

УДК 536.24; 621.45.038; 532.529
DOI: 10.15372/PMTF202315401

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ НА ЛОКАЛЬНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ЗА ПРЕГРАДОЙ

М. А. Пахомов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия
E-mail: pma41976@yandex.ru

Представлены результаты численного исследования теплообмена в газокапельном турбулентном потоке за одиночной квадратной преградой при вариации начальных массовой концентрации и диаметра частиц дисперсной фазы. При обтекании преграды добавление капель в поток приводит к значительной интенсификации теплообмена (почти в два раза) по сравнению с однофазным потоком воздуха. Показано, что при обтекании поперечной преграды двухфазным потоком координаты максимума интенсивности теплообмена и точки присоединения потока различаются приблизительно на 12 %. Увеличение высоты преграды приводит к уменьшению интенсивности теплопереноса.

Ключевые слова: численное моделирование, модель переноса рейнольдсовых напряжений, турбулентность, одиночная преграда, отрыв потока, теплообмен

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 стенах рабочих каналов [1–5]. При этом происходит внезапное сужение и расширение поперечного сечения канала, оказывающее существенное влияние на локальную структуру течения, сопротивление, турбулентность и теплоперенос [5–9]. Важной задачей является исследование возможности управления процессами переноса импульса и теплоты в таких потоках. При этом теплообмен может увеличиваться в 10 раз по сравнению с гладкими каналами или трубами, однако в этом случае происходит существенное (в несколько десятков раз) увеличение сопротивления [1–5].

Задачу о течении в канале при наличии в нем преграды можно разделить на две взаимосвязанные задачи: 1) обтекание уступа со ступенькой вперед (УСВ); 2) течение за обратным уступом (ОУ) с учетом формирования областей рециркуляции течения перед преградой и на ее поверхности. Такое течение имеет две четко выраженные зоны отрыва потока. Одна из этих зон расположена непосредственно перед преградой, ее протяженность составляет $x_{R1} = (1,0 \div 1,5)h$ (h — высота преграды) [10, 11]. Вблизи УСВ пограничный слой отрывается от поверхности и присоединяется к поперечной боковой стенке преграды

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

на расстоянии от ее основания, равном $y_{R1} \approx 0,7h$ [10, 11]. Другая зона отрыва расположена за преградой, ее длина $x_{R2} = (12 \div 20)h$ значительно превышает величину x_{R1} [5]. На поверхности преграды также наблюдается отрыв потока, который оказывает влияние на структуру течения вниз по потоку [12]. Вследствие наличия преграды происходит не только существенная турбулизация потока, но и формирование вторичных течений в поперечном направлении [13]. Однако в ряде случаев при описании таких течений применим двумерный подход, например, если ширина канала Z значительно больше его высоты H [14, 15]. В [16, 17] выполнено численное моделирование отрывных течений в однофазном и газокапельном потоках в оребренном канале в двумерном приближении.

Известно, что испарение мелкодисперсных капель различных жидкостей в газовых потоках также позволяет достичь существенного (в несколько раз по сравнению с однофазным потоком) увеличения интенсивности теплообмена. Такие течения используются с целью интенсификации теплообмена в рабочих трактах энергетического оборудования в газокапельном турбулентном течении [17–20]. Экспериментально [19, 20] и численно [17, 18] было показано значительное (в несколько раз по сравнению с однофазным потоком) увеличение интенсивности теплообмена в гладком канале. Таким образом, существует ограниченное число работ, в которых выполнены исследования теплообмена в турбулентном газокапельном течении при обтекании двумерных препятствий. Исследование локальной структуры течения вблизи преграды позволит выявить связь между вихреобразованием и турбулизацией течения при наличии теплопереноса.

Ранее были проведены численные расчеты параметров течения и теплообмена для газокапельного потока в плоском канале за ОУ (внезапное расширение канала) [21], для оребренного плоского канала [17] и при обтекании одиночной преграды [22]. Также выполнено численное моделирование локальной структуры течения и турбулентности в газокапельном потоке при обтекании одиночной преграды, установленной на стенке канала [22]. В работах [17, 21, 22] представлена математическая модель, проведена ее верификация и приведены результаты численных расчетов таких течений.

В данной работе используется подход, предложенный в работах [17, 22], в которых было выполнено численное исследование газокапельного течения в оребренном канале и за одиночной преградой. По-видимому, исследования теплопереноса в газокапельных потоках при наличии одиночного препятствия ранее не проводились. Целью данной работы является изучение теплопереноса при обтекании одиночной преграды. Основное внимание уделяется исследованию влияния испарения капель на интенсивность локального теплообмена 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. Влияние ребра на расположенное ниже по потоку препятствие перестает проявляться начиная с четвертой-пятой преграды [5].

1. Математическая модель и граничные условия. Рассматривается задача о динамике двухфазного газокапельного 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 [17, 21, 22]. Для описания динамики течения и тепломассопереноса в газовой и дисперсной фазах используется эйлеров континуальный подход [23–25]. Следует отметить, что данный подход был разработан для исследования газодисперсных турбулентных течений в отсутствие межфазного теплопереноса. Однако после ряда модификаций этот подход был применен для описания двухфазных потоков при испарении капель [17, 21, 22]. Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых

напряжений [26], в которой учитывалась двухфазность потока [24, 25]. Объемная концентрация дисперсной фазы во входном сечении мала: $\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2 \cdot 10^{-4}$, капли достаточно мелкие: $d_1 < 100$ мкм (M_{L1} — начальная массовая концентрация капель; ρ , ρ_L — плотность газа и капель соответственно; нижний индекс “1” соответствует параметрам на входе). В этом случае столкновениями капель друг с другом можно пренебречь [17, 21, 22, 26–29]. Дробление и коалесценция капель в потоке не учитываются ввиду малого количества капель [28]. Система основных уравнений для газовой (воздух) и дисперсной (капли воды) фаз состоит из уравнений неразрывности, импульса в продольном и попечерном направлениях, энергии и диффузии водяного пара в бинарный парогазовый поток. Уравнения модели приведены в работах [17, 21, 22].

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: $U_{L1} = 0,8U_{m1}$ (U_{m1} — среднемассовая (среднерасходная) скорость газа во входном сечении). Температуры фаз были равны: $T_1 = T_{L1} = 293$ К. В выходном сечении заданы условия равенства нулю производных всех искомых параметров в продольном направлении. На стенках канала ставились условия непроницаемости и прилипания для несущей фазы. Для дисперсной фазы на обогреваемой стенке канала использованы граничные условия так называемой поглощающей стенки [29], в соответствии с которыми капля, попавшая на стенку, в поток не возвращается, а мгновенно испаряется, при этом происходит соответствующее уменьшение концентрации дисперсной фазы в следующем расчетном сечении. На стенке канала с препятствием поддерживается постоянная температура $T_W = \text{const}$. Для противоположной необогреваемой стенки задается условие адиабатной стенки. Действие силы тяжести учитывается только в уравнении импульсов дисперсной фазы, для газовой фазы силой плавучести пренебрегается.

2. Методика численной реализации и верификация численного алгоритма. Методика численной реализации эйлерова подхода подробно описана в [17, 19, 21, 22]. Решение было получено с помощью метода конечных объемов на разнесенных сетках с использованием собственного численного кода. Для вычисления конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK третьего порядка точности. Для определения 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, состоявшая из прямоугольных ячеек, была неоднородной и сгущалась по направлению ко всем твердым стенкам, что необходимо для разрешения деталей турбулентного течения в пристенной зоне. Все расчеты были проведены на сетке, содержащей 400×120 контрольных объемов (КО). В вязком подслое для корректного расчета больших градиентов параметров двухфазного потока располагалось не менее 10 КО. Центр первой расчетной ячейки находился на расстоянии от стенки $y_+ = u_*y/\nu \approx 0,5$ (скорость трения u_* определялась для однофазного течения воздуха при прочих идентичных параметрах). Дополнительно были проведены расчеты на сетках, содержащих 200×50 и 600×200 КО. Различие результатов расчетов числа Нуссельта и коэффициента трения на стенке для двухфазного течения и скоростей газа и капель для указанных сеток не превышало 0,1 %.

В работе [17] было проведено сравнение с результатами измерений и численных расчетов для однофазного режима течения в оребренном канале [19]. Для двухфазного газодисперсного потока с одиночной преградой в отсутствие межфазного теплообмена было

выполнено сравнение полученных результатов расчетов с данными LES-расчетов [30] по перечных распределений концентрации дисперсной фазы, осредненной скорости и интенсивности флуктуаций скорости твердых частиц за одиночным препятствием при различных значениях параметра инерционности дисперсной фазы (числа Стокса). Полученные в настоящей работе результаты RANS-расчетов удовлетворительно согласуются с результатами LES-расчетов [30] (различие не превышает 15 %). Эти данные приведены в работах [17, 22].

3. Результаты численных расчетов и их анализ. Ниже приводятся результаты численных расчетов параметров течения смеси воздуха с каплями воды при наличии препядды.

3.1. Основные параметры двухфазного течения. 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 высотой $H = 40$ мм была установлена одиночная препядда высотой $h = 2 \div 8$ мм ($h/H = 0,05 \div 0,20$) (рис. 1). Вычислительная область представляет собой участок протяженностью от $-10h$ до $20h$. Длина препядды равна $e = h$. Во входном сечении ($x = -10h$) задается гидродинамически развитый профиль скорости для газовой фазы. Капли одинакового размера добавляются во входном сечении по всей высоте канала. По мере движения капель по каналу происходит уменьшение их диаметра за счет испарения. Среднемассовая скорость газа во входном сечении варьировалась в диапазоне $U_{m1} = 5 \div 20$ м/с, число Рейнольдса для газовой фазы, вычисленное по среднемассовой скорости газа на входе и высоте канала, равно $Re = HU_{m1}/\nu = (1,3 \div 5,3) \cdot 10^4$, по высоте препядды — $Re_h = hU_{m1}/\nu \approx (0,07 \div 1,10) \cdot 10^4$. Средний начальный диаметр капель $d_1 = 5 \div 100$ мкм, их массовая концентрация $M_{L1} = 0 \div 0,1$. Параметры дисперсной фазы приведены в табл. 1. Начальная температура газовой и дисперсной фаз равна $T_1 = T_{L1} = 293$ К. На стенке с препяддой задано граничное условие $T_W = \text{const} = 373$ К, противоположная гладкая стенка плоского канала теплоизолированна. Нагрев стенки с препяддой проводился по всей поверхности вычислительной области. Капли из двухфазного потока могут осаждаться на обе стенки канала (с препяддой и без нее). В модели процесса осаждения капель учитывается только за счет уменьшения их количества в следующем расчетном сечении. Жидкая пленка на стенках не формируется. Таким образом, согласно подходу [29] капля, попавшая на нагретую стенку, является источником массы пара и стоком теплоты. Капли, осевшие на адиабатическую поверхность стенки канала, исключаются из расчета. Выражение для

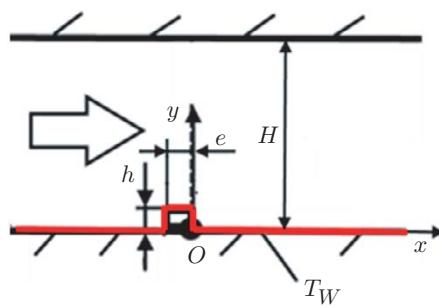


Рис. 1. Схема двухфазного течения за двумерным квадратным препятствием в канале с нагретой нижней поверхностью (стрелка — направление двухфазного газокапельного потока)

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

d_1 , мкм	τ , 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

расчета текущего диаметра капли в текущем контрольном объеме имеет вид

$$d_{i,j}^3 = d_{i-1,j}^2 \left(d_{i-1,j} - J \frac{6 \Delta x}{\rho_L U_{m,i,j}} \right),$$

где J — поток массы пара на поверхности испаряющейся капли; Δx — шаг в соответствующем направлении.

Число Стокса осредненного движения $\text{Stk} = \tau/\tau_f$ — параметр, характеризующий поведение частиц в потоке. Эта величина представляет собой отношение времени динамической релаксации $\tau = \rho_L d^2/(18\mu W)$ к характерному турбулентному временему макромасштабу τ_f (μ — динамическая вязкость несущего потока; $W = 1 + 0,15 \text{Re}_L^{0,687}$; $\text{Re}_L = |\mathbf{U}_S - \mathbf{U}_L| d_1 / \nu$ — число Рейнольдса для дисперсной фазы; $\mathbf{U}_S, \mathbf{U}_L$ — векторы осредненной скорости газовой фазы в точке, где расположена капля [31], и дисперсной фазы соответственно; ν — кинематическая вязкость несущего потока; $\tau_f = 5h/U_{m1} = 0,5 \div 8,0$ мс — турбулентный временной макромасштаб, вычисленный по высоте преграды [13, 32, 33]. Макромасштаб τ_f используется при анализе отрывных двухфазных течений как за плоским ОУ, так и за областью внезапного расширения трубы в двухфазном потоке с твердыми частицами [14] или с испаряющимися каплями [32]. Колмогоровские геометрический η_K и временной τ_K масштабы определялись по формулам, приведенным в работе [31], число Стокса при пульсационном характере движения равно $\text{Stk}_K = \tau/\tau_K$.

3.2. *Результаты численных расчетов.* На рис. 2 приведены распределения безразмерной температуры однофазного течения $\Theta = (T_W - T)/(T_W - T_m)$, а также газо-

вой и дисперсной $\Theta_L = (T_{L,\max} - T_L)/(T_{L,\max} - T_{L,m})$ фаз ($T_m = \frac{2}{U_{m1}H^2} \int_0^H TUy dy$,

$T_{L,m} = \frac{2}{U_{L,m1}H^2} \int_0^H T_L U_{Ly} dy$ — средние по сечению канала температуры газовой и дисперсной фаз). Все профили температур фаз качественно подобны. Вследствие испарения капель температура газа в газокапельном течении меньше соответствующего значения для однофазного потока. Заметим, что в отличие от профиля температуры газовой фазы профиль температуры дисперсной фазы начинается не на стенке ($y/h = 0$), он сдвинут от нее на небольшое расстояние в сторону ядра течения. Это объясняется отсутствием капель в пристенной зоне в области отрыва потока за счет их испарения перед преградой и за ней. Следует отметить, что капли присутствуют во всем поперечном сечении канала перед преградой, за ней, а также на поверхности преграды (см. рис. 2). Толщина теплового пограничного слоя перед преградой соответствует ее высоте. Над преградой эта величина превышает ее высоту приблизительно на 15 %, тогда как за преградой толщина теплового пограничного слоя превышает ее высоту почти в два раза. Эти выводы качественно согласуются с результатами измерений [34], в которых зафиксировано существенное (почти

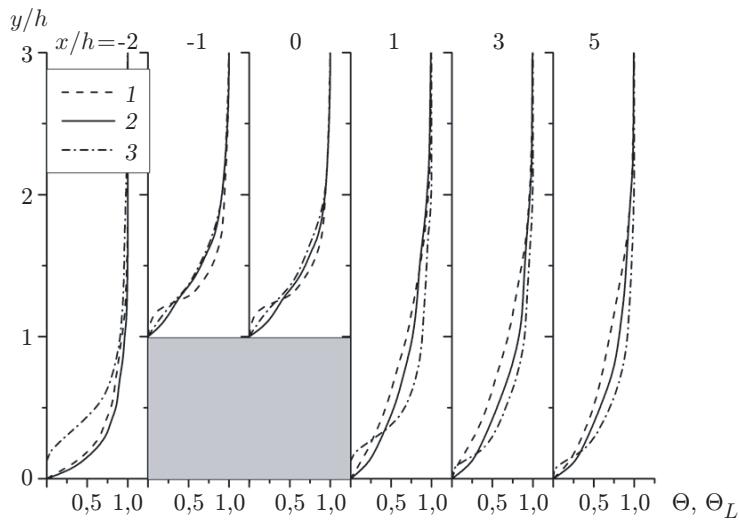


Рис. 2. Профили осредненных температур однофазного потока при $M_{L1} = 0$ (1), газовой фазы при $M_{L1} = 0,05$ (2) и дисперсной фазы (3) за двумерным одиночным препятствием (заштрихованная область) при $Re = 1,6 \cdot 10^4$, $h/H = 0,1$, $d_1 = 20$ мкм

в три раза) превышение толщины теплового пограничного слоя по сравнению со случаем более тонкой преграды ($e = 0,5h$). Для двухфазного газокапельного течения такие данные отсутствуют.

Влияние начальных массовой концентрации капель и их диаметра на распределение локального числа Нуссельта по длине канала показано на рис. 3. При условии $T_W = \text{const}$ число Нуссельта определяется по следующему соотношению:

$$\text{Nu} = -\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_W \frac{h}{T_W - T_m}.$$

На рис. 3 Nu_{fd} — число Нуссельта в однофазном развитом течении в плоском канале в отсутствие преграды. Добавление капель в поток приводит к значительному (почти в два раза) увеличению интенсивности теплообмена по сравнению с однофазным потоком воздуха при обтекании преграды (кривая 1). Как в рециркуляционной зоне за преградой, так и в области релаксации потока наблюдается увеличение интенсивности теплообмена по сравнению с однофазным режимом течения, что подтверждает данные, приведенные на рис. 2, согласно которым капли вовлекаются в отрывное течение. По мере испарения капель и продвижения вниз по потоку интенсивность теплообмена стремится к соответствующему значению для однофазного стабилизированного течения после внезапного расширения плоского канала (см. рис. 3).

Увеличение начального диаметра капель оказывает существенное влияние на процесс теплообмена в отрывном потоке. Мелкие капли (линия 2 при $d_1 = 10$ мкм, $\text{Stk} = 0,1$) испаряются более интенсивно за счет большей площади межфазной поверхности, но на меньшей длине трубы. Увеличение размера частиц замедляет процесс вовлечения капель в рециркуляционное движение вследствие увеличения числа Стокса. Для капель с наибольшим исследованным в работе начальным диаметром $d_1 = 50$ мкм (линия 4 на рис. 3, б) показано, что они слабо вовлекаются в отрывное движение, поэтому в области отрыва потока интенсивность теплообмена такая же, как для однофазного течения. Увеличение

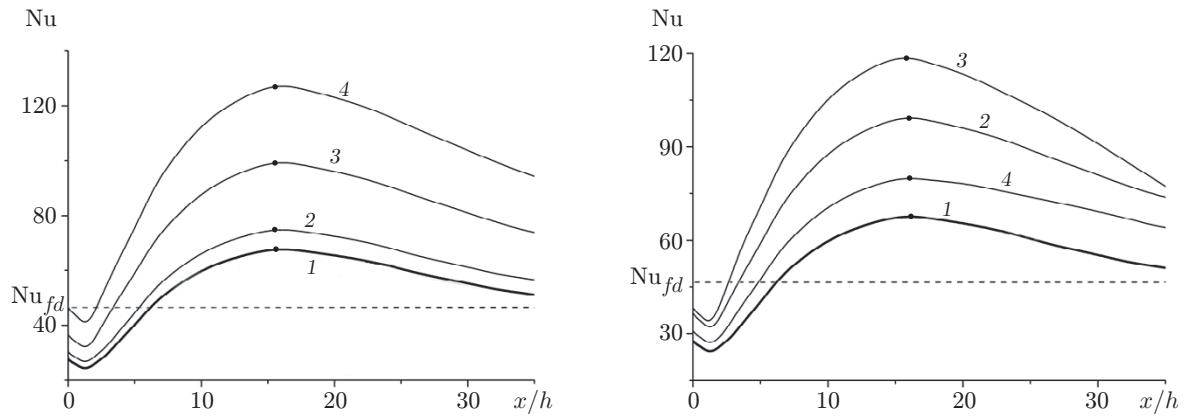


Рис. 3. Распределение локального числа Нуссельта Nu по длине канала при различных начальных значениях массовой концентрации капель (а) и их диаметра (б) за одиночной преградой при $\text{Re} = 1,6 \cdot 10^4$, $\text{Nu}_{fd} = 46,5$, $h/H = 0,1$: а — $d_1 = 20$ мкм, $\text{Stk} = 0,4$ (1 — $M_{L1} = 0$, 2 — $M_{L1} = 0,02$, 3 — $M_{L1} = 0,05$, 4 — $M_{L1} = 0,10$), б — $M_{L1} = 0,05$ (1 — $d_1 = 0$, $\text{Stk} = 0$, 2 — $d_1 = 10$ мкм, $\text{Stk} = 0,1$, 3 — $d_1 = 20$ мкм, $\text{Stk} = 0,4$, 4 — $d_1 = 50$ мкм, $\text{Stk} = 2,1$); точки — положение максимума теплоотдачи x_{\max}

интенсивности теплопереноса происходит в основном за точкой присоединения потока за преградой. Заметим, что при испарении крупных капель (кривая 4 на рис. 3, б) число Нуссельта меньше, чем при испарении более мелких капель (кривая 3), на всей длине расчетной области. В зоне релаксации течения при $x/h > 20$ наблюдается асимптотическое уменьшение интенсивности теплообмена, такое же, как в случае однофазного потока, за счет увеличения толщины теплового пограничного слоя.

Координата максимума теплоотдачи ($x_{\max}/h \approx 16,5$) не соответствует положению точки присоединения потока ($x_{R2}/h \approx 18,5$) и сдвинута вверх по потоку в направлении препятствия (различие составляет приблизительно 12 %). В случае обтекания поперечного ребра однофазным потоком координаты максимума интенсивности теплообмена и точки присоединения различаются (различие не превышает 15 %) [5, 34]. Эти выводы не согласуются с результатами расчетов, выполненных в данной работе для ОУ в случаях однофазного и газокапельного течений [21], согласно которым положение максимума интенсивности теплообмена практически совпадает с положением точки присоединения потока (различие не превышает 5 %). По данным [21], в области исследованных параметров длина отрывной области для ОУ составляет $x_R/h = 6 \div 7$. Следует отметить, что при обтекании преграды длина основной зоны рециркуляции существенно больше, чем при обтекании плоского ОУ: $x_{R2}/x_R = 2,6 \div 3,0$.

Важным параметром, оказывающим значительное влияние на процессы переноса импульса и тепла при обтекании преграды, является высота препятствия. На рис. 4 приведено распределение локального числа Нуссельта по длине канала. Увеличение относительной высоты преграды приводит к уменьшению максимальной интенсивности теплообмена по всей длине расчетной области (см. рис. 4). При этом значение координаты максимума интенсивности теплообмена существенно уменьшается (почти в 1,5 раза при увеличении h/H от 0,05 до 0,2), сдвигаясь вверх по потоку.

3.3. Обобщение результатов численных расчетов и их анализ. Зависимость максимального числа Нуссельта от числа Рейнольдса потока $\text{Re} = HU_{m1}/\nu$ представлена на рис. 5. Линии 4, 5 — результаты расчета по классическим зависимостям для полностью стабилизированного однофазного потока в канале без преграды для ламинарного

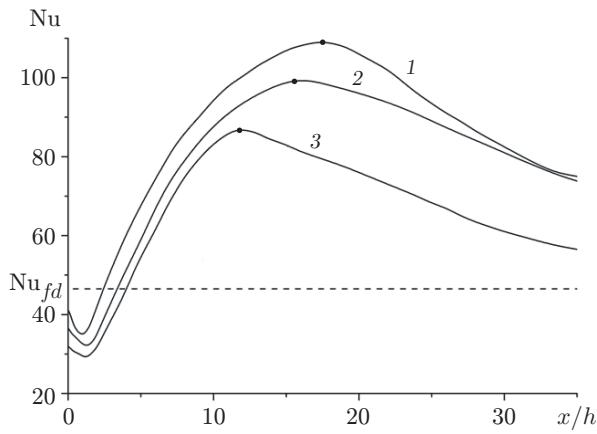


Рис. 4. Распределение интенсивности локального теплообмена за одиночной преградой при $Re = 1,6 \cdot 10^4$, $Nu_{fd} = 46,5$, $d_1 = 20$ мкм, $M_{L1} = 0,05$ и различной высоте преграды h/H :

1 — $h/H = 0,05$, 2 — $h/H = 0,1$, 3 — $h/H = 0,2$

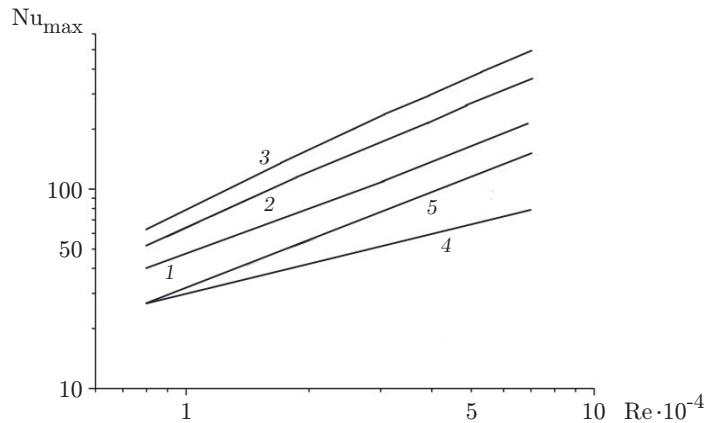


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности теплопереноса от числа Рейнольдса потока Re при наличии преграды ($d_1 = 20$ мкм, $Stk = 0,4$):

1–3 — расчет, проведенный в данной работе (1 — $M_{L1} = 0$, 2 — $M_{L1} = 0,05$, 3 — $M_{L1} = 0,10$), 4, 5 — расчет по классическим зависимостям для полностью стабилизированных однофазных ламинарного и турбулентного потоков соответственно в гладком плоском канале без преграды [35]

$Nu = 0,23 Re^{1/2} Pr^{1/3}$ (линия 4) и турбулентного $Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}$ (линия 5) режимов течения [35]. Увеличение массовой концентрации капель приводит к увеличению интенсивности теплообмена вследствие использования скрытой теплоты фазового перехода. Значение максимальной интенсивности теплообмена в однофазном потоке за преградой (линия 1) ближе к соответствующему значению для турбулентного однофазного пограничного слоя, чем к значению максимальной интенсивности теплообмена в ламинарном режиме. Очевидно, что в случае газокапельного режима течения значения максимальных коэффициентов теплообмена существенно больше, чем в случае однофазного течения.

Влияние коэффициента загромождения потока $C_R = h/H$ (безразмерная высота препятствия) на максимальную интенсивность теплоотдачи в двухфазном газокапельном потоке за препятствием показано на рис. 6. Увеличение высоты препятствия приводит к уменьшению интенсивности теплопереноса по всей длине канала. По-видимому, это обу-

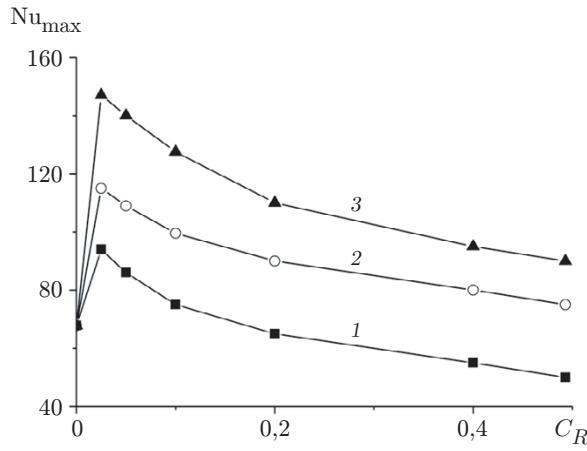


Рис. 6. Зависимость максимального числа Нуссельта от коэффициента заграждения потока при $Re = 1,6 \cdot 10^4$, $d_1 = 20$ мкм, $Stk = 0,4$, $M_{L1} = 0,05$:
1 — $M_{L1} = 0,02$, 2 — $M_{L1} = 0,05$, 3 — $M_{L1} = 0,10$

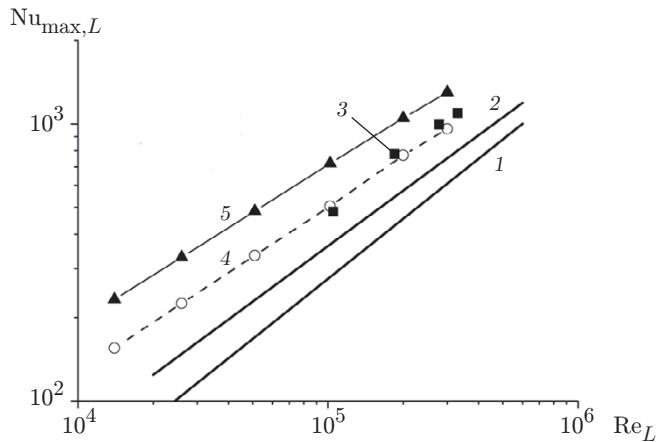


Рис. 7. Зависимость максимальной интенсивности теплообмена $Nu_{max,L}$ от числа Рейнольдса Re_L в газокапельном потоке при $d_1 = 20$ мкм, $Stk = 0,4$:
1, 2 — полуэмпирические корреляции интенсивности теплопереноса в однофазном потоке за обратным уступом (1 — $Nu_{max,L} = 0,192 Re_L^{0,665} Pr^{1/3}$ [37], 2 — $Nu_{max,L} = 0,0803 Re_L^{0,72} Pr^{0,43}$ [36]), 3 — экспериментальные данные для однофазного течения за одиничной преградой [32], 4, 5 — расчет, проведенный в данной работе (4 — $M_{L1} = 0$, 5 — $M_{L1} = 0,05$)

словлено существенным уменьшением проходного сечения и увеличением высоты области рециркуляции течения. Также значительно увеличивается гидравлическое сопротивление канала с преградой при $C_R \geq 0,4$. Очевидно, что рост начальной массовой концентрации капель приводит к интенсификации процесса теплоотдачи в газокапельном потоке за преградой.

Важными характеристиками теплообмена в отрывных потоках являются максимальная интенсивность теплообмена и координата максимума интенсивности теплоотдачи [5, 34]. Влияние числа Рейнольдса $Re_L = U_0 L_R / \nu$, вычисленного по характерному размеру L_R , на максимальные значения интенсивности теплообмена $Nu_{max,L} = \alpha_{max} L / \lambda$ при наличии препятствия показано на рис. 7 (U_0 — средняя скорость газа над препятстви-

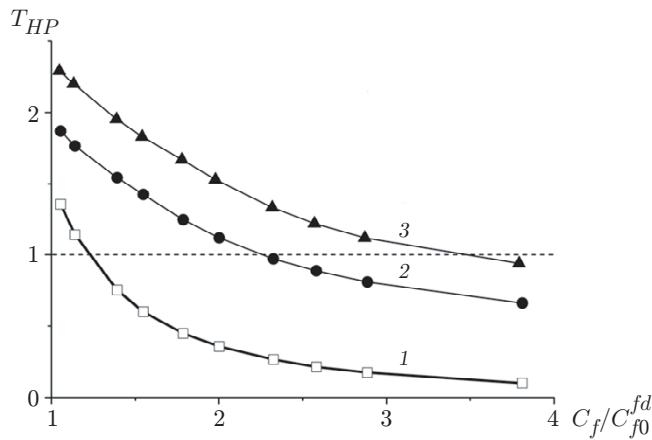


Рис. 8. Зависимость ПТГЭ T_{HP} от начальной массовой концентрации капель при обтекании препятствия газокапельным течением ($d_1 = 20$ мкм, $Stk = 0,4$):
1 — $M_{L1} = 0$, 2 — $M_{L1} = 0,05$, 3 — $M_{L1} = 0,10$

ем в сечении $x = 0$ [34]; $L_R = \sqrt{h^2 + x_{\max}^2}$ — геометрический масштаб [34, 36, 37]; x_{\max} — расстояние от точки отрыва потока до точки максимальной интенсивности теплоотдачи; α_{\max} — максимальный коэффициент теплоотдачи; λ — теплопроводность газа). Заметим, что средняя скорость U_0 в отрывных течениях отличается от скорости невозмущенного потока перед ОУ, которая используется при вычислении корреляций [34, 36, 37].

Максимальная интенсивность теплообмена в одно- и двухфазном режимах течения при обтекании препятствия с увеличением числа Рейнольдса Re_L увеличивается. Угол наклона кривых для двухфазного режима уменьшается с ростом числа Рейнольдса. Получено удовлетворительное согласие с данными измерений [5, 32] (различие не превышает 15 %). Результаты численных расчетов, выполненных в данной работе для одиночного препятствия в однофазном потоке, и результаты измерений [32] значительно превышают известные корреляции теплообмена для ОУ.

Влияние числа Рейнольдса Re потока на параметр теплогидравлической эффективности (ПТГЭ) $T_{HP} = (\text{Nu}/\text{Nu}_0^{fd})/(C_f/C_{f0}^{fd})$ для газокапельного потока при обтекании препятствия показано на рис. 8 (Nu_0^{fd} , C_{f0}^{fd} — максимальное число Нуссельта и коэффициент трения на стенке в двухфазном газокапельном потоке в случае развитого течения в гладком плоском канале без препятствия). ПТГЭ представляет собой отношение максимальных чисел Нуссельта к максимальному отношению коэффициентов трения на стенке.

В случае турбулентного двухфазного потока теплогидравлические характеристики плоского канала с препятствием значительно лучше соответствующих характеристик плоского канала без препятствия, что проявляется при малых значениях числа Рейнольдса $Re < 10^4$ и относительно малом значении массовой доли капель жидкости ($M_{L1} = 0,05$). Следует отметить, что отношение коэффициентов трения на стенке C_f/C_{f0}^{fd} входит в формулу для T_{HP} в первой степени. Обычно показатель степени для этой зависимости равен 1/2 или 1/3 [5]. Заметим, что сила трения на стенке канала с препятствием почти в четыре раза больше силы трения на стенке гладкого канала без препятствия. Значение параметра C_f/C_{f0}^{fd} при добавлении дисперсной фазы увеличивается не более чем на 6 % при $M_{L1} = 0,1$ и на 3 % при $M_{L1} = 0,05$. Этот результат качественно согласуется с данными, полученными для отрывных течений другого типа [17, 21, 22], для которых добавление испаряющихся капель оказывает незначительное влияние на трение на стенке. В случае

однофазного потока значение параметра T_{HP} , равное 1,5, уменьшается практически до нуля при наиболее существенном увеличении параметра модификации трения на стенке C_f/C_{f0}^{fd} . В случае двухфазного течения при наибольшей исследованной в данной работе массовой концентрации дисперсной фазы $M_{L1} = 0,1$ параметр T_{HP} больше единицы во всем диапазоне значений коэффициента трения на стенке.

4. Сопоставление полученных результатов расчетов с известными результатами измерений. Полученные в расчетах и экспериментах [32] распределения параметра интенсификации теплообмена $St/St_{0,max}$ в газокапельном потоке за плоским ОУ при изменении его высоты и температуре нагретой стенки $T_W = \text{const} = 308, 338$ К показаны на рис. 9 ($St = \alpha/(\rho_1 C_{P1} U_{m1})$ — число Стэнтона в двухфазном газокапельном течении; $St_{0,max} = \alpha_{0,max}/(\rho_{1,0} C_{P1,0} U_{m1,0})$ — максимальное число Стэнтона для однофазного режима обтекания плоского уступа; $\alpha, \alpha_{0,max}$ — локальный коэффициент теплоотдачи в газокапельном потоке и максимальный коэффициент теплоотдачи в однофазном потоке соответственно; C_{P1} — коэффициент теплоемкости, определенный по параметрам на входе; индекс “0” соответствует параметрам однофазного течения). Средний начальный диаметр капель воды равен $d_1 = 60$ мкм, массовая доля капель $M_{L1} = 0,04$, начальная температура потока $T_1 = 293$ К. Относительная влажность воздуха практически соответствовала насыщенному состоянию ($\varphi = 95\%$). Измерения проводились при числе Рейнольдса $Re_h = U_{m1} h / \nu = (0,5 \div 1,1) \cdot 10^4$ ($U_{m1} = 10$ м/с — среднерасходная скорость потока в сечении перед областью отрыва; h — высота ОУ).

В табл. 2 приведены значения длины отрывной области x_R , полученные в экспериментах и расчетах [32], а также в расчетах, выполненных в настоящей работе. Различие результатов расчетов, проведенных в данной работе, и результатов измерений [32] не превышает 7 %, тогда как максимальное различие с результатами расчетов [32] достигает

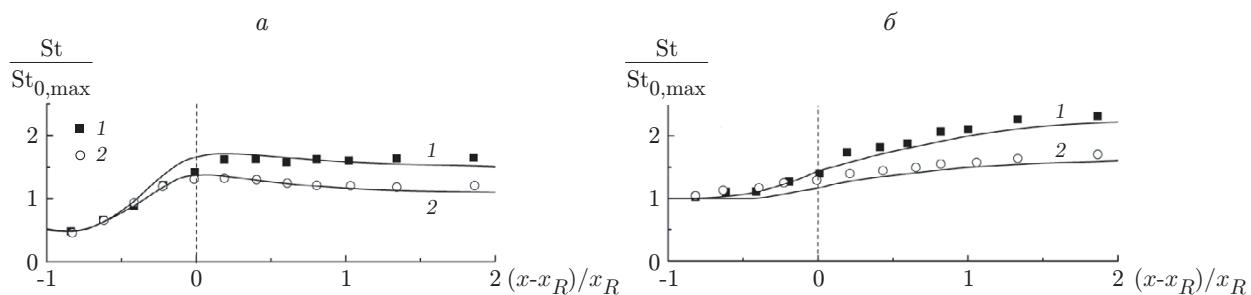


Рис. 9. Распределение параметра интенсификации теплообмена по длине канала в газокапельном потоке за плоским ОУ при различных значениях его высоты и температуры стенки:

а — $h = 20$ мм, б — $h = 10$ мм; точки — результаты измерений [32], линии — результаты расчета, полученные в настоящей работе; 1 — $T_W = 308$ К, 2 — $T_W = 338$ К

Таблица 2

Значения длины отрывной области x_R , полученные в экспериментах и расчетах [32], а также в расчетах, выполненных в настоящей работе

$h, \text{мм}$	x_R		
	Эксперимент [32]	Расчет [32]	Расчет в данной работе
10	$6h$	$4,21h$	$5,6h$
20	$6,13h$	$5,39h$	$5,7h$

33 %. Установлено, что при увеличении высоты ступеньки происходит незначительное увеличение длины отрывной области на 2 %.

По сравнению с однофазным течением интенсивность теплообмена в газокапельном течении увеличивается в 1,5 раза при $h = 20$ мм (число Стокса $Stk = 1,1$) и почти в два раза при $h = 10$ мм ($Stk = 2,2$). Отличие полученных результатов от результатов экспериментов [32] и расчетов по данной модели не превышает 15 %. Максимум интенсивности теплопереноса в двухфазном газокапельном потоке находится за точкой его присоединения при $h = 10$ мм ($Stk = 2,2$) и в окрестности точки присоединения потока при $h = 20$ мм ($Stk = 1,1$). Основной причиной этого различия является то, что при $Stk = 2,2$ капли практически не проникают в область отрыва потока, тогда как при $Stk = 1,1$ они находятся в области рециркуляции течения. С ростом температуры стенки интенсивность теплообмена в газокапельном потоке уменьшается, что объясняется более быстрым прогревом и испарением капель в отрывном течении. Этот результат подтверждается как в эксперименте [32], так и в численных расчетах, выполненных в данной работе. Установлено, что в случае ОУ в однофазном потоке в исследованном в настоящей работе интервале значений T_W температура стенки оказывает незначительное влияние на процесс теплообмена.

Заключение. В работе проведено численное исследование влияния добавления испаряющихся капель воды на теплоперенос в оребренном плоском канале за препятствием в турбулентном газовом потоке. Увеличение высоты препятствия вызывает уменьшение интенсивности теплообмена за препятствием (в 1,35 раза при $C_R = 0,5$) по сравнению с максимальным значением. При обтекании препятствия добавление капель в поток приводит к значительной интенсификации процесса теплообмена (почти в два раза при $M_{L1} = 0,05$, $Stk = 0,4$) по сравнению с однофазным потоком воздуха. В случае обтекания препятствия при увеличении числа Рейнольдса Re_L максимальная интенсивность теплообмена в одно- и двухфазном режимах течения увеличивается. В двухфазном режиме угол наклона кривых уменьшается с ростом числа Рейнольдса. Также обнаружено существенное увеличение гидравлического сопротивления канала с препятствием при $C_R \geq 0,4$. В случае турбулентного двухфазного потока теплогидравлические характеристики плоского канала с препятствием значительно лучше соответствующих характеристик гладкого плоского канала без препятствия.

При исследовании газокапельных течений в случае наличия межфазного теплообмена при обтекании одиночных препятствий или для оребренных каналов необходимо проведение LES- и DNS-расчетов для важных в инженерных приложениях значений числа Рейнольдса потока.

Автор выражает благодарность В. И. Терехову за внимание к работе и полезные обсуждения.

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 инноваций 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. **Поляков А. Ф., Комаров П. Л.** Исследование характеристик турбулентности и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале. М., 1996. (Препр. / Объед. ин-т высоких температур РАН; № 2-396).
7. **Ota T.** A survey of heat transfer in separated and reattached flows // Appl. Mech. Rev. 2000. V. 53. P. 219–235.
8. **Кталхерман М. Г.** Теплоотдача к пластине за препятствием // ПМТФ. 1966. № 5. С. 130–133.
9. **Бернар А. В., 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.
10. **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.
11. **Graziani A., Lippert M., Uystepruyst D., Keirsbulck L.** Scaling and flow dependencies over forward-facing step // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2017. V. 67. P. 220–229.
12. **Терехов В. И., Смульский Я. И., Шаров К. А.** Экспериментальное исследование структуры отрывного течения за уступом при наличии пассивного возмущения // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 1. С. 207–215.
13. **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.
14. **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.
15. **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.
16. **Keshmiri A.** Numerical sensitivity analysis of 3- and 2-dimensional rib-roughened channels // Heat Mass Transfer. 2012. V. 48. P. 1257–1271.
17. **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.
18. **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.
19. **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.
20. **Jiang G., Shi X., Chen G., Gao J.** Study on flow and heat transfer characteristics of the mist/steam two-phase flow in rectangular channels with 60 deg. ribs // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2018. V. 120. P. 1101–1117.
21. **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.
22. **Пахомов М. А.** Моделирование локальной структуры газокапельного турбулентного потока за преградой // ПМТФ. 2024. Т. 65, № 1. С. 91–103.
23. **Деревич И. В., Зайчик Л. И.** Осаджение частиц из турбулентного потока // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 5. С. 96–104.
24. **Reeks M. W.** On a kinetic equation for the transport of particles in turbulent flows // Phys. Fluids A. 1991. V. 3. P. 446–456.

25. **Reeks M. W.** The development and application of a kinetic theory for modeling dispersed particle flows // Trans. ASME. J. Fluids Engng. 2021. V. 143, N 8. 080803.
26. **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.
27. **Zaichik L. I.** A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 1521–1534.
28. **Elghobashi S.** On the predicting particle-laden flows // Appl. Sci. Res. 1994. V. 52. P. 309–329.
29. **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.
30. **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.
31. **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.
32. **Hishida K., Nagayasu T., Maeda M.** Augmentation of convective heat transfer by an effective utilization of droplet inertia // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38. P. 1773–1785.
33. **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.
34. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Жданов Р. Ф.** Особенности течения и теплообмена при отрыве турбулентного потока за уступом и ребром. 2. Теплообмен в отрывном течении // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 4. С. 83–94.
35. **Кутателадзе С. С.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. М.: Энергоатомиздат, 1985.
36. **Ota T., Nishiyama H.** A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30, N 6. P. 1193–1200.
37. **Леонтьев А. И., Ивин В. И., Грехов Л. В.** Полуэмпирический способ оценки уровня теплообмена за точкой отрыва пограничного слоя // Инж.-физ. журн. 1984. Т. 47, № 4. С. 543–549.

Поступила в редакцию 6/X 2023 г.,

после доработки — 16/XI 2023 г.

Принята к публикации 27/XI 2023 г.