

УДК 536.24; 621.45.038; 532.529  
DOI: 10.15372/PMTF202315348

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ЗА ПРЕГРАДОЙ

М. А. Пахомов

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

E-mail: pma41976@yandex.ru

Проведено численное исследование локальной структуры течения в газокapelном турбулентном потоке за одиночной преградой при различных значениях начальной массовой концентрации и диаметра дисперсной фазы. Проанализировано влияние испаряющихся капель при обтекании одиночной квадратной преграды на локальные осредненную и пульсационную структуры течения, а также на процесс распространения дисперсной фазы. Установлено, что профили осредненных продольных компонент скорости газовой и дисперсной фаз подобны соответствующему профилю в случае однофазного режима течения. Скорость газа в газокapelном потоке несущественно (менее чем на 3 %) превышает соответствующее значение в однофазном течении. Показано, что кинетическая энергия турбулентности увеличивается по мере приближения к преграде. Максимальное значение кинетической энергии турбулентности газовой фазы получено на преграде высотой  $h$  при  $x/h = -1 \div 0$ . Это значение более чем на 50 % превышает значения кинетической энергии турбулентности перед преградой и за ней.

**Ключевые слова:** численное моделирование, модель переноса рейнольдсовых напряжений, турбулентность, одиночная преграда, отрыв потока, структура течения

**Введение.** Проблема интенсификации процессов тепло- и массопереноса остается одной из наиболее актуальных в современной технике. Простыми и надежными методами управления структурой течения и интенсификацией теплообмена в элементах энергетического оборудования являются пассивные методы [1–3]. Пассивные интенсификаторы теплообмена имеют форму выступов и (или) углублений различной конфигурации и размещаются на стенках рабочих каналов [1–5]. Важной задачей является исследование влияния формы и расположения препятствий различной формы, установленных на поверхности плоского канала или трубы, на локальную структуру течения, сопротивление, турбулентность и теплоперенос [5–7].

Задачу о течении в канале при наличии установленной преграды можно разделить на две взаимосвязанные задачи: 1) обтекание уступа со ступенькой вперед (УСВ); 2) течение за обратным уступом (ОУ). Такое течение имеет две четко выраженные вихревые (отрывные) области. Первая из них расположена непосредственно перед преградой, ее протяженность составляет  $x_{R1} = (1,0 \div 1,5)h$ , где  $h$  — высота преграды [8, 9]. Пограничный слой отрывается от поверхности вблизи УСВ и присоединяется к поперечной боковой стенке преграды на расстоянии от ее основания  $y_{R1} \approx 0,7h$  [8, 9]. Вторая отрывная область расположена за преградой, ее длина значительно больше длины первой области:  $x_{R2} = (12 \div 20)h$  [5]. Отрыв потока наблюдается также на поверхности самой преграды.

---

Работа выполнена в рамках государственного задания Института теплофизики СО РАН (№ 121031800217-8).

© Пахомов М. А., 2024

Обычно оребрение устанавливается на одной или двух противоположных стенках рабочего канала. При этом происходят значительные изменения скорости, степени турбулентности, сопротивления, давления и скорости теплопереноса в потоке. Течение в такой геометрии существенно отличается от обычных двумерных течений в пограничном слое. Происходит не только существенная турбулизация потока вследствие наличия преград, но и формирование вторичных течений в поперечном направлении. В результате поток в оребренном квадратном канале становится трехмерным и статистически неоднородным во всех направлениях [10]. Тем не менее во многих случаях для описания данного сложного турбулентного течения можно использовать двумерный подход, например, в том случае, когда ширина канала  $z$  значительно больше его высоты  $H$  ( $z/H \geq 7$ ) [11, 12].

Использование скрытой теплоты фазового переноса при испарении распыленных капель различных жидкостей в газовых потоках также позволяет существенно увеличить скорость теплообмена. Такие течения используются с целью интенсификации теплообмена в рабочих трактах энергетического оборудования в газокapelном турбулентном течении [13–15]. В работах [13–15] экспериментально и численно показано, что в указанных течениях скорость теплообмена может быть в несколько раз больше, чем в однофазном потоке в гладком канале. Следует отметить, что существует ограниченное число работ, в которых выполнено исследование теплообмена в турбулентном газокapelном течении при обтекании двумерных препятствий. Изучение локальной структуры течения вблизи преграды позволит выявить связь между вихреобразованием и турбулизацией течения при наличии теплопереноса.

Ранее автором данной работы были проведены численные расчеты параметров течения и теплообмена для газокapelного потока в плоском канале за обратным уступом [16], для УСВ [17] и в оребренном плоском канале [15]. В указанных работах представлена математическая модель, проведена ее верификация и приведены результаты численных расчетов таких течений.

В данной работе используется подход, предложенный в работе [15], в которой выполнено исследование газокapelного течения в оребренном канале. Автору настоящей работы не известны работы, посвященные исследованию теплопереноса в двухфазных газокapelных потоках при наличии одиночного препятствия. Целью работы является детальное исследование течения и теплопереноса при обтекании одиночной преграды. Основное внимание уделяется изучению влияния испарения капель на локальную структуру течения при обтекании одиночной преграды двухфазным потоком. Более полное понимание сложных процессов турбулентного переноса при наличии одиночных преград необходимо для эффективного управления течением, турбулентностью и интенсификацией теплопереноса в оребренных каналах.

**1. Математическая модель и граничные условия.** Рассматривается задача о динамике двухфазного газокapelного турбулентного потока при наличии межфазного теплообмена в случае обтекания одиночной преграды. При решении используются двумерные стационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса (RANS-уравнения), записанные с учетом влияния частиц на процессы переноса в газе [15]. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров подход [18]. Турбулентность несущей фазы описывается с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [19], в которой учитывается двухфазность потока [20, 21]. Объемная концентрация дисперсной фазы во входном сечении мала:  $\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2 \cdot 10^{-4}$  и капли достаточно мелкие:  $d_1 < 100$  мкм ( $M_{L1}$  — начальная массовая концентрация капель;  $\rho, \rho_L$  — плотность газа и капель; нижний индекс 1 соответствует параметрам на входе). В этом случае столкновениями капель друг с другом можно пренебречь [15–17, 20, 21]. Дробление и коалесценция капель в потоке не

учитываются вследствие их малого количества [15–17]. Система основных уравнений для газовой фазы состоит из уравнений неразрывности, импульса в продольном и поперечном направлениях, энергии и диффузии водяного пара в бинарный парогазовый поток [15]:

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

Здесь  $\nu$  — кинематическая вязкость несущей фазы;  $U_i$  ( $U_x \equiv U$ ,  $U_y \equiv V$ ),  $u'_i$  ( $u'_x \equiv u'$ ,  $u'_y \equiv v'$ ) — компоненты средней скорости несущей фазы и ее пульсации;  $x_i$  — проекции вектора на оси координат;  $P$  — давление;  $\langle u'_i u'_i \rangle$  — рейнольдсовы напряжения;  $\langle u'_j t \rangle = -(\nu_T/\text{Pr}_T) \partial T/\partial x_j$ ,  $\langle u'_j k_V \rangle = -(\nu_T/\text{Sc}_T) \partial K_V/\partial x_j$  — турбулентные тепловой и диффузионный потоки соответственно;  $\text{Pr}_T = \text{Sc}_T = 0,85$  — турбулентные числа Прандтля и Шмидта;  $J$  — массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли;  $L$  — удельная теплота фазового перехода;  $\tau = \rho_L d^2/(18\mu W)$  — время динамической релаксации частиц с учетом отклонения от закона обтекания Стокса;  $W = 1 + 0,15 \text{Re}_L^{0,687}$ ;  $\text{Re}_L = |\mathbf{U}_S - \mathbf{U}_L|d_1/\nu$  — число Рейнольдса дисперсной фазы, вычисленное по межфазной скорости;  $\mathbf{U}_S$ ,  $\mathbf{U}_L$  — векторы осредненной скорости газовой фазы в точке расположения капли [22] и дисперсной фазы соответственно;  $T$  — температура;  $D_T$  — коэффициент диффузии;  $C_{PV}$ ,  $C_{PA}$ ,  $C_P$  — теплоемкость водяного пара, воздуха и парогазового потока при  $P = \text{const}$ ;  $K_V$  — массовая концентрация водяного пара в бинарном парогазовом потоке;  $R_g$  — удельная газовая постоянная; нижние индексы  $A$ ,  $L$ ,  $T$ ,  $V$  соответствуют воздуху, дисперсной фазе, турбулентной характеристике и водяному пару.

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 процессы переноса в дисперсной фазе, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial (\rho_L \Phi U_{Lj})}{\partial x_j} &= -\frac{6J\Phi}{d}, \\ \frac{\partial (\rho_L \Phi U_{Lj} U_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial (\rho_L \Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} &= \Phi (U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} + \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \frac{\partial (\rho_L D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial (\Phi P)}{\partial x_i}, \\ \frac{\partial (\rho_L \Phi U_{Lj} T_L)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\rho_L \Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} &= \Phi (T - T_L) \frac{\rho_L}{\tau_\Theta} - \frac{1}{\tau_\Theta} \frac{\partial (\rho_L D_{Lij}^\Theta \Phi)}{\partial x_j}.\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь  $g$  — ускорение свободного падения;  $D_{Lij}$ ,  $D_{Lij}^\Theta$  — тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла дисперсной фазы [19];  $\tau_\Theta = C_{PL} d^2/(12\lambda Y)$  — время тепловой релаксации капель;  $\lambda$  — теплопроводность несущей фазы;  $Y = 1 + 0,3 \text{Re}_L^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$ .

В системе уравнений (2) учитывается изменение амплитуды флуктуаций скорости и концентрации дисперсной фазы как в продольном, так и в поперечном направлении,

а также существенная неизотропность амплитуд турбулентных флуктуаций скорости частиц. В уравнениях не учитываются термофорез капель дисперсной фазы, силы Магнуса и Сэффмена ввиду малости этих силовых факторов по сравнению с учитываемыми в данной работе. Поперечное перемещение капель вызвано конвекцией импульса, силой вязкого трения, силой турбофореза (турбулентной миграцией), обусловленными неоднородностью турбулентной энергии дисперсной фазы, а также турбулентной диффузией дисперсной фазы, зависящими от градиента их концентрации.

Уравнения для расчета вторых моментов пульсаций скорости  $\langle u_{Li}u_{Lj} \rangle$  и теплового потока  $\langle \theta u_{Lj} \rangle$  дисперсной фазы приведены в работах [20, 21]. 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 осредненным движением. Турбулентный поток тепла в дисперсной фазе обусловлен влиянием частиц на флуктуации скорости и температуры газа и переносом тепла в результате хаотического движения капель. Интенсивность пульсаций температуры частиц определяется теплообменом между сплошной средой и частицами, конвективным переносом, турбулентной диффузией теплоты, а также наличием флуктуаций температуры в результате неизотермичности потока.

Во входном сечении распределения параметров задавались на основе предположения об их равномерном распределении по сечению канала. Капли добавлялись в однофазный поток воздуха во входном сечении, их начальная скорость была постоянной по высоте канала:  $U_{L1} = 0,8U_{m1}$ . Температуры фаз были равны:  $T_1 = T_{L1} = 293$  К. В выходном сечении задавались условия равенства нулю производных всех искомым параметров в продольном направлении. На стенках канала были заданы условия непроницаемости и прилипания для несущей фазы. Для дисперсной фазы на обогреваемой стенке канала использованы граничные условия “поглощающей стенки” [21], согласно которым капля, попавшая на стенку, в поток не возвращается. На оребренной стенке канала и препятствии поддерживалась постоянная температура  $T_W = \text{const}$ . Для противоположной необогреваемой стенки задавалось условие адиабатной стенки.

**2. Численная реализация.** Ниже приведены описание численного метода и результаты расчетов, проводится сравнение с известными экспериментальными данными для одно- и двухфазного течений.

**2.1. Численное решение.** Численная реализация эйлерова подхода подробно описана в [15–17]. Решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках с использованием собственного численного кода. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK третьего порядка точности. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась в соответствии с конечно-объемной согласованной процедурой SIMPLEC. Компоненты рейнольдсовых напряжений определялись в тех же точках на гранях контрольного объема, что и соответствующие им компоненты осредненной скорости несущей фазы.

Расчетная сетка, состоящая из прямоугольных ячеек, была неоднородной и сгущалась по направлению ко всем твердым стенкам, что необходимо для разрешения деталей турбулентного течения в пристенной зоне. В вязком подслое для корректного расчета больших градиентов параметров двухфазного потока располагалось не менее 10 контрольных объемов (КО). Все расчеты были проведены на сетке, содержащей  $400 \times 120$  КО. Центр первой расчетной ячейки располагался на расстоянии от стенки  $y_+ = u_*y/\nu \approx 0,5$  (скорость трения  $u_*$  определялась для однофазного течения воздуха при прочих идентичных

Таблица 1

Положение точки отрыва потока при  $z/h = 0$  в случае обтекания одиночного ребра

Способ получения данных	Источник	$h$ , мм	$x_{R2}/h$
Эксперимент	[25]	20	$\approx 16,5$
		10	$\approx 18,5$
Двумерный расчет по RANS-модели	Настоящая работа	20	17,5
		10	19,0

Таблица 2

Положение точки отрыва потока и длина зоны рециркуляции течения за ОУ в случае обтекания одиночной преграды

Способ получения данных	Источник	$x_{R1}/h$	$x_{R2}/h$
Эксперимент	[26]	—	12,0
Двумерный расчет по RANS-модели	[8]	-1,59	12,6
	Настоящая работа	-1,40	12,5

параметрах). Дополнительно были проведены расчеты на сетках, содержащих  $200 \times 50$  и  $600 \times 200$  КО. Различие результатов расчетов числа Нуссельта и коэффициента трения на стенке для двухфазного течения и скоростей газа и капель для этих сеток не превышало 0,1 %. Дальнейшее увеличение числа ячеек не оказывало существенного влияния на результаты численных расчетов.

2.2. *Сравнение результатов расчетов с известными данными для однофазного режима течения в случае оребренного плоского канала.* На первом этапе было проведено сопоставление с результатами экспериментального исследования локальной структуры течения в случае однофазного потока при наличии двумерных препятствий [23]. Для сравнения процессов теплообмена были использованы результаты измерений соответствующих параметров течения в оребренном канале [24]. Полученные результаты расчетов удовлетворительно согласуются с известными данными для однофазного режима течения при обтекании двумерного препятствия (максимальное различие не превышало 15 %). Эти данные приведены в работе [15].

2.3. *Сравнение результатов расчетов с известными данными для одно- и двухфазного режимов течения в случае двумерных препятствий.* Проведено сравнение с результатами измерений [25] и двумерных расчетов с использованием RANS-модели для одиночного ребра, установленного на стенке канала. Эксперименты [25] проводились при следующих условиях: использовался рабочий канал длиной 0,6 м с поперечным сечением размером  $0,2 \times 0,2$  м. Скорость потока над преградой составляла  $U_{m1} = 20$  м/с, числа Рейнольдса, вычисленные по высоте канала и преграды, равны  $Re_H = 3 \cdot 10^5$ ,  $Re_h = U_{m1}h/\nu = 1,33 \cdot 10^4$ ;  $2,66 \cdot 10^4$  соответственно. Степень турбулентности в центральной части канала составляла 1,2 %. Высота ребра в [25] варьировалась в диапазоне  $h = 6 \div 30$  мм. Измерения [26] проведены при следующих условиях:  $Re_h = 5 \cdot 10^4$ ,  $U_{m1} = 10$  м/с,  $h = 76$  мм, длина ребра  $e = 2h = 152$  мм, турбулентный поток перед входным сечением полностью развитый однофазный, рабочий участок является открытым, высота вычислительной области равна  $y/h = 15$ . Результаты сопоставления изотермических однофазных воздушных потоков, обтекающих одиночное ребро [25] и двумерную преграду [8, 26], приведены в табл. 1, 2 соответственно.

Для двухфазного потока проведено сравнение с результатами расчетов по модели LES [27] для концентрации двухфазного течения газа с твердыми частицами за одиночным препятствием в отсутствие теплообмена. Поперечное сечение двумерной преграды

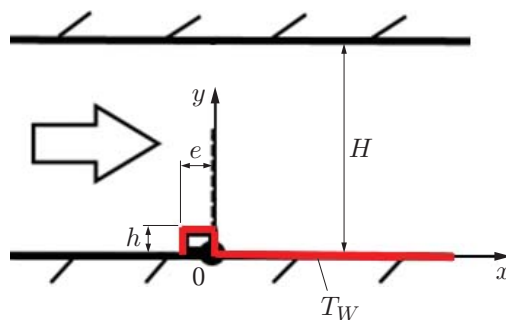


Рис. 1. Схема двухфазного течения за двумерным квадратным препятствием

Таблица 3

Параметры дисперсной фазы при  $Re = 1,6 \cdot 10^4$ ,  $h = 4$  мм,  $H = 40$  мм,  $\tau_f = 3,3$  мс

$d_1$ , мкм	$\tau$ , мс	Stk	$Re_L$	$Stk_K$
10	0,3	0,1	0	0,05
20	1,2	0,4	0,1	0,20
30	2,6	0,8	0,2	0,40
50	7,0	2,1	0,4	1,10
100	27,1	8,1	0,7	4,20

имело форму квадрата размером  $h$ , преграда была установлена на стенке под углом  $90^\circ$  к однофазному потоку газа. Эти данные приведены также в [15]. Установлено, что результаты расчетов концентрации дисперсной фазы, полученные в настоящей работе по предложенной модели и в [27] по модели LES, удовлетворительно согласуются. Различие не превышает 15 %.

### 3. Результаты численных расчетов для двухфазного течения и их анализ.

Все численные расчеты выполнены для смеси воздуха с каплями воды на входе в канал для случая нисходящего движения потока при атмосферном давлении. На одной из стенок плоского канала была установлена одиночная преграда высотой  $h = e = 4$  мм (рис. 1). Преграда имеет форму квадрата. Вычислительная область представляет собой участок протяженностью от  $-5h$  до  $35h$ . Высота канала равна  $H = 40$  мм ( $h/H = 0,1$ ). Во входном сечении ( $x = -5h$ ) задается гидродинамически развитый профиль скорости для газовой фазы. Капли одинакового размера добавляются во входном сечении ( $x = 0$ ) по всей высоте канала. Среднемассовая скорость газа во входном сечении в вычислительной области варьировалась в диапазоне  $U_{m1} = 6$  м/с, а число Рейнольдса для газовой фазы, вычисленное по среднемассовой скорости газа на входе и высоте канала, равно  $Re_H = HU_{m1}/\nu \approx 1,6 \cdot 10^4$ . Средний начальный диаметр капель  $d_1 = 5 \div 100$  мкм, их массовая концентрация  $M_{L1} = 0 \div 10$  %. Параметры дисперсной фазы приведены в табл. 3. Начальная температура газовой и дисперсной фаз равна  $T_1 = T_{L1} = 293$  К. На обтекаемой стенке задано граничное условие  $T_W = \text{const} = 373$  К. Нагрев проводился по всей поверхности вычислительной области с целью уменьшения влияния процесса осаждения капель из двухфазного потока на стенку.

Число Стокса осредненного движения  $Stk = \tau/\tau_f$  — параметр, характеризующий поведение частиц в потоке. Это число представляет собой отношение времени динамической релаксации  $\tau = \rho_L d^2 / (18\mu W)$  к характерному турбулентному временному макромасштабу  $\tau_f = 5h/U_{m1} = 1 \div 4$  мс, вычисленному по высоте преграды [12]. Макромасштаб  $\tau_f$  используется при анализе отрывных двухфазных осесимметричных и плоских течений как с твердыми частицами [12], так и с испаряющимися каплями [15–17]. Число Стокса в

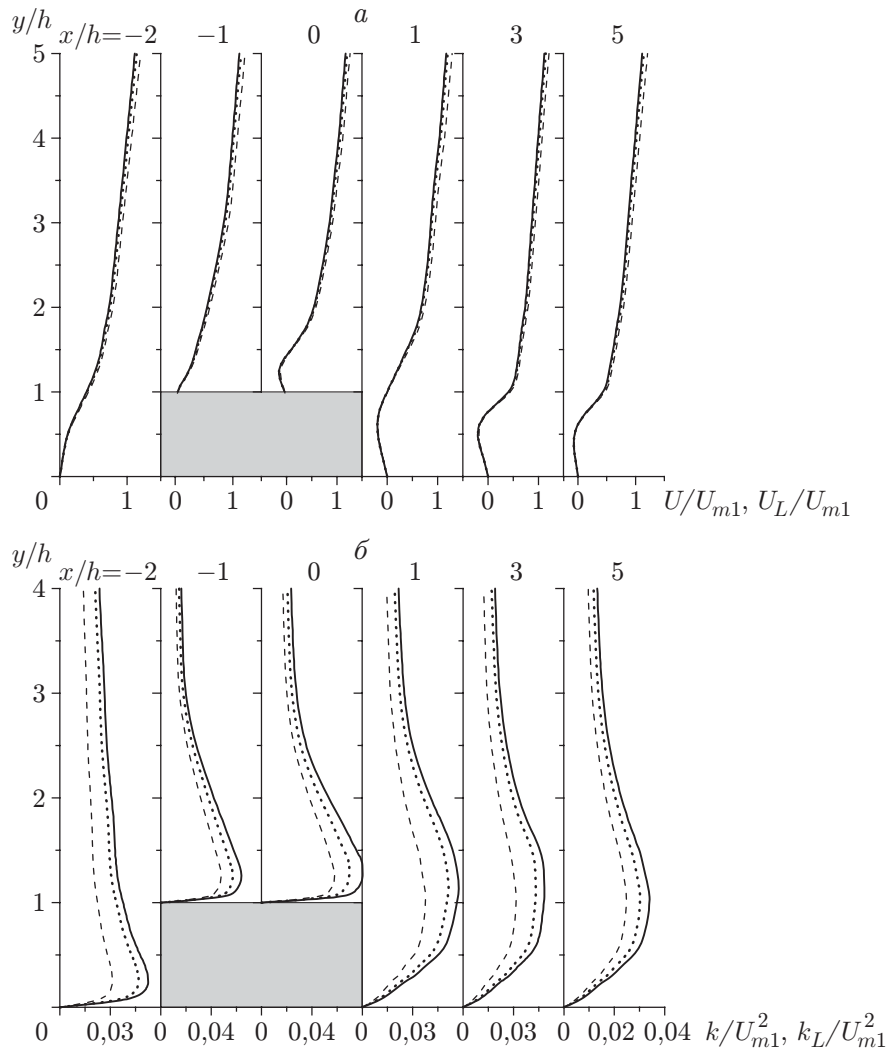


Рис. 2. Профили осредненной продольной скорости (а) и КЭТ (б) однофазного потока при  $M_{L1} = 0$  (сплошные линии), газовой фазы при  $M_{L1} = 0,05$  (пунктирные линии) и дисперсной фазы (штриховые линии) в случае обтекания двумерного одиночного препятствия (заштрихованная область) при  $Re_H = 1,6 \cdot 10^4$ ,  $Re_h = 1,6 \cdot 10^3$ ,  $h/H = e/H = 0,1$ ,  $H = 40$  мм,  $h = e = 4$  мм,  $U_{m1} = 6$  м/с,  $T_1 = 293$  К,  $T_W = 373$  К,  $Stk = 0,4$ ,  $d_1 = 20$  мкм,  $M_{L1} = 0,05$

пульсационном движении определяется по величине колмогоровского временного масштаба:  $Stk_K = \tau/\tau_K$ . Колмогоровские геометрический  $\eta_K$  и временной  $\tau_K = \eta_K^2/\nu$  масштабы определяются по данным [28].

Как известно, любой турбулентный поток является трехмерным. Тем не менее во многих случаях для описания квазидвумерного турбулентного течения можно использовать двумерный подход, например, если ширина канала  $z$  значительно больше его высоты  $H$  ( $z/H > 10$ ). Турбулентное двухфазное течение за обратным уступом в плоском канале [12] и в оребренном канале [11, 29] можно рассматривать как двумерное вследствие большого отношения  $z/H$ .

На рис. 2 приведены профили осредненной продольной скорости  $U/U_{m1}$  и кинетической энергии турбулентности (КЭТ)  $k/U_{m1}^2$  в однофазном потоке ( $M_{L1} = 0$ ) и газокapельном течении ( $M_{L1} = 0,05$ ).

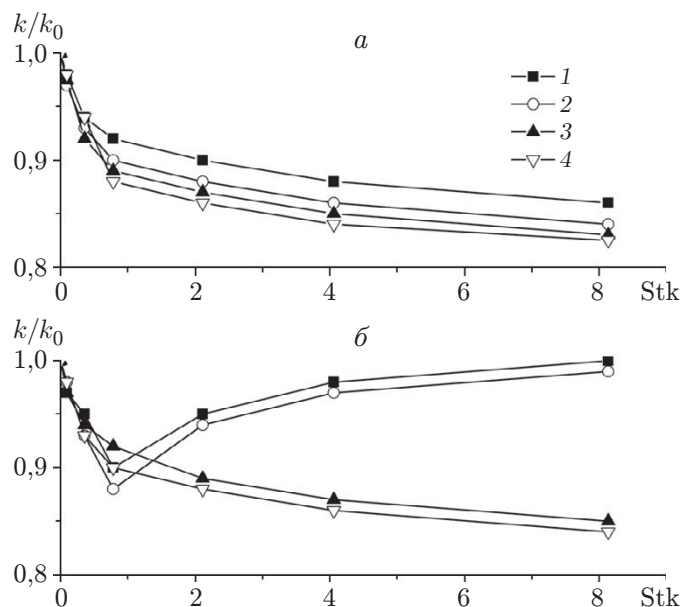


Рис. 3. Зависимость КЭТ газовой фазы от числа Стокса в случае обтекания преграды при  $Re_H = 1,6 \cdot 10^4$ ,  $Re_h = 1,6 \cdot 10^3$ ,  $h/H = e/H = 0,1$ ,  $H = 40$  мм,  $h = e = 4$  мм,  $U_{m1} = 6$  м/с,  $T_1 = 293$  К,  $T_W = 373$  К,  $Stk = 0,4$ ,  $d_1 = 20$  мкм,  $M_{L1} = 0,05$ :  
 а —  $x/h = -2$ , б —  $x/h = 2$ ; 1 —  $y/h = 0,1$ , 2 —  $y/h = 0,5$ , 3 —  $y/h = 1,0$ , 4 —  $y/h = 1,2$

Структура турбулентного двухфазного течения существенно изменяется при обтекании препятствия. Профили осредненных продольных компонент скорости газовой и дисперсной фаз подобны соответствующему профилю для однофазного режима течения (см. рис. 2, а). Скорость газа в газокapельном потоке несущественно (менее чем на 3 %) превышает скорость однофазного течения. Наибольшую скорость имеют капли. Следует отметить наличие двух областей с отрицательной величиной продольной скорости газокapельного течения. Протяженность области рециркуляции перед УСВ равна  $x_{R1} \approx 1,4h$ , а длина отрывной зоны за ОУ составляет  $x_{R2}/h \approx 18$ . Длины зон рециркуляции были определены из условия нулевой величины скорости потока.

На рис. 2, б показаны профили КЭТ несущей и дисперсной фаз, которая определялась по формуле для двумерного течения

$$2k = \langle u'_i u'_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2 \approx u'^2 + v'^2 + 0,5(u'^2 + v'^2) \approx 1,5(u'^2 + v'^2).$$

Наибольшие значения КЭТ получены для слоя смешения в случае одно- и двухфазного режимов течения. КЭТ увеличивается по мере приближения к преграде. Максимальное значение КЭТ газовой фазы получено на преграде при  $x/h = -1 \div 0$ . Это значение превышает значения КЭТ перед УСВ и за ОУ более чем на 50 %. Турбулизация течения обусловлена обтеканием потоком преграды. КЭТ дисперсной фазы меньше (приблизительно на 30 %) КЭТ газовой фазы, поскольку величина пульсаций скорости более инерционных капель существенно меньше величины флуктуаций несущей фазы.

Зависимость КЭТ газовой фазы от числа Стокса при обтекании преграды приведена на рис. 3 ( $k_0$  — степень турбулентности несущей фазы в однофазном потоке). Численное моделирование проведено в широком диапазоне чисел Стокса для осредненного течения  $Stk = 0,1 \div 8,0$ . Известно, что в двухфазном газокapельном потоке при добавлении мелко-дисперсных капель КЭТ несущей фазы меньше КЭТ однофазного потока [12, 15, 16, 27]. Скорость уменьшения КЭТ увеличивается с увеличением числа Стокса (безразмерного диаметра капель) дисперсной фазы. Наименее существенное уменьшение КЭТ при всех



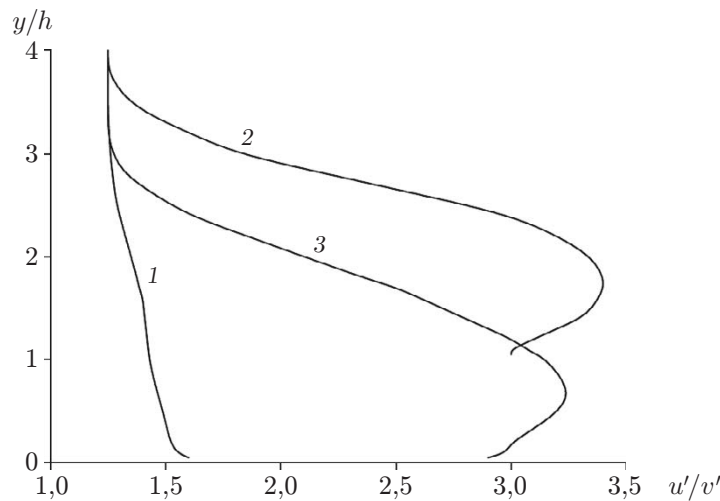


Рис. 4. Распределение анизотропии турбулентных продольных и поперечных пульсаций  $u'/v'$  в газокapельном потоке при обтекании одиночной преграды: 1 —  $x/h = -2$ , 2 —  $x/h = 0$ , 3 —  $x/h = 2$

размерах капель наблюдалось в пристенной области канала при  $y/h = 0,1$ , а наиболее существенное — при  $y/h = 1,2$ . Очевидно, что по мере удаления от нагретой стенки канала степень подавления турбулентности постепенно увеличивается. В газокapельном потоке перед УСВ при  $x/h = -2$  увеличение числа Стокса приводит к уменьшению КЭТ в исследованных сечениях, что согласуется с данными большого количества работ, посвященных исследованию изменения степени турбулентности в двухфазных течениях при добавлении дисперсной фазы.

Для всех размеров капель жидкости характерно наличие излома на кривой зависимости  $k/k_0(Stk)$  при  $Stk \approx 1$  в сечении  $x/h = 2$ . Это обусловлено тем, что при  $Stk > 1$  капли практически не проникают в зону рециркуляции потока за преградой и присутствуют только в сдвиговом слое смещения и ядре потока (вне зоны рециркуляции). Аналогичные результаты были получены для твердых частиц в отсутствие теплообмена [12] и испаряющихся капель воды [16, 17] за плоским ОУ. Малоинерционные капли ( $Stk < 1$ ) проникают в отрывную зону за ОУ при  $y/h = 0,1; 0,5$ , что приводит к подавлению турбулентности ( $k/k_0 < 1$ ). Крупные частицы ( $Stk > 1$ ) практически не проникают в эту зону, поэтому  $k/k_0 \rightarrow 1$ .

На рис. 4 показаны распределения степени анизотропии турбулентных продольных и поперечных пульсаций  $u'/v'$  в газокapельном потоке при обтекании одиночной преграды. Приведены результаты численных расчетов для трех сечений: перед преградой ( $x/h = -2$ ), на задней кромке препятствия ( $x/h = 0$ ) и за преградой ( $x/h = 2$ ). На рис. 4 видно, что наиболее существенное увеличение степени анизотропии в 3,5 раза наблюдается при  $x/h = 0$  (над одиночной преградой). Это свидетельствует о наличии ограничений при использовании изотропных инженерных моделей турбулентности при описании таких течений.

На рис. 5 приведены профили безразмерной завихренности  $\Omega_z$  несущей фазы, которая рассчитывается по известной формуле для двумерного течения  $\omega_z = \partial V/\partial x - \partial U/\partial y$ . Величины завихренности во всей области течения имеют отрицательное значение (поскольку  $\partial V/\partial x \ll \partial U/\partial y$ ), за исключением пристенной области внутри зоны рециркуляции потока (см. рис. 3). Минимальные значения наблюдаются во внешнем сдвиговом слое зоны отрыва за ОУ и на верхней стенке преграды, максимальные положительные значения — вблизи

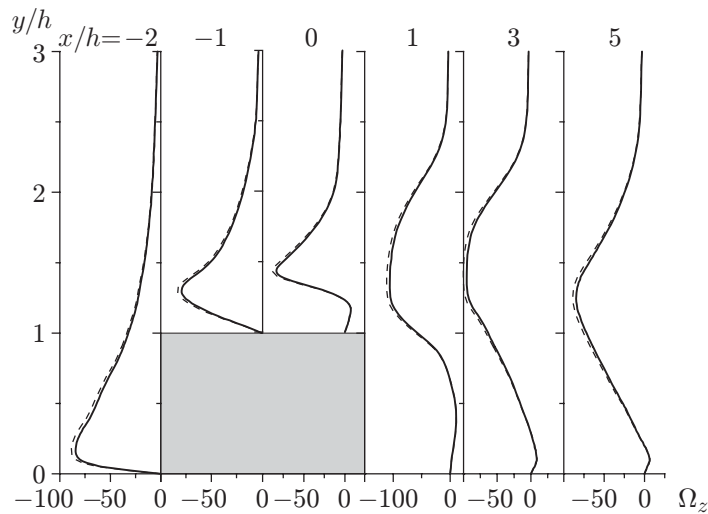


Рис. 5. Распределения завихренности однофазного потока при  $M_{L1} = 0$  (сплошные линии) и газовой фазы при  $M_{L1} = 0,05$  (штриховые линии) при обтекании двумерного препятствия (заштрихованная область)

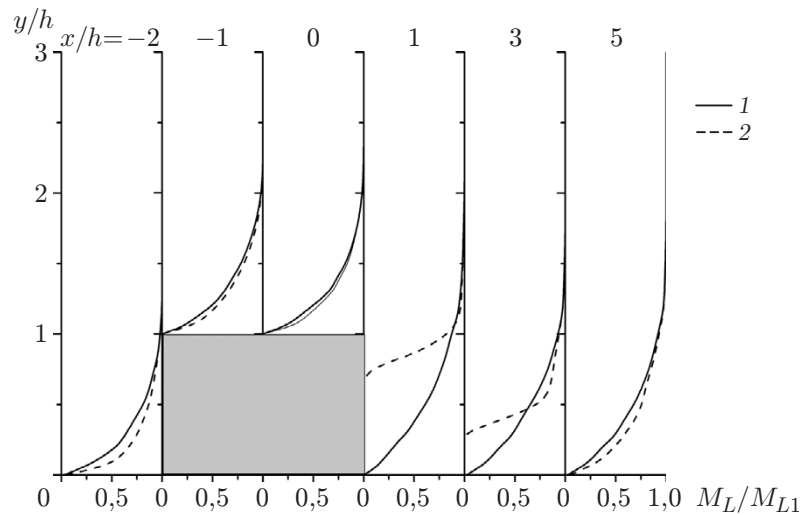


Рис. 6. Распределение концентрации капель за двумерным одиночным препятствием (заштрихованная область) при  $Re = 1,6 \cdot 10^4$ ,  $h/H = e/H = 0,1$ ,  $M_{L1} = 0,05$  и различных значениях числа Стокса дисперсной фазы:  
1 —  $Stk = 0,4$ , 2 —  $Stk = 8,1$

боковой стенки УСВ. В случае двухфазного течения величина завихренности газовой фазы больше (на 4 %), чем в случае однофазного потока.

На рис. 6 представлены профили массовой концентрации дисперсной фазы при различных значениях числа Стокса (начального диаметра) капель. Очевидно, что за счет испарения капель их массовая концентрация значительно уменьшается в пристенной области обогреваемого канала. Изменение числа Стокса оказывает более существенное влияние на распределение массовой концентрации капель по поперечному сечению канала. В ядре течения ее значение стремится к соответствующему значению на входе в расчетную область ( $M_L/M_{L1} \rightarrow 1$ ). Это объясняется слабым изменением размера капель при незначительной скорости их испарения.

Мелкодисперсные малоинерционные частицы могут покидать область рециркуляции течения перед и за препятствием ввиду их малой инерции, тогда как крупные капли не могут покинуть эту область и происходит их накопление перед преградой при  $x/h = -2 \div -1$ . Это приводит к увеличению массовой концентрации капель по мере приближения к преграде. При  $Stk = 0,4$  ( $d_1 = 20$  мкм) мелкие частицы проникают в область отрыва потока за ОУ и распределяются по всему поперечному сечению канала как перед преградой, так и за ней. Наиболее крупные инерционные капли ( $Stk = 8$ ) скапливаются в пристенной области в потоке вблизи УСВ, что объясняется их инерционностью. Крупные инерционные капли не проникают в зону рециркуляции течения за ОУ и присутствуют только в слое смешения и ядре течения. В пристенной зоне за ОУ крупные капли наблюдаются только за точкой присоединения течения ( $x/h > 18,5$ ).

**4. Сравнение результатов расчетов с известными данными.** В работе [27] проведены расчеты по модели LES распределений продольной компоненты скорости дисперсной фазы по длине канала за двумерным препятствием при значениях числа Стокса  $Stk^+ = \tau u_*^2/\nu = 0,25; 1,00; 5,00; 25,00$ , соответствующих диаметрам твердых частиц  $d = 8, 15, 34, 76$  мкм. При анализе были использованы следующие данные:  $h = H/7$ ,  $V_{P1} = U_{m1}/25$ , число Рейнольдса, вычисленное по высоте преграды,  $Re_b = bU_{m1}/\nu = 740$ ,  $\rho_P/\rho = 769,2$ , толщина пограничного слоя для однофазного течения во входном сечении расчетной области  $\delta = 7h$ , высота преграды  $h = 7$  мм, ширина щели для вдува потока частиц  $b = 1$  мм, скорость набегающего потока  $U_{m1} = 1,59$  м/с,  $V_{P1} = 0,06$  м/с. Поперечное сечение двумерной преграды, установленной на нижней стенке, имело форму квадрата. На рис. 7 видно, что расчет, выполненный в данной работе, качественно описывает закономерности распределения дисперсной фазы при изменении ее диаметра в широком диапазоне. Вследствие большей инерции наиболее крупные (тяжелые) частицы при  $Stk^+ = 25$  движутся медленнее со скоростью, составляющей приблизительно 50 % значения скорости наиболее легких исследованных частиц при  $Stk^+ = 0,25$ .

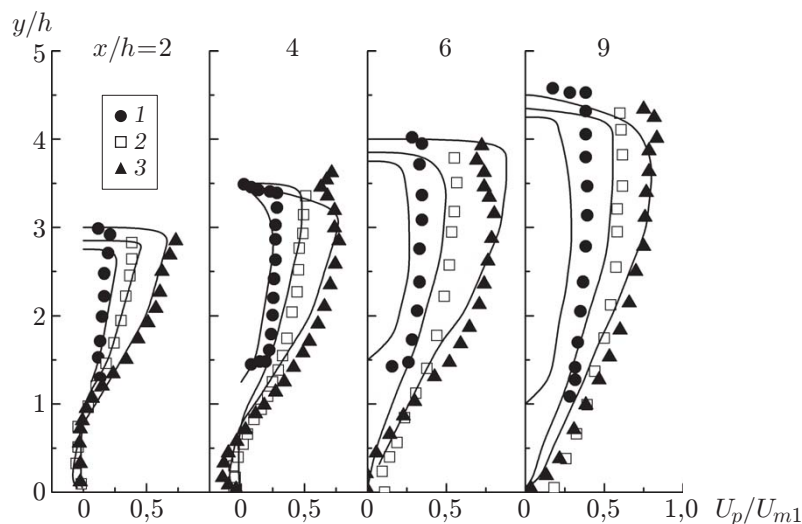


Рис. 7. Распределение продольной осредненной компоненты скорости дисперсной фазы по длине канала за двумерным препятствием, установленным на нижней стенке канала, при различных значениях числа Стокса  $Stk^+$ :

точки — результаты LES-расчета [27], линии — результаты расчета в настоящей работе; 1 —  $Stk^+ = 25$ , 2 —  $Stk^+ = 5$ , 3 —  $Stk^+ = 0,25$

**Заключение.** Проведены численные расчеты влияния наличия испаряющихся капель воды на локальную структуру течения в плоском канале за преградой в турбулентном газовом потоке. При решении использовались двумерные стационарные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса, 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. Проведено сравнение полученных результатов с известными экспериментальными и численными данными о локальной структуре одно- и двухфазных газодисперсных турбулентных течений в канале с одиночным препятствием и в плоском оребренном канале. Показано, что профили осредненных продольных компонент скорости газовой и дисперсной фаз подобны соответствующему профилю для однофазного режима течения. Максимальное значение КЭТ газовой фазы, полученное на преграде при  $x/h = -1 \div 0$ , превышает значения КЭТ перед и за преградой более чем на 50 %. Наибольшее увеличение степени анизотропии пульсаций скорости в 3,5 раза наблюдается над одиночной преградой при  $x/h = 0$ . Степень турбулентности дисперсной фазы существенно (приблизительно на 30 %) меньше степени турбулентности газовой фазы. В газокapельном течении величина завихренности газовой фазы на 4 % больше, чем в однофазном потоке.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Калинин Э. К.** Интенсификация теплообмена в каналах / Э. К. Калинин, Г. А. Дрейцер, С. А. Ярхо. М.: Машиностроение, 1990.
2. **Быстров Ю. А.** Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю. А. Быстров, С. А. Исаев, Н. А. Кудрявцев, А. И. Леонтьев. СПб.: Судостроение, 2005.
3. **Гортышов Ю. Ф.** Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. Интенсификация теплообмена / Ю. Ф. Гортышов, И. А. Попов, В. В. Олимпиев, А. В. Щелчков, С. И. Каськов. Казань: Центр инновац. технологий, 2009.
4. **Han J. C.** Gas turbine heat transfer and cooling technology. 2nd ed. / J. C. Han, S. Dutta, S. Ekkad. N. Y.: CRC Press, 2012.
5. **Terekhov V. I.** Heat transfer in subsonic separated flows / V. I. Terekhov, T. V. Bogatko, A. Yu. Dyachenko, Ya. I. Smulsky, N. I. Yarygina. Cham: Springer, 2021.
6. **Енгулатова М. Ф., Ливерко Д. В., Лысенков А. В. и др.** Моделирование отрывных течений в воздухозаборниках реактивных двигателей // ПМТФ. 2022. Т. 63, № 4. С. 46–55.
7. **Бернар А., Яковенко С. Н.** Усовершенствование RANS-моделей с помощью метода случайного леса с тензорным базисом для турбулентных течений в двумерных каналах с выступами // ПМТФ. 2023. Т. 64, № 3. С. 89–94.
8. **Nagano Y., Hattori H.** Improvement of an LRN two-equation turbulence model reflecting multi-time scales // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2015. V. 51. P. 221–228.
9. **Graziani A., Lippert M., Uystepuyst D., Keirsbulck L.** Scaling and flow dependencies over forward-facing step // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2017. V. 67. P. 220–229.
10. **Mahmoodi-Jezeh S. V., Wang B. C.** Direct numerical simulation of turbulent flow through a ribbed square duct // J. Fluid Mech. 2020. V. 900. A18.
11. **Martinuzzi R., Tropea C.** The flow around surface-mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow // Trans. ASME. J. Fluids Engng. 1993. V. 115. P. 85–92.

12. **Fessler J. R., Eaton J. K.** Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow // J. Fluid Mech. 1999. V. 314. P. 97–117.
13. **Dhanasekaran T. S., Wang T.** Computational analysis of mist/air cooling in a two-pass rectangular rotating channel with 45-deg angled rib turbulators // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 61. P. 554–564.
14. **Huang Y.-H., Chen C.-H., Liu Y.-H.** Nonboiling heat transfer and friction of air/water mist flow in a square duct with orthogonal ribs // Trans. ASME. J. Thermal Sci. Engng Appl. 2017. V. 9. 041014.
15. **Pakhomov M. A., Terekhov V. I.** RANS modeling of turbulent flow and heat transfer in a droplet-laden mist flow through a ribbed duct // Water. 2022. V. 14. 3829.
16. **Pakhomov M. A., Terekhov V. I.** Prediction of turbulent flow characteristics and heat transfer in a dilute droplet-laden flow over a backward-facing step // Numer. Heat Transfer. Pt A. 2023. V. 83. P. 664–678.
17. **Пахомов М. А., Терехов В. И.** Влияние внезапного сужения плоского канала на вынужденную конвекцию в турбулентном газокапельном течении // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, № 7. С. 16–19.
18. **Деревич И. В., Зайчик Л. И.** Осаждение частиц из турбулентного потока // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 5. С. 96–104.
19. **Fadai-Ghotbi A., Manceau R., Boree J.** Revisiting URANS computations of the backward-facing step flow using second moment closures. Influence of the numerics // Flow, Turbulence Combust. 2008. V. 81. P. 395–410.
20. **Zaichik L. I.** A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 1521–1534.
21. **Derevich I. V.** Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. P. 3709–3723.
22. **Mukin R. V., Zaichik L. I.** Non-linear stress model for two-phase turbulent flow laden with small heavy particles // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2012. V. 33. P. 81–91.
23. **Ruck S., Arbeiter F.** LDA measurements in a one-sided ribbed square channel at Reynolds numbers of 50 000 and 100 000 // Experiments Fluids. 2021. V. 62. 232.
24. **Wang L., Sunden B.** Experimental investigation of local heat transfer in a square duct with continuous and truncated ribs // Experiment. Heat Transfer. 2005. V. 18. P. 179–197.
25. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Жданов Р. Ф.** Особенности течения и теплообмена при отрыве турбулентного потока за уступом и ребром. 1. Структура течения // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 6. С. 126–133.
26. **Moss W. D., Baker S.** Re-circulating flow associated with two-dimensional steps // Aeronaut. Quart. 1980. V. 31. P. 151–172.
27. **Grigoriadis D. G. E., Kassinos S. C.** Lagrangian particle dispersion in turbulent flow over a wall mounted obstacle // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2009. V. 30. P. 462–470.
28. **Li F., Qi H., You C. F.** Phase Doppler anemometry measurements and analysis of turbulence modulation in dilute gas — solid two-phase shear flows // J. Fluid Mech. 2010. V. 663. P. 434–455.
29. **Keshmiri A.** Numerical sensitivity analysis of 3- and 2-dimensional rib-roughened channels // Heat Mass Transfer. 2012. V. 48. P. 1257–1271.

*Поступила в редакцию 31/VII 2023 г.,  
после доработки — 7/VIII 2023 г.  
Принята к публикации 1/IX 2023 г.*