

03

Структура течения и теплоперенос в газокапельном течении за внезапным сужением канала

© М.А. Пахомов, В.И. Терехов

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

Поступило в Редакцию 14 февраля 2023 г.
В окончательной редакции 22 марта 2023 г.
Принято к публикации 2 апреля 2023 г.

Выполнено численное исследование локальной структуры течения и теплообмена в газокапельном турбулентном потоке за прямой ступенькой, обращенной навстречу двухфазному газокапельному течению. При решении использовались двумерные стационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS), записанные с учетом наличия дисперсной фазы. Для описания динамики течения и теплопереноса в газовой и дисперсной фазах использовался эйлеров двухжидкостный подход. Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений с учетом двухфазности потока. Проанализировано влияние испаряющихся капель при обтекании уступа, расположенного ступенькой вперед, на локальную структуру течения, турбулентность, распределение дисперсной фазы и интенсификацию теплообмена.

Ключевые слова: численное моделирование, модель переноса рейнольдсовых напряжений, турбулентность, теплообмен.

DOI: 10.21883/JTF.2023.06.55600.23-23

Введение

Проблема интенсификации теплообмена продолжает оставаться одной из самых актуальных в современной технике. Контроль и управление структурой течения и теплопереносом в течениях жидкости реализуется с использованием активных (например, наложений пульсаций расхода и др.) и пассивных (например, интенсификаторы теплообмена и др.) методов. Пассивные методы управления течением и теплообменом являются более простыми и надежными по сравнению с активными. Пассивные интенсификаторы теплообмена размещаются на охлаждаемых поверхностях проточной части рабочих каналов и имеют форму выступов и (или) углублений различных конфигураций [1–4]. Важным вопросом является исследование влияния формы и расположения выступов, установленных на поверхности плоского канала или трубы, на локальную структуру течения и теплообмена для изучения как вынужденной [1–4], так и свободной конвекции [5] однофазной жидкости. По своей сути такие течения можно разделить на две группы. Первая — обтекание обратного уступа (ОУ) и вторая — уступ, обращенный ступенькой вперед (УОСВ). Случай течения и теплообмена в потоке однофазной жидкости за ОУ исследован заметно лучше. Отметим некоторые монографии [3,4,6] и обзорные работы [7–9] по данной тематике.

Одно- или двухфазное течение в плоском канале за УОСВ имеет две ярко выраженные вихревые (отрывные) области непосредственно перед и после сечения сужения потока (рис. 1). Отрыв двухфазного потока

перед сечением его внезапного сужения, формирование участков рециркуляции течения (до и после внезапного сужения потока) и его последующее присоединение за уступом, обращенным ступенькой вперед, часто встречаются при обтекании аэродинамических поверхностей и элементов теплоэнергетического оборудования. При этом наблюдаются значительные изменения осредненной скорости, турбулентности, давления и теплопереноса в окрестности отрыва. Течение при обтекании уступа, расположенного ступенькой вперед (в англоязычной литературе forward-facing step), более сложное, чем при течении за ОУ за счет наличия двух областей рециркуляции потока, формирующихся при его отрыве (рис. 1) [10–12]. Пограничный слой отрывается от поверхности при приближении к уступу, расположенному ступенькой вперед. Длина этой малой области отрыва потока $x_{R1} = (1 - 1.5)h$ [12], где h — высота уступа. Далее в канале после его внезапного сужения образуется область отрыва потока от его острой кромки. Протяженность этой области обычно равна нескольким высотам уступа: $x_{R2} = (1.7 - 4)h$ [12].

Ранее были проведены экспериментальные и численные исследования испарения распыленных мелкодисперсных капель жидкости в потоках после внезапного расширения канала [13,14], для оребренного плоского канала [15] или трубы [16,17]. В этих работах показано, что использование скрытой теплоты фазового перехода приводит к заметному росту теплопереноса (в несколько раз в сравнении с однофазным потоком при прочих идентичных условиях) в сравнении с традиционной вынужденной конвекцией в однофазном потоке. Таким обра-

зом, можно отметить, что в литературе имеется крайне ограниченное число работ, где выполнены исследования структуры течения и теплообмена в турбулентном двухфазном течении при наличии испаряющихся капель при обтекании двумерных препятствий (обратных уступов и двумерных препятствий других форм) [13–17].

Ранее авторами настоящей работы проведены подробные численные исследования структуры течения, турбулентности и теплообмена в отрывных газодисперсных течениях после плоского обратного уступа [14] и при внезапном расширении трубы [16,17]. В этих работах проведена верификация численного кода при сопоставлении с данными измерений структуры течения и теплообмена для газодисперсного потока за обратным уступом [13]. Авторам не известны работы, посвященные изучению обтекания газодисперсным потоком уступа со встречной ступенькой. Целью настоящей работы являлось численное исследование влияния внезапного сужения плоского канала на локальную структуру турбулентного потока и теплообмен в отрывном газодисперсном потоке при наличии испарения капель. Отметим, что данная статья является логическим продолжением и расширенным вариантом статьи [18].

1. Математическая модель

Система уравнений для моделирования движения дисперсной фазы в эйлеровом континуальном представлении получена из кинетического уравнения для функции плотности вероятности распределения частиц в турбулентном потоке [19]. В работе рассмотрена задача о динамике двухфазного газодисперсного турбулентного потока при наличии межфазного теплообмена при обтекании плоского уступа со ступенькой вперед (рис. 1). При решении используются двумерные стационарные RANS уравнения, записанные с учетом влияния частиц на процессы переноса в газовой фазе [14]. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров континуальный подход:

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

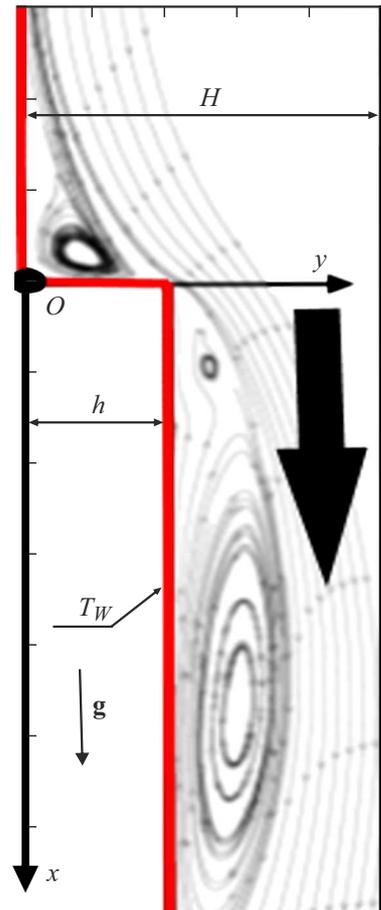


Рис. 1. Схема газодисперсного течения при обтекании уступа, обращенного ступенькой вперед. Стрелка обозначает направление движения газодисперсного потока. Красным цветом (в онлайн версии) показана стенка с нагретой поверхностью.

Здесь $U_i (U_x \equiv U, U_y \equiv V)$, $u'_i (u'_x \equiv u', u'_y \equiv v')$ — компоненты средней скорости несущей фазы и ее пульсации, x_i — проекции на оси координат, $\langle u'_i u'_j \rangle$ — рейнольдсовы напряжения, $\tau = \rho_L d^2 / (18\mu W)$ — время динамической релаксации частиц, записанное с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, $W = 1 + 0.15 \text{Re}_L^{0.687}$, $\text{Re}_L = |U_S - U_L| d_1 / \nu$ — число Рейнольдса дисперсной фазы, построенное по межфазной скорости, U_S и U_L — векторы актуальной скорости газовой фазы в точке расположения частицы [20] и капля соответственно. Турбулентные тепловой и диффузионный потоки в газовой фазе определены согласно гипотезе Буссинеска. Для турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принято $Pr_T = Sc_T = 0.9$.

$$\langle u'_j t \rangle = -\frac{\nu_T}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \langle u'_j k_V \rangle = -\frac{\nu_T}{Sc_T} \frac{\partial K_V}{\partial x_j}. \quad (2)$$

Все уравнения системы (1) записаны с учетом наличия и влияния испарения дисперсной фазы на процессы переноса импульса, теплоты и массы в газовом потоке. Система осредненных уравнений, описывающих процес-

сы переноса в дисперсной фазе, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj})}{\partial x_j} &= -\frac{6J\Phi}{d}, \\ \frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj} U_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho_L \Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} &= \Phi(U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} \\ + \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\Phi P)}{\partial x_i}, \\ \frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj} T_L)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_L \Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle) & \\ = \Phi(T - T_L) \frac{\rho_L}{\tau_\Theta} - \frac{1}{\tau_\Theta} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij}^\Theta \Phi)}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь D_{Lij} , D_{Lij}^Θ — тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла дисперсной фазы [19]; $\tau_\Theta = C_{PL} d^2 / (12\lambda Y)$ — время тепловой релаксации капля, $Y = 1 + 0.3 \text{Re}_L^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$; C_{PL} , ρ_L — теплоемкость и плотность материала капля.

В системе уравнений (3) принимается во внимание изменение амплитуды флуктуаций скорости и концентрации дисперсной фазы как в продольном, так и поперечном направлениях. Учитывается существенная неизотропность амплитуд турбулентных флуктуаций скорости частиц. В уравнениях не учитываются термофорез капля дисперсной фазы, силы Магнуса и Сэффмена ввиду малости этих силовых факторов в сравнении с учитываемыми в настоящей работе. Радиальное перемещение капля вызывается конвекцией импульса, силой вязкого трения, силой турбофореза (турбулентной миграцией), обусловленной неоднородностью турбулентной энергии дисперсной фазы, а также турбулентной диффузией дисперсной фазы, связанным с градиентом их концентрации. Коэффициенты турбулентной диффузии дисперсной фазы в уравнениях импульсов системы (3) обусловлены хаотическим движением капля и их увлечением энергоемкими вихрями несущей фазы и определяются по модели [19].

Уравнения для расчета вторых моментов пульсаций скорости дисперсной фазы $\langle u'_{Li} u'_{Lj} \rangle$, температуры $\langle \theta'^2_{Lj} \rangle$ и турбулентный поток теплоты $\langle \theta u_{Lj} \rangle$ приведены в [19]. Вторые моменты флуктуаций скорости дисперсной примеси в продольном и поперечном направлениях учитывают вовлечение частиц в турбулентность в результате действия сил вязкости, конвективного и диффузионного переносов, а также увеличения интенсивности пульсационного движения дисперсной фазы в продольном направлении за счет порождения турбулентности из осредненного движения. Турбулентный поток теплоты в дисперсной фазе обусловлен участием частиц во флуктуациях скорости и температуры газа и переносом тепла в результате хаотического движения капля. Интенсивность пульсаций температуры частиц определяется теплообменом между сплошной средой и частицами, конвективным переносом, турбулентной

диффузией теплоты, а также порождением флуктуации температуры в результате неизотермичности потока.

Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [21], записанной с учетом двухфазности потока [19]. Основные уравнения модели [14] приведены в [17] и здесь не представлены. Влияние частиц на несущую фазу за счет пульсационного межфазного скольжения имеет вид [19]:

$$A_L = \frac{2\rho_L \Phi}{\rho \tau} (1 - f_u) \langle u_i u_i \rangle, \quad \varepsilon_L = \frac{2\rho_L \varepsilon \Phi}{\rho \tau} (1 - f_\varepsilon), \quad (4)$$

где f_u и f_ε — коэффициенты, характеризующие вовлечение частиц в турбулентное движение газа [19]. Функции f_u и f_ε определяются временем контакта капля с энергоемкими вихрями несущей фазы [19]. Константы и функции модели турбулентности приведены в [21]. Перераспределяющее слагаемое описывает обмен энергией между отдельными составляющими компонент рейнольдсовых напряжений вследствие корреляции давление—скорость деформации. Оно записывается с учетом влияния двухфазности потока [22]. Система уравнений (1)–(4) дополняется уравнением теплопереноса на межфазной границе при условии постоянства температуры по радиусу капля и уравнением сохранения массы пара на ее испаряющейся поверхности [16].

Схематическое представление течения приведено на рис. 1. Объемная концентрация капля мала ($\Phi_1 = M_{L1} \rho / \rho_L < 2 \cdot 10^{-4}$) и они достаточно мелкие (начальный диаметр $d_1 \leq 20 \mu\text{m}$). Здесь M_{L1} — начальная массовая концентрация капля, ρ и ρ_L — плотность газа и капля. Поэтому дробление и коалесценция капля в потоке не принимаются во внимание [14,16,17].

2. Численная реализация

Численное решение было получено с использованием метода конечных объемов на структурированной сетке. При решении был использован эйлеров численный код разработки авторов настоящей работы. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) [23] второго порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent) [24]. Все расчеты были проведены на базовой сетке, содержащей 400×100 контрольных объемов (КО). Длина расчетного участка до сечения внезапного сужения канала составляла $5h$ и после сужения — $10h$. С целью проверки получения независимого решения от количества расчетных ячеек были проведены расчеты на „грубой“ 200×50 и „мелкой“ 600×150 сетках. Отличие в результатах расчетов по турбулентной кинетической

энергии несущей фазы и числу Нуссельта между базовой и „мелкой“ сетках составляет менее 0.1%. Расчеты проводились на сетке со сгущением ко всем твердым поверхностям и в областях рециркуляции потока. Для разрешения среднего поля течения и турбулентных характеристик двухфазного потока в вязком подслое ($y_+ < 10$) использовалось не менее 10 КО и первый вычислительный узел располагался на расстоянии от любой из стенок $y_+ \leq 1$.

Ранее авторами были выполнены сравнения с данными экспериментов [25] при обтекании двухфазным турбулентным течением газа с твердыми частицами за обратным уступом при отсутствии теплообмена. Эти данные приведены в [14,17] и не представлены в настоящей работе. Для сравнения с данными измерений для газок капельного потока за плоским ОУ были использованы данные измерений [13]. Было получено удовлетворительное согласие с данными измерений [13,25] (отличие не превышало 15%) послужило базисом при проведении численного моделирования газок капельного течения при обтекании УОСВ.

3. Результаты численных расчетов и их анализ

Все численные расчеты выполнены для монодисперсной газок капельной смеси на входе в канал для случая нисходящего движения потока. Высота канала до внезапного сужения $H = 60$ мм, высота ступеньки $h = 20$ мм, степень сужения канала $ER = (H - h)/H = 2/3$ (рис. 1). Начало координат соответствует сечению внезапного сужения двухфазного потока. Среднемассовая скорость газа перед сечением отрыва составляет $U_{m1} = 5$ м/с, а число Рэйнольдса для газовой фазы $Re = hU_{m1}/\nu = 6.7 \cdot 10^3$ и $Re_H = HU_{m1}/\nu = 2 \cdot 10^4$. Капли воды добавляются к однофазному воздушному потоку во входном сечении расчетной области (на расстоянии $5h$ до сечения внезапного сужения двухфазного потока), и их начальная скорость постоянна по высоте канала $U_{L1} = 0.8U_{m1}$. Начальные массовые концентрации капель воды $M_{L1} = 0-0.1$ и пара $M_{V1} = 0.005$. Диаметр капель воды во входном сечении составлял $d_1 = 20 \mu\text{m}$. Число Стокса в среднем движении $Stk = \tau/\tau_f$, где $\tau_f = 5h/U_{m1}$ — характерный турбулентный масштаб [13,25]. Выражение для τ_f используется как для потока за плоским обратным уступом [15], так и внезапным расширением трубы [16,17]. При $Stk \ll 1$ частицы увлекаются в отрывное движение газовой фазы, а при $Stk > 1$ дисперсная фаза не участвует в рециркуляционном движении [13,25]. Температуры воздуха и капель на входе равны $T_1 = T_{L1} = 293$ К. Температура стенки с уступом равнялась $T_w = \text{const} = 373$ К, а противоположная гладкая стенка была теплоизолированной. Входные распределения параметров газового потока задавались с использованием результатов предварительного расчета

однофазного потока в плоском канале высотой H и длиной $75H$. Таким образом, во входном сечении вычислительной области имеется полностью гидродинамически стабилизированное течение однофазного потока (воздух).

Структура турбулентного двухфазного течения претерпевает существенные изменения при натекании на уступ, расположенный ступенькой вперед (рис. 1). Протяженность основной зоны рециркуляции (после внезапного сужения канала) течения составляет $x_{R1} \approx 3h$, а области рециркуляции перед уступом $x_{R2} \approx 1.1h$. Течение присоединяется к торцевой стенке уступа при $y \approx -0.3h$. Положения точек отрыва и присоединения потока были определены по нулевой величине продольной и поперечной скоростей несущего потока. Положения центров рециркуляции потока для вихря перед уступом ($-0.3h, -0.2h$) и основного вихря после ступеньки ($0.8h, 0.15h$). Качественно эти выводы согласуются с данными измерений [12,26] и расчетов [11,27] для однофазного потока при натекании на УОСВ.

На рис. 2 приведены поперечные профили осредненных продольной (*a*) и поперечной (*b*) компонент скорости, турбулентности (*c*) и температуры (*d*) в однофазном потоке ($M_{L1} = 0$), а также для газовой фазы и капель для двухфазного течения в шести сечениях до и после уступа, расположенного ступенькой вперед.

Профили осредненных продольной и поперечной компонент скоростей газовой и дисперсной фаз подобны таковому для однофазного режима течения (рис. 2, *a, b*). Скорость газа в газок капельном потоке незначительно ($\leq 3\%$) опережает скорость однофазного течения. В силу своей инерционности, скорость частиц выше соответствующего значения для скорости газа в двухфазном потоке почти во всей расчетной области за исключением небольшого участка при $x/h \leq 1$. Это объясняется тем, что малоинерционные капли при небольших величинах числа Стокса ($d_1 = 20 \mu\text{m}$, $Stk = 0.06$) увлекаются в осредненное движение газовой фазы и поднимаются над уступом, и после этого происходит их постепенный разгон. Таким образом, можно отметить, что малоинерционные капли присутствуют во всей вычислительной области, и они интенсифицируют теплообмен при их испарении за сечением внезапного сужения потока. При этом существуют две области с отрицательной величиной продольной скорости газовой фазы, расположенные до и после внезапного сужения канала. Максимальное положительное значение $U/U_{m1} = 2$, и оно возникает после внезапного сужения канала при $x/h > 1$ и $y/h > 1$. Максимальная величина отрицательной продольной скорости газа в одно- и двухфазном потоке в рециркуляционной зоне за ступенькой составляет $U/U_{m1} = -0.25$ и -0.2 для вихревой области перед уступом. Это качественно согласуется с данными [14], полученными методом DNS.

Максимальное положительное значение осредненной поперечной компоненты скорости получено выше по течению от передней кромки ступеньки при $x/h = 0$

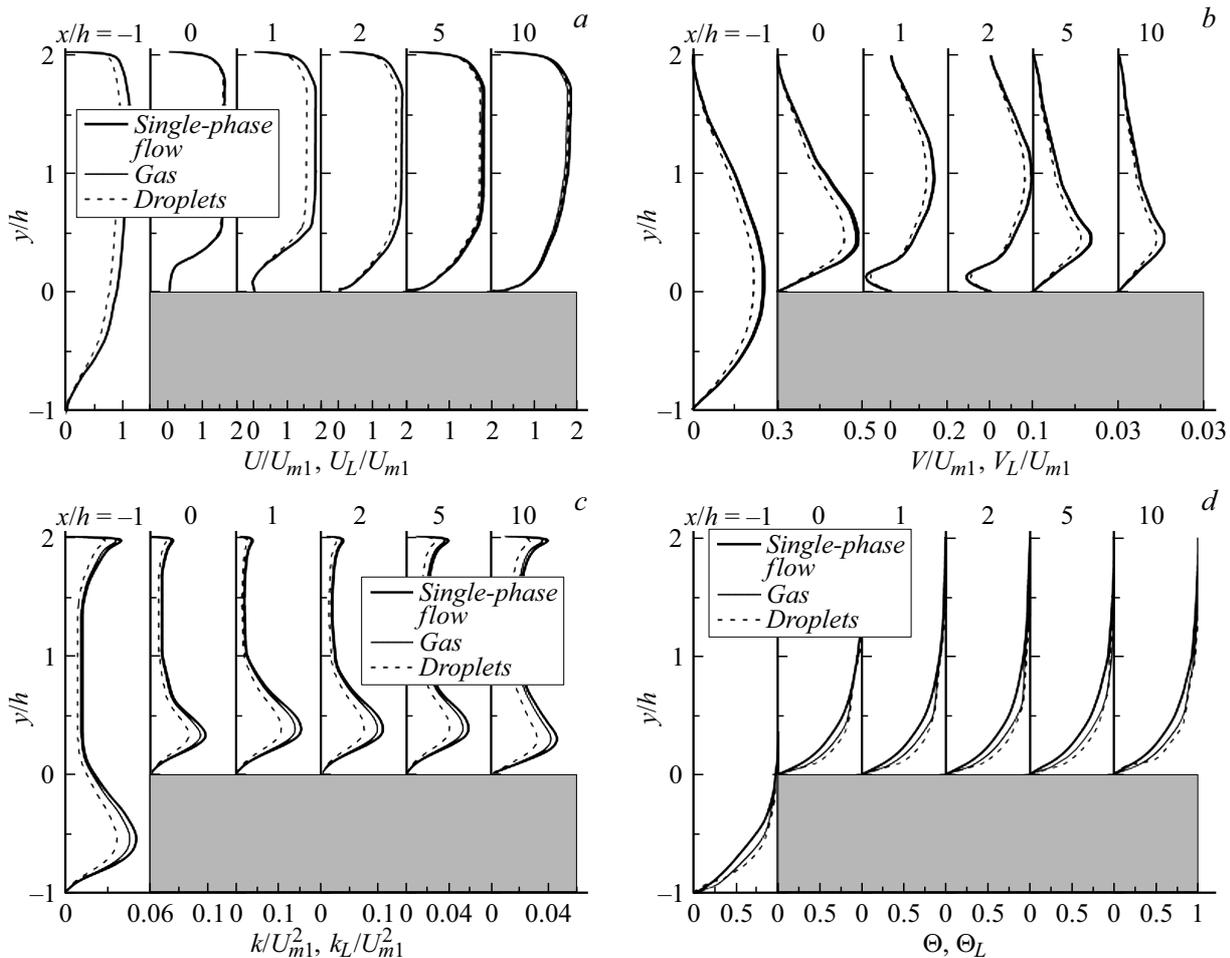


Рис. 2. Профили осредненной продольной (а) и поперечной (b) компонент скоростей, турбулентной кинетической энергии (c) и температур (d) в однофазном потоке ($M_{L1} = 0$, толстые непрерывные линии), несущей (тонкие непрерывные линии) и дисперсной (пунктир) фаз при $M_{L1} = 0.05$ по продольной координате после внезапного сужения плоского канала. Серый прямоугольник обозначает канал после его внезапного сужения. $Re_H = 2 \cdot 10^4$, $Re = 6.7 \cdot 10^3$, $d_1 = 20 \mu m$, $Stk = 0.06$.

и $y/h = 0.5$ (рис. 2, b). Отрицательные величины поперечной скорости наблюдаются в области рециркуляции течения. Пиковая величина положительного значения скорости составляет $V/U_{m1} = 0.6$, а наибольшее отрицательное значение $V/U_{m1} = -0.1$ при $x/h = 1$ и $y/h = 0.2$.

Поперечные распределения кинетической энергии турбулентности (КЭТ) несущей фазы для двумерного газокпельного течения показывают наибольшую величину КЭТ в слое смешения (рис. 2, c). Турбулентная кинетическая энергия для двумерного течения определялась по формуле

$$2k = \langle u_i' u_i' \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2 \\ \approx u'^2 + v'^2 + 0.5(u'^2 + v'^2) \approx 1.3(u'^2 + v'^2).$$

Уровень кинетической энергии турбулентности увеличивается по мере приближения к области сужения канала. Максимальное значение турбулентности газовой фазы получено в слое смешения и при $x/h \approx 2$. Оно

снижается по мере приближения к точке присоединения. Турбулизация течения в этом сечении связана с отрывным обтеканием потоком встречной ступеньки. Указанные выводы характерны как для одно-, так и для двухфазных потоков. Распределения КЭТ несущей (тонкие непрерывные линии) и дисперсной (пунктир) фаз в газокпельном потоке имеет вид, подобный таковому для однофазного течения (непрерывная линия) в области отрыва потока. Отметим, что наблюдается подавление уровня турбулентности газовой фазы при добавлении в поток испаряющихся капель воды (до 15%). Турбулентная энергия капель воды меньше соответствующего значения для газовой фазы на всей длине расчетной области, но также имеет свой максимум в области $x/h = 1-2$. Это говорит о вовлечении капель жидкости в движение газа и их взаимодействие с турбулентными вихрями газовой фазы.

Безразмерные температуры фаз показаны на рис. 2, d, где $\Theta = (T_W - T)/(T_W - T_{1,m})$ и $\Theta_L = (T_{L,max} - T_L)/(T_{L,max} - T_{L1})$ — безразмерные

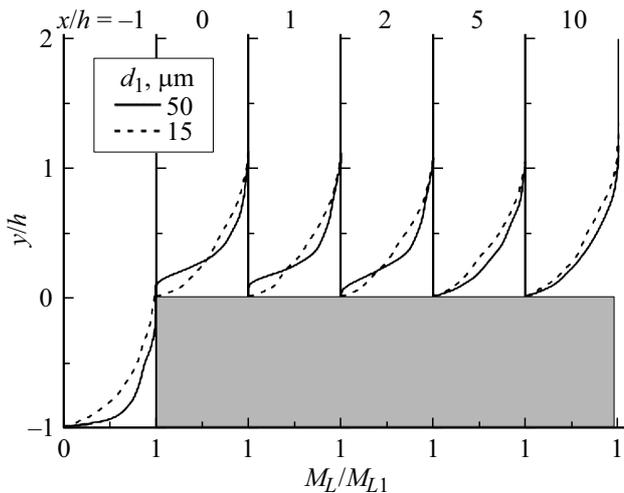


Рис. 3. Влияние начального диаметра капель на распределение массовой концентрации дисперсной фазы. $Re_H = 2 \cdot 10^4$, $Re = 6.7 \cdot 10^3$, $M_{L1} = 0.05$.

температуры несущей фазы и капель воды. Здесь $T_{L,max}$ и $T_{L1,m}$ — максимальная в данном сечении и температуры капель во входном сечении. Видно, что относительные профили температур однофазного и двухфазного потоков имеют качественно подобный вид. Температура газа в двухфазном течении имеет меньшую величину (до 20%) и, следовательно, более заполненный вид в сравнении с соответствующим профилем для однофазного потока за счет испарения капель. Это и вызывает интенсификацию теплопереноса в газокapelном потоке в сравнении с соответствующим однофазным течением. Температура капель имеет наименьшее значение для всех приведенных на рис. 2, d данных расчетов.

На рис. 3 показаны рассчитанные профили массовой концентрации дисперсной фазы по длине канала до и после сечения его внезапного сужения. Расчеты выполнены для двух диаметров капель $d_1 = 20$ и $50 \mu\text{m}$, что соответствует числам Стокса в осредненном движении $Stk = 0.06$ и 0.4 . Мелкодисперсные капли при $Stk = 0.06$ наблюдаются по всему сечению канала после внезапного сужения и проникают в области рециркуляции течения. Видно, что с начальным размером $d_1 = 50 \mu\text{m}$ имеют большую величину концентрации в окрестности УОСВ при $x/h = -1$. Это объясняется инерцией дисперсной фазы. Также капли при $Stk = 0.4$ практически не проникают в область основной зоны рециркуляции потока в канале после его внезапного сужения (сечения $x/h < 3$), и концентрация капель в этой области $M_L/M_{L1} \approx 0$. Они наблюдаются только в сдвиговом слое смешения и ядре течения и проникают в пристенную часть канала только после присоединения двухфазного потока ($x/h > 3$).

Влияние начального диаметра капель на распределение локального числа Нуссельта по длине канала показано на рис. 4. Число Нуссельта определяется по

соотношению для условия $T_w = \text{const}$:

$$Nu = -(\partial T / \partial y)_w h / (T_w - T_m),$$

где T_m — среднemasсовая температура газа в данном сечении. Добавление испаряющихся капель в отрывной однофазный поток приводит к значительной интенсификации теплообмена (почти в 2 раза) по сравнению с однофазным потоком воздуха при обтекании УОСВ. Увеличение теплообмена в сравнении с полностью развитым течением воздуха в плоском канале при фиксированном числе Рейнольдса для случая однофазного потока ($M_{L1} = 0$) в плоском канале превышает 4 раза при $M_{L1} = 0.05$ и $d_1 = 10 \mu\text{m}$. Интенсификация теплообмена наблюдается как в рециркуляционной зоне ($x_{R2}/h < 2.75$), так и в области релаксации потока в сравнении с однофазным режимом обтекания уступа со ступенькой вперед. По мере испарения капель и продвижения вниз по потоку интенсивность теплообмена стремится к соответствующей величине для однофазного стабилизированного течения в плоском канале после его сужения. Максимум теплообмена находится в области рециркуляции потока для УОСВ, тогда как для обтекания ОУ максимум теплообмена в однофазном потоке расположен в области его присоединения [3]. Это характерно как для одно-, так и для двухфазного с мелкими каплями [14,16,17] режимов течения. При данных условиях длина основной отрывной области составляет $x_{R2} = 2.75h$ и малой отрывной зоны перед ступенькой $x_{R1} = 1.1h$.

Самые мелкие капли в исследованном диапазоне ($d_1 = 10 \mu\text{m}$ и $Stk \approx 0.02$) испаряются наиболее интенсивно за счет большей площади межфазной поверхности, но на меньшей длине трубы. Наибольшее увеличение теплообмена получено для мелкодисперсных капель воды при $Stk \leq 0.02-0.03$. Увеличение размера частиц ухудшает вовлечение капель в рециркуляционное движение за счет возрастания числа Стокса и осложняет

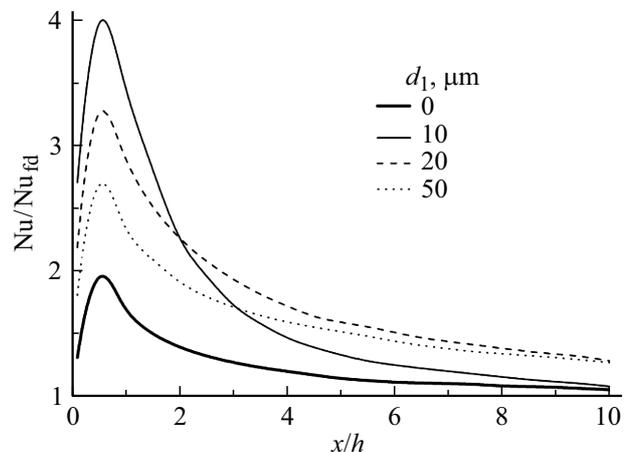


Рис. 4. Теплообмен в отрывном газокapelном потоке за внезапным сужением потока при вариации начального диаметра. $Nu_{fd} = 36$, $Re_H = 2 \cdot 10^4$, $Re = 6.7 \cdot 10^3$, $M_{L1} = 0.05$.

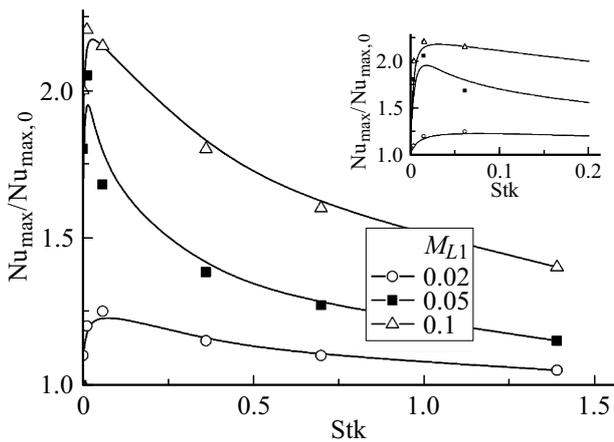


Рис. 5. Влияние числа Стокса в осредненном движении на параметр интенсификации теплообмена.

их подъем и проникновение в канал после его внезапного сужения. Это подтверждает данные рис. 3. Для каплей с начальным диаметром $d_1 = 50 \mu\text{m}$ ($\text{Stk} \approx 0.4$) показано, что для них площадь межфазного контакта значительно уменьшается, и они соответственно хуже интенсифицируют теплообмен и слабо проникают в основную область отрыва потока, расположенную в канале после его сужения.

Влияние числа Стокса в осредненном движении на параметр интенсификации теплообмена $\text{Nu}_{\text{max}}/\text{Nu}_{\text{max},0}$ приведено на рис. 5, где $\text{Nu}_{\text{max},0}$ — максимальное число Нуссельта для однофазного обтекания УОСВ. Расчет выполнен при изменении числа Стокса в диапазоне $\text{Stk} = 0-1.5$, что по данным [13,25] соответствует режимам как с вовлечением частиц в турбулентное движение несущей фазы, так и с отсутствием их вовлечения. С ростом увеличения диаметра каплей наблюдается снижение максимальной величины теплообмена. Увеличение начальной массовой концентрации каплей вызывает возрастание параметра интенсификации переноса.

Заключение

В работе выполнено численное исследование локальной структуры течения и теплообмена в газочапельном турбулентном потоке за прямой ступенькой, обращенной навстречу двухфазному газочапельному течению. При решении используются двумерные стационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS), записанные с учетом наличия дисперсной фазы. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров подход. Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений с учетом двухфазности потока.

Профили осредненных продольной и поперечной компонент скоростей газовой и дисперсной фаз подобны

таковому для однофазного режима течения. Получено подавление уровня турбулентности газовой фазы при добавлении в поток испаряющихся каплей воды (до 15%). Турбулентная энергия каплей воды меньше соответствующего значения для газовой фазы на всей длине расчетной области. Мелкодисперсные капли ($\text{Stk} = 0.06$) наблюдаются по всему сечению канала после внезапного сужения и проникают в области рециркуляции течения, тогда как более инерционные частицы при $\text{Stk} = 0.4$ не проникают в основную область рециркуляции потока. Добавление испаряющихся каплей в отрывной однофазный поток после его внезапного сужения приводит к значительной интенсификации теплообмена (более чем в 2 раза) по сравнению с однофазным потоком воздуха при прочих равных условиях. Изменение начального диаметра каплей оказывает более сложное воздействие на теплообмен в двухфазном потоке после внезапного сужения канала. Самые мелкие капли при $\text{Stk} \approx 0.02$ испаряются наиболее интенсивно за счет большей площади межфазной поверхности, но на меньшей длине трубы. Наибольшее увеличение теплообмена получено для мелкодисперсных каплей воды при $\text{Stk} \leq 0.02-0.03$. Увеличение размера частиц ухудшает вовлечение каплей в рециркуляционное движение за счет возрастания числа Стокса. Капли наибольшего исследованного в работе начального диаметра при $\text{Stk} \approx 0.4$ хуже интенсифицируют теплообмен и практически не проникают в область основной рециркуляции течения в канале после его внезапного сужения.

Финансирование работы

Результаты численных расчетов получены при финансовой поддержке РФФИ (грант № 21-19-00162).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Э.К. Калинин, Г.А. Дрейсер, С.А. Ярхо. *Интенсификация теплообмена в каналах* (Машиностроение, М., 1990)
- [2] Ю.Ф. Гортышов, И.А. Попов, В.В. Олимпиев, А.В. Щелчков, С.И. Каськов. *Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Интенсификация теплообмена* (Центр инновационных технологий, Казань, 2009)
- [3] В.И. Терехов, Т.В. Богатко, А.Ю. Дьяченко, Я.И. Смольский, Н.И. Ярыгина. *Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках* (Изд-во НГТУ, Новосибирск, 2016) [V.I. Terexhov, T.V. Bogatko, A.Yu. Dyachenko, Ya.I. Smulsky, N.I. Yarygina. *Heat Transfer in Subsonic Separated Flows* (Springer, Cham, 2021)]

- [4] Ю.А. Быстров, С.А. Исаев, Н.А. Кудрявцев, А.И. Леонтьев. *Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб* (Судостроение, СПб, 2005)
- [5] А.М. Левченя, Е.М. Смирнов, С.Н. Трунова. Письма в ЖТФ, **48** (3), 47, (2022). [A.M. Levchenya, E.M. Smirnov, S.N. Trunova. Tech. Phys. Lett., **48** (3), 40, (2022). DOI: 10.21883/PJTF.2022.03.51984.19020]
- [6] В.Е. Алемасов, Г.А. Глебов, А.П. Козлов. *Термоанемометрические методы исследования отрывных течений* (Изд-во Казанского ф-ла АН СССР, Казань, 1989)
- [7] R.L. Simpson. Progress Aerospace Sci., **32** (5), 457 (1996). DOI: 10.1016/0376-0421(95)00012-7
- [8] T. Ota. Appl. Mech. Rev., **53** (8), 219 (2000). DOI: 10.1115/1.3097351
- [9] V.I. Terekhov. Energies, **14** (4), 1005 (2021). DOI: 10.3390/en14041005
- [10] W.D. Moss, S. Baker. Aero Quart., **31** (3), 151 (1980). DOI: 10.1017/S0001925900008878
- [11] M. Raisee, S.H. Hejazi. Int. J. Heat Fluid Flow, **28** (3), 429 (2007). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.07.004
- [12] A. Graziani, M. Lippert, D. Uystepuyst, L. Keirsbulck. Int. J. Heat Fluid Flow, **67**, part A, 220 (2017). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.08.009
- [13] K. Hishida, T. Nagayasu, M. Maeda. Int. J. Heat Mass Transfer, **38** (10) 1773 (1995). DOI: 10.1016/0017-9310(94)00308-1
- [14] M.A. Pakhomov, V.I. Terekhov. Water, **13** (17), 2333, (2021). DOI: 10.3390/w13172333
- [15] K.-T. Huang, Y.-H. Liu. Energies, **12** (19), Paper 3785 (2019). DOI: 10.3390/en12193785
- [16] M.A. Pakhomov, V.I. Terekhov. Flow, Turbulence, Combust., **98** (1), 341 (2017). DOI: 10.1007/s10494-016-9732-7
- [17] М.А. Пахомов, В.И. Терехов. ЖТФ, **83** (2), 36 (2013). [M.A. Pakhomov, V.I. Terekhov. Tech. Phys., **58** (2), 185 (2013). DOI: 10.1134/S1063784213020187]
- [18] М.А. Пахомов, В.И. Терехов. Письма в ЖТФ, **49** (7), 16 (2023).
- [19] L.I. Zaichik. Phys. Fluids, **11**(6), 1521 (1999). DOI: 10.1063/1.870015
- [20] R.V. Mukin, L.I. Zaichik. Int. J. Heat Fluid Flow, **33** (1), 81 (2012). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2011.11.002
- [21] A. Fadaï-Ghotbi, R. Manceau, J. Boree. Flow, Turbulence Combust., **81** (3) 395 (2008). DOI: 10.1007/s10494-008-9140-8
- [22] N. Beishuizen, B. Naud, D. Roekaerts. Flow, Turbulence Combust., **79** (3), 321 (2007). DOI: 10.1007/s10494-007-9090-6
- [23] B.P. Leonard. Comput. Methods Appl. Mech. Eng., **19** (1), 59 (1979). DOI: 10.1016/0045-7825(79)90034-3
- [24] J.P. Van Doormaal, G.D. Raithby. Numer. Heat Transfer, pt. A, **7** (2), 147 (1984). DOI: 10.1080/01495728408961817
- [25] J.R. Fessler, J.K. Eaton. J. Fluid Mech., **314**, 97 (1999). DOI: 10.1017/S0022112099005741
- [26] Y.H. Wu, H.Y. Ren. Phys. Fluids, **23** (4), 045102 (2011). DOI: 10.1063/1.3576911
- [27] X.J. Fang, M.F. Tachie, D.J. Bergstrom. Int. J. Heat Fluid Flow, **87**, 108753 (2021). DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108753