\Omega^{\text{Lag}} = 0.608 \Omega^E$ и $\Omega^E = 0.22k/\varepsilon$ — временные лагранжес и эйлеров макромасштабы турбулентности [21]. Здесь $f_\varepsilon = 1 - \exp(T_\varepsilon/\tau)$, $g_\varepsilon = T_\varepsilon/\tau - f_\varepsilon$, где $T_\varepsilon = (15\nu/\varepsilon)^{1/2}$ — временной микромасштаб турбулентности [7,20].

Осредненные системы уравнений дисперсной фазы

Система осредненных уравнений, описывающих процессы переноса в дисперсной среде, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_L U_{Lj})}{\partial x_j} &= -\frac{6J\Phi}{d}, \\ \frac{\partial_L \Phi U_L U_{Li}}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho_L \Phi \langle u'_i u'_j \rangle)}{\partial x_j} &= \Phi(U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} \\ &+ \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\Phi P)}{\partial x_i}, \\ \frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj} T_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_L \Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle) &= \Phi(T_i - T_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau_\theta} - \frac{1}{\tau_\theta} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij}^\theta \Phi)}{\partial x_j}, \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$D_{Lij} = \tau (\langle u'_{Li} u'_{Lj} \rangle + g_u \langle u'_i u'_j \rangle),$$

$$D_{Lij}^\Theta = \tau_\Theta \langle u_{Lj} t_L \rangle + \tau g_{ut} \langle u_j t \rangle$$

— тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла частиц [7], $\tau_\Theta = \frac{C_{pL} \rho_L d^2}{12 \lambda Y}$ — время тепловой релаксации капель и $Y = (1 + 0.3 \text{Re}_L^{1/2} \text{Pr}^{1/3})$ и $g_{ut} = \Omega^{tL} / \tau_\Theta - 1 + \exp(-\Omega^{tL} / \tau_\Theta)$ — коэффициент вовлечения частиц в пульсации температуры газовой фазы. Здесь Ω^{tL} — время взаимодействия с пульсациями температуры несущего потока. В первом приближении примем $\Omega^{tL} \approx \Omega^{eL}$ аналогично [17].

Уравнения для расчета пульсаций скорости, температуры и турбулентного теплового потока дисперсной фазы в системе (7) имеют вид [20,21].

Методика численной реализации и методика решения подробнее описаны в [17]. Все расчеты были проведены на сетке, содержащей 450×100 контрольных объемов. Длина расчетного участка после расширения трубы составляла $30H$, где H — высота уступа.

На первом этапе проводились тестирования модели с измерениями однофазного отрывного потока в трубе [25]. Для сопоставлений в случае двухфазного отрывного потока за плоским обратным уступом с неиспаряющимися частицами были использованы эксперименты [13] и расчеты [14], а для течения за внезапным расширением трубы — измерения [8] и данные численного моделирования [8–10]. Было получено неплохое согласие между расчетными и измеренными данными.

2. Результаты численных расчетов и их обсуждение

Все расчеты были проведены для монодисперсной газокпельной смеси на входе в трубу. Далее происходит изменение размера капель за счет испарительных процессов как по длине, так и по радиусу вертикальной трубы для случая отпусного движения двухфазного потока. Диаметр трубы до расширения $2R_1 = 20 \text{ mm}$, после расширения — $2R_2 = 60 \text{ mm}$, степень расширения канала $ER = (R_2/R_1)^2 = 9$, высота ступеньки $H = 20 \text{ mm}$. Среднемассовая скорость газа перед отрывом составляла $U_{m1} = 15 \text{ m/s}$, число Рейнольдса для газовой фазы $\text{Re}_H = HU_{m1}/\nu \approx 2 \cdot 10^4$. Перед сечением отрыва имеется полностью развитое однофазное турбулентное течение газа. Капли в однофазный поток газа добавлялись в начальном сечении расчетной области, и их начальная скорость была постоянной по радиусу трубы $U_{L1} = 0.8U_{m1}$. Начальный размер капель в исследованиях изменялся в диапазоне $d_1 = 1-100 \mu\text{m}$, а их массовая концентрация $M_{L1} = 0-0.1$. Расчет проведен при постоянной величине теплового потока $q_w = \text{const}$, подводимого к стенке трубы после ее расширения. Температура воздуха и капель на входе равнялась $T_1 = T_{L1} = 293 \text{ K}$.

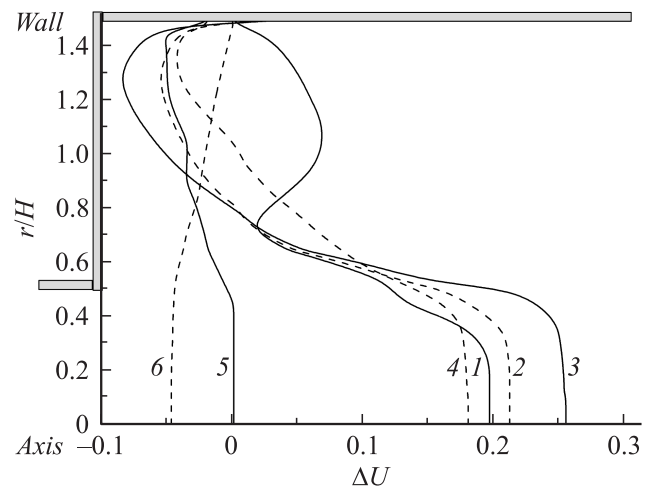


Рис. 2. Профили осредненной скорости скольжения фаз ΔU по сечению трубы после внезапного расширения трубы. $M_{L1} = 0.05$, $\text{Stk} = 0.4$, $d_1 = 30 \mu\text{m}$, $\text{Re} = 2 \cdot 10^4$, $ER = (R_1/R_2)^2 = 9$. 1 — $x/H = 0.5$, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 10, 6 — 15.

Все результаты расчетов, представленные в статье, получены с использованием системы уравнений (1)–(7).

Профили аксиальной скорости скольжения фаз $\Delta U = (U - U_L)/U_{m1}$ на различных расстояниях от места отрыва потока представлены на рис. 2. Здесь $\text{Stk} = \tau/\tau_f$ — число Стокса дисперсной фазы в осредненном движении, $\tau = \rho_L d_1^2 / (18\mu W)$ — время динамической релаксации капель, рассчитанное с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, и $\tau_f = 5H/U_{m1}$ — характерный турбулентный масштаб [6]. Такое выражение для τ_f используется как для потока за плоским обратным уступом, так и за внезапным расширением трубы (см. работы [6,10,13,14]). При $\text{Stk} \ll 1$ частицы вовлекаются в отрывное движение газовой фазы, а при $\text{Stk} \gg 1$ дисперсная фаза не участвует в рециркуляционном движении. Линии 1–4 на рис. 2 соответствуют зоне рециркуляции, 5 — области присоединения потока, а 6 — области релаксации двухфазного течения. Точка присоединения потока располагается на $x_R/H \approx 10.2$ для однофазного воздушного потока и $x_R/H \approx 10.3$ при $M_{L1} = 0.05$, где x_R — длина отрывной области. Вниз от сечения отрыва наблюдается резкое изменение структуры течения. В приосевой зоне трубы в области отрыва потока (1–4) величина межфазной скорости положительна и она постепенно уменьшается, что связано с инерционным разгоном капель в опускном движении. В зонах присоединения и релаксации течения (5 и 6) межфазная скорость около оси трубы имеет отрицательную величину. В пристенной области межфазная скорость отрицательна, что объясняется отрицательным значением скорости газа в отрывной области. Скорость капель в этой зоне также имеет отрицательную величину, но она мала по сравнению со скоростью газа.

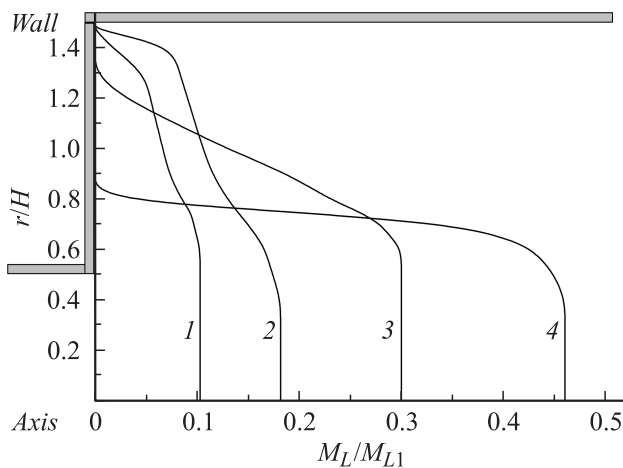


Рис. 3. Профили массовой концентрации капель по сечению трубы на расстоянии $x/H = 6$. $M_{L1} = 0.05$. 1 — $Stk = 0.04$, $d_1 = 10 \mu\text{m}$; 2 — 0.4, 30; 3 — 1.2, 50; 4 — 4.04, 100.

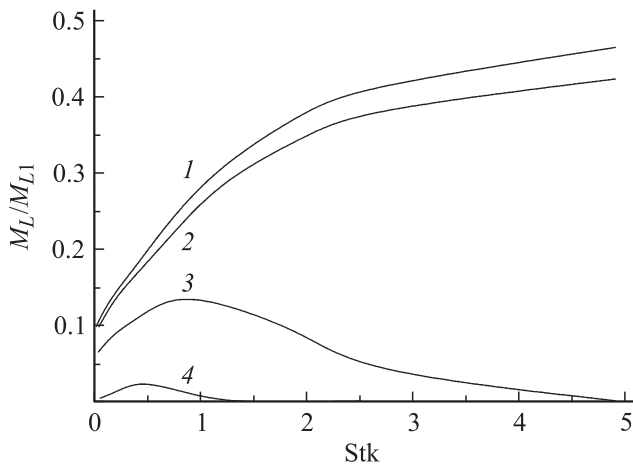


Рис. 4. Влияние числа Стокса на изменение концентрации капель при $x/H = 6$ и различных расстояниях от оси трубы. $M_{L1} = 0.05$. 1 — $r/H = 0$; 2 — 0.5; 3 — 1; 4 — 1.45.

Радиальные профили массовой концентрации дисперсной фазы приведены на рис. 3 для капель различного начального размера. Наблюдается резкое уменьшение концентрации частиц за счет их дисперсии по сечению трубы. Отметим, что малоинерционные капли при небольших значениях числа Стокса $Stk < 1$ ($d_1 < 50 \mu\text{m}$) (линии 1 и 2) хорошо вовлекаются в отрывное течение и присутствуют по всему поперечному сечению трубы, что подтверждают данные рис. 1. Пристенная часть трубы ($r/H > 1.25$) оказывается практически свободной от частиц за счет интенсивного процесса испарения. Тяжелые частицы $Stk = 4$ ($d_1 = 100 \mu\text{m}$) не попадают в зону рециркуляционного течения и присутствуют в слое смешения и в ядре течения. При этом область сдвигового слоя, в которой получен максимальный уровень энергии турбулентности газа, выступает своего рода барьером для дисперсной фазы. Капли, попавшие в

рециркуляционную зону, где уровень ТКЭ меньше, чем в сдвиговом слое, уже не могут ее покинуть. Впервые наличие накопления твердых частиц в отрывной области двухфазного изотермического потока были показаны в работах [6,7].

На рис. 4 показано влияние числа Стокса на концентрацию частиц на расстоянии $x/H = 6$ от сечения расширения трубы и на различных радиусах. В пристенной области трубы (линии 1 и 2) при малых числах Стокса заметно резкое снижение величины концентрации капель за счет их распространения по радиусу трубы и попадания в зону отрыва. Большие капли практически не попадают в зону рециркуляции, и величина M_L/M_{L1} заметно возрастает. Первоначально рост Stk дисперсной фазы приводит к увеличению их концентрации в зоне отрыва (3). Далее по мере роста числа Стокса концентрация капель существенно снижается. Пристенная область трубы (линия 4) практически свободная от частиц за счет их испарения (для малых числах Стокса) и их отсутствия в зоне отрыва (для больших чисел Стокса).

Изменение турбулентности газа по радиусу трубы представлено на рис. 5, где k_0 — кинетическая энергия турбулентности в однофазном потоке. В двухфазном потоке происходит подавление ТКЭ. Этот эффект возрастает с ростом размера дисперсной фазы. Небольшие частицы ($Stk < 1$) хорошо вовлекаются в турбулентное движение газа и отнимают часть энергии от несущей среды. В пристенной зоне подавления турбулентности почти нет и $k/k_0 \approx 1$ за счет того, что эта область свободна от частиц, и уровень турбулентности стремится к соответствующему значению для однофазного режима течения. В ядре течения, где испарения практически нет, заметно снижение уровня турбулентности газа (до 20%).

На рис. 6 показаны измеренные [16] и рассчитанные авторами настоящей работы профили ТКЭ газовой и дисперсной фаз (капли $d_1 \sim 60 \mu\text{m}$) при изменении рас-

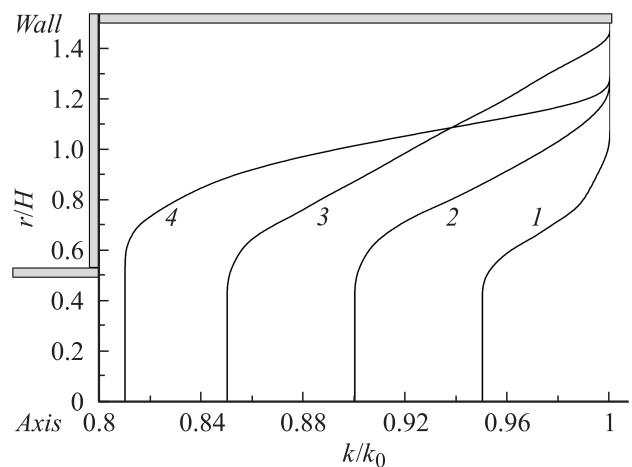


Рис. 5. Влияние начального диаметра капель на изменение турбулентности газовой фазы при $x/H = 6$. $M_{L1} = 0.05$. 1 — $Stk = 0.04$, $d_1 = 10 \mu\text{m}$; 2 — 0.4, 30; 3 — 1.2, 50; 4 — 4.04, 100.

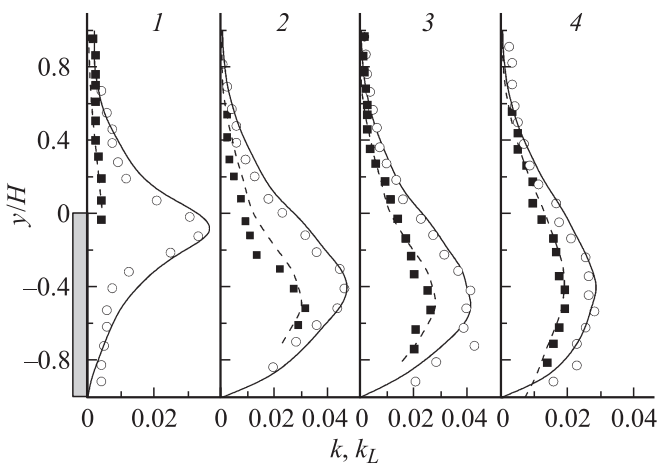


Рис. 6. Поперечные профили ТКЭ газовой фазы (непрерывные линии) и капель (штрихи). Точки — измерения [16]: открытые символы — газ, закрытые — капли. $H = 20$ mm, $Re_H = 1.1 \cdot 10^4$, $ER = 1.29$. 1 — $x/H = 1.25$, 2 — 4, 3 — 5, 4 — 7. Линии — расчет.

стояния от сечения отрыва. Здесь

$$k \approx 0.5(\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2)/U_{m1}^2$$

и

$$k_L \approx 0.5(\langle u_L \rangle^2 + \langle v_L \rangle^2)/U_{m1}^2$$

— турбулентная кинетическая энергия газовой и дисперсной фаз соответственно. Отметим, что приведенная формула использовалась в работе [16], где измерялись продольная и поперечная компоненты пульсаций скорости фаз. Распределения энергии турбулентности обеих фаз имеют качественно подобный вид. Профили ТКЭ по поперечной координате газа и капель имеют ярко выраженный максимум, находящийся в районе сдвигового слоя, что характерно как для экспериментов [16], так и для расчетных данных. Турбулентная энергия частиц меньше соответствующей величины для газа. Наибольшие значения уровня ТКЭ для обеих фаз приходится на расстояние $x/H = 4-5$. Это позволяет сделать заключение, что частицы взаимодействуют с газовой фазой, что качественно согласуется с данными работ [27,28], выполненными для двухфазных затопленных струй и смерчевых вихревых течений соответственно. За точкой присоединения ($x_R/H \approx 6.2$) значение турбулентности газа значительно снижается.

3. Заключение

Представлены результаты численного моделирования распространения дисперсной фазы при течении газокпельного потока за внезапным расширением трубы. Численное исследование выполнено с использованием эйлерова описания. Турбулентность газа моделируется с применением модели переноса рейнольдсовых напряжений [22] с учетом обратного влияния дисперсной фазы.

Мелкодисперсные капли при значениях числа Стокса $Stk < 1$ вовлекаются в отрывное течение и присутствуют по всему поперечному сечению трубы. Пристенная часть трубы оказывается свободной от мелких частиц за счет интенсивного процесса испарения. Тяжелые частицы ($Stk > 1$) не попадают в зону рециркуляционного течения, присутствуя только в слое смешения и в ядре течения. При проведении сопоставительного анализа были использованы экспериментальные данные по теплообмену в газокпельном потоке за обратным уступом [16]. Показано подавление мелкодисперсными каплями турбулентности газовой фазы. Этот эффект в основном ограничен приосевой зоной трубы из-за испарительных процессов, которые интенсивно протекают в пристенной области. Хорошее согласие с экспериментальными данными говорит об адекватности разработанной модели расчета двухфазного отрывного течения за внезапным расширением трубы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ 11-08-00112) и гранта президента РФ для молодых ученых (проект МД-670.2012.8).

Список литературы

- [1] Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. Казань: Изд-во Казанского филиала АН СССР, 1989. 178 с.
- [2] Simpson R.L. // Progr. Aerosp. Sci. 1996. Vol. 32. P. 457–521.
- [3] Поляков А.Ф., Комаров П.Л. // Препринт Объединенного института высоких температур РАН. № 2–396. 1996. 70 с.
- [4] Ota T. // Appl. Mech. Rev. 2000. Vol. 53. P. 219–235.
- [5] Терехов В.И., Ярыгина Н.И. // Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1. № 4. С. 122–130.
- [6] Hardalupas Y., Taylor A.M.K.P., Whitelaw J.H. // Philos. T. Roy. Soc. London A. 1992. Vol. 341. P. 411–442.
- [7] Зайчик Л.И., Козелев М.В., Першуков В.А. // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 4. С. 65–75.
- [8] Founti M., Klippel A. // Int. J. Exp. Thermal Fluid Sci. 1998. Vol. 17. P. 27–36.
- [9] Zhang H.Q., Chan C.K., Lau K.S. // Numer. Heat Tran. A. 2001. Vol. 40. P. 89–102.
- [10] Mohanarangam K., Tu J.Y. // AIChE J. 2009. Vol. 55. P. 1298–1302.
- [11] Li F., Qi H., You C.F. // J. Fluid Mech. 2010. Vol. 663. P. 434–455.
- [12] Frawley P., O'Mahony A.P., Geron M. // ASME J. Fluids Eng. 2010. Vol. 132. P. 091301. (12 p.).
- [13] Fessler J.R., Eaton J.K. // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 314. P. 97–117.
- [14] Benavides A., van Wachem B. // Int. J. Heat Fluid Fl. 2009. Vol. 30. P. 452–461.
- [15] Mukin R.V., Zaichik L.I. // Int. J. Heat Fluid Fl. 2012. Vol. 33. P. 81–91.
- [16] Hishida K., Nagayasu T., Maeda M. // Int. J. Heat Mass Tran. 1995. Vol. 38. P. 1773–1785.
- [17] Terekhov V.I., Pakhomov M.A. // Int. J. Heat Mass Tran. 2009. Vol. 52. P. 4711–4721.

- [18] Деревич И.В., Зайчик Л.И. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 5. С. 96–104.
- [19] Crowe C.T., Troutt T.R., Chung J.N. // Ann. Rev. Fluid Mech. 1996. Vol. 28. P. 11–43.
- [20] Zaichik L.I. // Phys. Fluids A. 1999. Vol. 11. P. 1521–1534.
- [21] Derevich I.V. // Int. J. Heat Mass Tran. 2000. Vol. 43. P. 3709–3723.
- [22] Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J. // Flow Turbul. Combust. 2008. Vol. 81. P. 395–410.
- [23] Manceau R., Wang M., Laurence D. // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 438. P. 307–338.
- [24] Manceau R., Hanjalic K. // Phys. Fluids A. 2002. Vol. 14. P. 744–754.
- [25] Speziale C.G., Sarkar S., Gatski T.B. // J. Fluid Mech. 1991. Vol. 227. P. 245–272.
- [26] Stieglmeier M., Tropea C., Weiser N., Nitsche W. // ASME J. Fluid Eng. 1989. Vol. 111. P. 464–471.
- [27] Терехов В.И., Пахомов М.А. // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 10. С. 27–35.
- [28] Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Конейцев В.Н., Горбачев М.А. // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49. № 2. С. 317–320.