

УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕННОЙ ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ СТРУИ В КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ

В. И. Терехов, М. А. Пахомов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mails: terekhov@itp.nsc.ru, pakhomov@ngs.ru

С единых позиций механики гетерогенных сред в двухскоростном и двухтемпературном приближении эйлерового подхода разработана модель расчета течения турбулентной смеси воздуха и взвешенных капель жидкости при их вдуве в пристенную зону. Исследовано влияние испарения капель в пристенной струе на теплоперенос между двухфазным газокапельным потоком и стенкой при подводе к ней теплового потока.

Ключевые слова: газокапельная пристенная завеса, двухжидкостная модель, испарение, неадиабатическая поверхность.

Введение. В связи с постоянным ростом температур рабочей среды в теплонагруженных элементах энергетических установок поиск новых методов тепловой защиты рабочих поверхностей является актуальной проблемой аэромеханики и теплофизики.

Один из наиболее эффективных способов защиты стенки канала — вдув двухфазного охладителя через тангенциальные щели (пристенные завесы). Основным механизмом повышения теплозащитных свойств двухфазных газокапельных систем является использование энергии фазового перехода в окрестности стенки.

Несмотря на сложность процесса турбулентного переноса в многокомпонентных системах в настоящее время достигнут определенный прогресс в разработке методов расчета двухкомпонентных газокапельных завес [1–4]. Однако имеющиеся интегральные подходы к теоретическому описанию задачи, развитые в работах [1, 2], основаны на использовании большого числа упрощающих предположений, требующих детального обоснования. От большинства недостатков этих подходов свободны модели, основанные на использовании систем дифференциальных уравнений пограничного слоя для двухфазной и двухкомпонентной смеси [3–5]. Численные модели позволяют полнее учесть особенности тепло- и массообменных процессов в пристенных газокапельных струях. В подобной постановке решается задача тепло- и массообмена в пристенной газокапельной завесе на адиабатической поверхности [3, 4]. В этих работах основное внимание уделялось изучению влияния различных факторов (содержания жидкой фазы, параметра вдува, неизотермичности и диаметра капель) на изменение температуры адиабатной стенки, которая непосредственно определяет величину параметра тепловой эффективности завесы

$$\Theta_T = (T_0 - T_W^*) / (T_0 - T_S).$$

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда “Ведущие научные школы России” (грант № НШ-1308.2003.8), Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-02-16281а) и Фонда поддержки отечественной науки (грант для молодых кандидатов наук, 2005).

Здесь T_0 , T_S и T_W^* — температуры основного потока, вдуваемого газа и адиабатической стенки соответственно. Полученные результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [6, 7] по величине Θ_T и распределению параметров по сечению струи. При этом расчетные и экспериментальные исследования [1–4, 6, 7] показали значительное повышение эффективности завесного охлаждения (до 1,5–2 раз) для газокapельной пристенной завесы по сравнению с однофазной завесой при относительно малых содержаниях жидкой фазы во вдуваемой струе (до 10 % по массе).

На практике в большинстве случаев для охлаждения поверхностей используется комбинированный метод, когда наряду с локальной подачей охладителя в пристенную зону имеет место регенеративный теплообмен через стенку. При расчетах пограничного слоя с комбинированным охлаждением коэффициент теплоотдачи в области газовой завесы определяется по формуле [8, 9]

$$\alpha^* = q_W / (T_W^* - T_W), \quad (1)$$

где T_W^* , T_W — температуры стенки при наличии и отсутствии теплообмена на ней. Использование T_W^* в выражении (1) позволяет учесть влияние пристенной струи на теплообмен. Такой подход существенно упрощает решение задачи о комбинированном охлаждении и широко применяется для анализа теплообмена в различных сложных условиях [10–14]. Возможность использования подобного метода для анализа теплообмена в двухфазных газокapельных потоках является важной проблемой теории теплообмена, но данные об исследовании двухфазных пристенных завес при наличии теплообмена с поверхностью канала в литературе отсутствуют.

В данной работе рассматривается задача о течении и теплообмене при вдуве пристенной двухфазной струи в спутный газовый поток при наличии теплообмена на поверхности трубы с учетом межфазного взаимодействия, стохастического движения примеси и турбулентности. Направление течения пристенной струи и основного потока опускное. Модели движения газовой и дисперсной фаз строятся в рамках эйлерова подхода [15–18] и в основном соответствуют численной модели [5]. Существенным преимуществом двухжидкостных моделей [3–5, 15–18] по сравнению с лагранжевым методом является использование уравнений одного типа для обеих фаз и, следовательно, единого алгоритма при их решении. Описание динамики очень мелкой примеси также не вызывает затруднений, так как при уменьшении размера дисперсной фазы осуществляется предельный переход к задаче турбулентной диффузии безынерционной примеси.

В работе исследуются случаи как малых параметров вдува $m = \rho_S U_S / \rho_0 U_0 < 1$ (ρ — плотность; U — аксиальная скорость потока; индексы S и 0 соответствуют параметрам в пристенной струе и в основном потоке), когда в развитии пристенной струи преобладают закономерности пристенной турбулентности [14], так и больших ($m > 1$) с преобладанием струйного смешения [13].

Постановка задачи. Схема развития пристенной струи показана на рис. 1. Течение представляет собой два коаксиальных потока. Основной горячий поток с температурой T_0 подается по центральному каналу диаметра $2(R-S)$. Распределение скорости принимается равномерным, а воздух может быть как сухим, так и влажным с постоянной по сечению влажностью φ_1 . Через периферийную кольцевую щель высотой S подается газокapельный поток с равномерным распределением всех параметров как по высоте щели, так и по ее окружности. Парожидкостная смесь на выходе из щели может быть как в равновесном состоянии, когда пар и капли находятся на линии насыщения, так и в неравновесном режиме, когда температуры фаз различны.

Объемная концентрация жидкой фазы мала ($\Phi < 10^{-4}$), а капли небольшого размера (начальный диаметр $d_1 < 100$ мкм). В потоке не происходит коалесценции (в силу малого количества дисперсной фазы) и дробления капель (число Вебера $We = \rho |U - U_L| d_1 / \sigma \ll 1$,

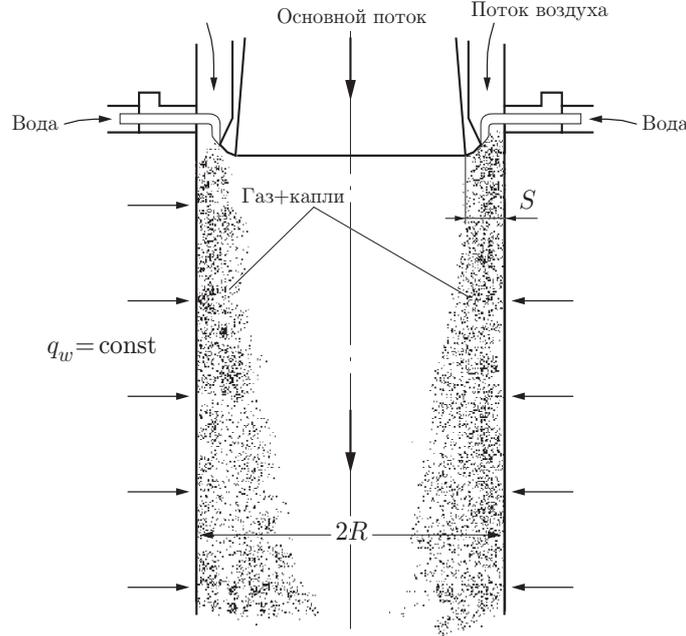


Рис. 1. Схема распространения пристенной газок капельной струи вдоль стенки при наличии теплового потока

построенное по размеру капель и межфазной скорости, много меньше единицы, тогда как, по данным, приведенным в [19], критическое число $We_* = 7$). Здесь σ — коэффициент поверхностного натяжения, L — жидкая фаза. В случае течения двухфазного потока согласно данным [17] эффектами столкновения частиц можно пренебречь для указанного диапазона концентраций. Считается, что капли, осевшие на стенку из двухфазного потока, мгновенно испаряются и поверхность стенки канала остается всегда сухой, что вполне справедливо для обогреваемых каналов. Об этом свидетельствуют экспериментальные [19] и численные [5, 20] данные. Концентрация частиц вниз по потоку постоянно уменьшается вследствие их осаждения на стенку и расширения струи. Размер капли в потоке является переменной величиной как по длине трубы, так и по ее сечению вследствие различия интенсивности испарения, зависящего от локальной температуры газовой фазы. Температура капли по ее радиусу принята постоянной.

Система уравнений для газовой фазы. С учетом принятых допущений система уравнений для осесимметричного случая двухфазного газок капельного потока в приближении пограничного слоя имеет вид

$$\begin{aligned}
 U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rV)}{\partial r} &= \frac{6J\Phi}{\rho d}, \\
 \rho \left[U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{V}{r} \frac{\partial (rU)}{\partial r} \right] &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \mu_T) \frac{\partial U}{\partial r} \right] - \frac{3\Phi(U - U_L)}{4d} C_{D\rho} |U - U_L|, \\
 \rho C_p \left[U \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{V}{r} \frac{\partial (rT)}{\partial r} \right] &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] - \frac{\alpha}{d} (T - T_L) + \\
 &\quad + \rho D \frac{\partial K_V}{\partial r} (C_{pV} - C_{pA}) \frac{\partial T}{\partial r}, \\
 \rho \left[U \frac{\partial K_V}{\partial x} + \frac{V}{r} \frac{\partial (rK_V)}{\partial r} \right] &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_T}{Sc_T} \right) \frac{\partial K_V}{\partial r} \right] + \frac{J\Phi}{d},
 \end{aligned} \tag{2}$$

$$\rho = \frac{P}{RT}, \quad \frac{\partial P}{\partial r} = 0.$$

Здесь λ , μ , D — коэффициенты соответственно теплопроводности, динамической вязкости и молекулярной диффузии пара в газ; x , r — аксиальная и радиальная координаты; V — радиальная компонента скорости парогазовой смеси; C_p — удельная теплоемкость; C_D — коэффициент сопротивления капель; α — коэффициент теплоотдачи испаряющейся капли [20]; T — температура; K_V — концентрация пара в бинарной парогазовой смеси; P — давление; J — поперечный массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли; R — газовая постоянная парогазовой смеси; Pr и Sc — числа Прандтля и Шмидта. Индексы A , L , V соответствуют воздуху, капле и пару. Индексом T отмечены турбулентные характеристики.

Уравнения неразрывности, энергии и диффузии содержат источники и стоковые члены, моделирующие влияние капель на процессы переноса, а уравнение движения имеет дополнительный член, учитывающий межфазное динамическое взаимодействие.

Значения турбулентных чисел Прандтля и Шмидта в работе принимались постоянными по длине и радиусу трубы и равными $Pr_T = Sc_T = 0,9$. Число Льюиса $Le = Pr / Sc = 1$.

Двухпараметрическая модель турбулентности. Модифицированные на случай присутствия дисперсной фазы уравнения кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации $\tilde{\varepsilon}$ имеют вид

$$\begin{aligned} \rho \left[U \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{V}{r} \frac{\partial (rk)}{\partial r} \right] &= \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \Pi - \rho \varepsilon + \Pi_k + S_k, \\ \rho \left[U \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x} + \frac{V}{r} \frac{\partial (r\tilde{\varepsilon})}{\partial r} \right] &= \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial r} \right] + \\ &+ \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} (C_{\varepsilon 1} f_1 \Pi - C_{\varepsilon 2} \tilde{\varepsilon} \rho f_2) + \frac{0,79}{4} \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}} \frac{\partial U}{\partial x} \left(\frac{V}{r} \right)^2 + \Pi_\varepsilon + S_\varepsilon. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\mu_T = C_\mu f_\mu \rho k^2 / \tilde{\varepsilon}$; $\Pi = \mu_T (\partial U / \partial r)^2$. Константы и демпфирующие функции взяты из работы [21].

Третье слагаемое в правой части уравнения для диссипации энергии турбулентности учитывает растяжение турбулентных вихрей для случая внутреннего течения.

Члены S_k и S_ε , характеризующие дополнительную диссипацию турбулентности газовой фазы вследствие присутствия мелких капель и обмен энергией с осредненным движением, обусловленный осредненным межфазным скольжением при неоднородном распределении концентрации капель, а также влияние испарения на турбулентность газа, подробно описаны в [5].

Система уравнений переноса для дисперсной фазы. Одним из методов построения системы уравнений для описания движения и теплообмена в дисперсной фазе является использование кинетического уравнения для функции плотности вероятности (ФПВ) скорости и температуры частиц в турбулентном потоке. Уравнение для ФПВ получается в предположении, что возникновение пульсаций скорости и температуры дисперсной фазы обусловлено взаимодействием частиц с турбулентными пульсациями газа, которые моделируются гауссовыми функциями. Моделирование реального турбулентного потока гауссовым процессом носит приближенный характер, но дает неплохие результаты с практической точки зрения. Из кинетического уравнения для ФПВ может быть получена система уравнений для моделирования динамики и теплопереноса дисперсной фазы в эйлеровом континуальном подходе.

Уравнения импульса и энергии для частиц. Многочисленные современные исследования показывают, что основными силами, действующими на каплю в турбулентном потоке,

для рассматриваемых в задаче условий являются аэродинамическое сопротивление, сила тяжести и турбофорез.

Система уравнений неразрывности, осредненных компонент скорости дисперсного потока в аксиальном U_L и радиальном V_L направлениях, энергии и уравнение неразрывности в цилиндрической системе координат представлены в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Phi U_L)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Phi V_L)}{\partial r} &= -\frac{6J\Phi}{\rho_L d}, \\ U_L \frac{\partial U_L}{\partial x} + \frac{V_L}{r} \frac{\partial(rU_L)}{\partial r} + \frac{\partial\langle v_L^2 \rangle}{\partial x} + \frac{1}{r\Phi} \frac{\partial}{\partial r} [r\Phi\langle u_L v_L \rangle] &= \frac{U - U_L \pm \tau g}{\tau} - \frac{D_{xL}}{\tau} \frac{\partial \ln \Phi}{\partial r}, \\ U_L \frac{\partial V_L}{\partial x} + \frac{V_L}{r} \frac{\partial(rV_L)}{\partial r} + \frac{\partial\langle v_L^2 \rangle}{\partial r} &= \frac{V - V_L}{\tau} - \frac{D_{rL}}{\tau} \frac{\partial \ln \Phi}{\partial r}, \\ U_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + \frac{V_L}{r} \frac{\partial(rT_L)}{\partial r} + \frac{1}{r\Phi} \frac{\partial}{\partial r} (r\Phi\langle \theta v_L \rangle) &= \frac{6}{C_{pL}\rho_L d} \{\alpha(T - T_L) - J[L + C_{pV}(T - T_L)]\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\langle u_L^2 \rangle$, $\langle v_L^2 \rangle$ — среднеквадратичные пульсации скорости капель в продольном и поперечном направлениях; $\langle u_L v_L \rangle$ — турбулентные напряжения в дисперсной фазе; D_{xL} , D_{rL} — коэффициенты турбулентной диффузии капель в аксиальном и радиальном направлениях, обусловленные хаотическим движением частиц и их увлечением энергоемкими вихрями газового потока [18]; $\langle \theta v_L \rangle$ — корреляция между пульсациями температуры и скорости капли. Пульсационные уравнения скорости дисперсной фазы в продольном и поперечном направлениях имеют вид, как они представлены в [18].

Теплообмен между стенкой канала и осевшими на ее поверхность каплями. При осаждении частиц на стенку часть теплового потока затрачивается на их испарение. Как и в работах [5, 19, 20], предполагается возможность суперпозиции тепловых потоков. Уравнение плотности теплового потока q_W , подводимого к поверхности трубы, состоит из суммы плотностей тепловых потоков от стенки к каплям $q_{W,L}$ и от стенки к газопарокапельной смеси $q_{W,F}$. Плотность теплового потока от стенки к осевшим на нее каплям имеет вид [19]

$$q_{W,L} = \exp[1 - (T_W/T_L)^2] V_{L,W} \rho_L L M_{L,m},$$

где M_{Lm} — среднемассовая концентрация капель.

Система уравнений (2)–(4) дополнялась уравнениями сохранения суммы компонент газопарокапельной смеси по длине канала.

Граничные условия. На оси трубы задавались условия симметрии

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial K_V}{\partial r} = \frac{\partial U}{\partial r} = V = \frac{\partial U_L}{\partial r} = V_L = \frac{\partial\langle u_L^2 \rangle}{\partial r} = \frac{\partial\langle v_L^2 \rangle}{\partial r} = \frac{\partial T_L}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial r} = 0. \quad (5)$$

На стенке для скорости газовой фазы выполняются условия прилипания и непроницаемости, а также равенства нулю кинетической энергии газа и скорости ее диссипации

$$U = V = 0, \quad \frac{\partial K_V}{\partial r} = 0, \quad k = \tilde{\varepsilon} = 0. \quad (6)$$

Граничные условия для квадрата пульсаций аксиальной, радиальной скоростей и температуры дисперсной фазы имеют вид [18]

$$\begin{aligned} \langle v_L^2 \rangle \frac{\partial U_L}{\partial r} &= -\frac{2}{\tau} q_{LV} \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_W, \quad V_{L,W} = \left(\frac{2}{\pi} \langle v_L^2 \rangle \right)^{1/2}, \quad \frac{\partial\langle u_L^2 \rangle}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial\langle v_L^2 \rangle}{\partial r} &= -\frac{V_{L,W}}{\tau}, \quad \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_\Theta} \right)^{-1} \langle v_L^2 \rangle \frac{\partial T_L}{\partial r} = f_{\theta v} \langle tv \rangle_W, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\tau = \rho_L d^2 / (18\mu W)$ — время динамической релаксации частиц с учетом отклонения от закона обтекания Стокса; $W = (1 + \text{Re}_L^{2/3} / 6)$; $\tau_\Theta = C_{pL} \rho_L d^2 / (12\lambda Y)$ — время тепловой релаксации капель; $Y = (1 + 0,3 \text{Re}_L^{1/2} \text{Pr}^{1/3})$; $\text{Re}_L = d\sqrt{(U - U_L)^2 + (V - V_L)^2} / \nu$ — число Рейнольдса дисперсной фазы, построенное по скорости скольжения фаз; $q_L, f_{\theta v}$ — функции, описывающие вовлечение частиц в энергоемкие пульсации скорости и температуры газовой фазы [18]; $\langle tv \rangle = -(\nu_T / \text{Pr}_T) \partial T / \partial r$ — турбулентный поток тепла в несущей фазе.

Во входном сечении трубы распределение всех параметров равномерное. Для основного однофазного потока $0 \leq r \leq (R - S)$

$$U = U_0; \quad V = V_0; \quad T = T_0; \quad K_V = K_{V1}; \quad k_0 = k_{01}; \quad \tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}_{01}. \quad (8)$$

Для двухфазной газодисперсной струи $(R - S) \leq r \leq R$

$$\begin{aligned} U = U_{SL} = U_S; \quad V = V_{SL} = V_S; \quad T = T_{SL} = T_1; \quad M_L = M_{L1}; \\ d = d_1; \quad K_V = K_{V1}; \quad k = k_{S1}; \quad \tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}_{S1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Капли на входе имеют одинаковые размер и температуру. В работе принято, что степень турбулентности газовой фазы на входе в основном потоке $\text{Tu}_{01} = 4\%$, а в пристенном течении $\text{Tu}_{S1} = 7\%$.

Численная реализация. Параболические уравнения. Для расчета параболических уравнений используется метод, разработанный для погранслойных течений в работе [22]. Разностная схема имеет второй порядок точности по обоим направлениям. Система разностных уравнений дополняется граничными условиями (5)–(9) и решается методом прогонки [23].

Уравнения неразрывности жидкости, дисперсной фазы и радиальной скорости капля представляют собой уравнения гиперболического типа. В работе для их решения был использован метод ячеек Келлера [23], также имеющий второй порядок точности по обоим направлениям.

Так как шаг сетки в поперечном направлении неравномерный, то удобно преобразовать координату r так, чтобы систему уравнений можно было решать на равномерной сетке в вычислительной области. Подходящим для такой двумерной погранслойной задачи является преобразование координат, приведенное в работе [23].

Все расчеты проведены на сетке, содержащей в аксиальном и радиальном направлениях по 201 узлу. Также выполнялись расчеты методического характера на вложенной по отношению к базовой сетке (301 узел по длине трубы и 301 узел по ее радиусу). Дальнейшее увеличение числа расчетных узлов не приводило к существенному изменению получаемых результатов.

Так как входящие в систему (2)–(4) уравнения нелинейные, их решения получались итерационным методом. Принимались следующие условия сходимости: $|Y_i - Y_{i-1}| < 10^{-5}$ (i — номер итерации, $Y: U, k, \tilde{\varepsilon}, T, K_V, U_L, V_L, \langle u_L^2 \rangle; \langle v_L^2 \rangle$ и T_L). Вычисления прекращались тогда, когда удовлетворялись все критерии.

Тестирование расчетных данных для однофазной газовой завесы. Результаты расчетов толщины потери импульса δ^{**} представлены на рис. 2. Там же для сравнения приведены экспериментальные данные [24–26] и результаты расчета по формуле [12]

$$\frac{\delta^{**}}{\delta_S^{**}} = \left[1 + 0,016 \left(\frac{\Delta x}{\text{Re}_{\Delta x}^{0,2} \delta_S^{**}} \right)^{1,25} \right]^{0,8}, \quad (10)$$

где $\delta_S^{**} = \int_0^S \frac{\rho_S U_S}{\rho_0 U_0} \left(1 - \frac{U_S}{U_0} \right) dy$ — толщина потери импульса в сечении щели; Δx — продольная координата, отсчитываемая от этого сечения. Эти данные приведены на рис. 2.

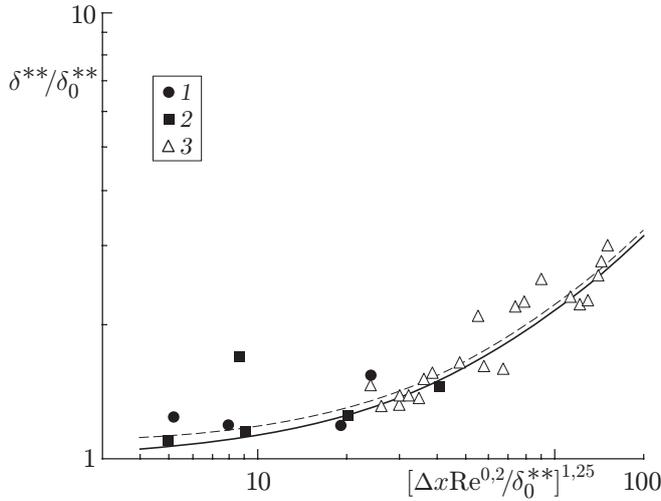


Рис. 2

Рис. 2. Изменение толщины потери импульса при вдуве однофазной струи. Сплошная кривая — расчет по (10); штриховая — результаты расчетов по численной модели; точки — экспериментальные данные: 1 — [24], 2 — [25], 3 — [26]

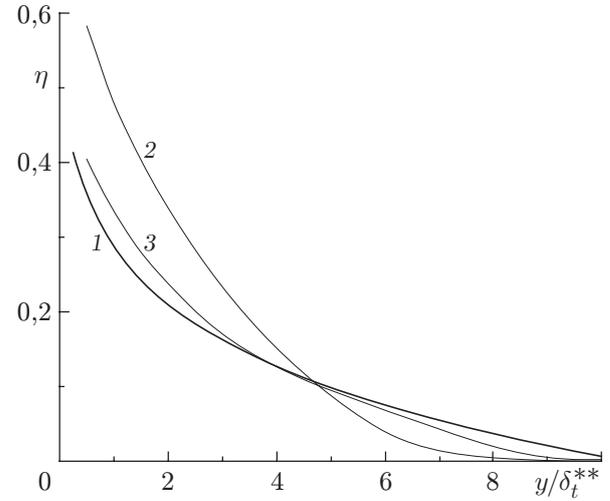


Рис. 3

Рис. 3. Распределение температуры газа по толщине пограничного слоя: 1 — расчет по формуле (11); 2 — $(T_0 - T)/(T_0 - T_W)$; 3 — $(T^* - T)/(T_W^* - T_W)$

Видно, что наши данные неплохо согласуются с опытными данными [24–26] и расчетами по формуле (10).

Профили температуры газа при наличии теплового потока на поверхности показаны на рис. 3. Линия 1 — степенной профиль дефекта температуры с $n = 1/7$, описывающий изменение температуры по толщине турбулентного пограничного слоя в стандартных условиях [14]

$$\eta = (T_0 - T)/(T_0 - T_W) = 1 - 0,715(y/\delta_t^{**})^{1/7}. \quad (11)$$

Линия 2 соответствует численному расчету при использовании в качестве характерного масштаба разности температур основного потока T_0 и стенки T_W при наличии теплообмена, линия 3 — расчет по разности температур адиабатической стенки T_W^* и температуры стенки при наличии теплообмена T_W .

Толщина потери энергии δ_t^{**} также определялась двумя способами с использованием разности температур стенки и ядра потока при наличии теплообмена $T_W - T_0$ и температур стенки с теплообменом и без него $T_W - T_W^*$.

Как видно на рис. 3, профиль дефекта температуры, рассчитанный по температуре адиабатической стенки (линия 3), практически совпадает со степенным распределением (11). Профиль, полученный с использованием разности температур $T_W - T_0$ (линия 2), лежит существенно выше зависимости (11), что говорит о правомерности использования при расчетах теплообмена в области однофазных газовых завес разности температур $T_W - T_W^*$.

Об этом же свидетельствуют результаты расчета теплообмена для газовой завесы, представленные на рис. 4 в виде изменения числа Стэнтона от интегрального числа Рейнольдса. При этом St и Re_t^{**} определялись по разности температур $T_W - T_W^*$:

$$St = q_W / (C_p \rho_0 U_0 (T_W - T_W^*)), \quad (12)$$

$$Re_t^{**} = \rho_0 U_0 \delta_t^{**} / \mu_0.$$

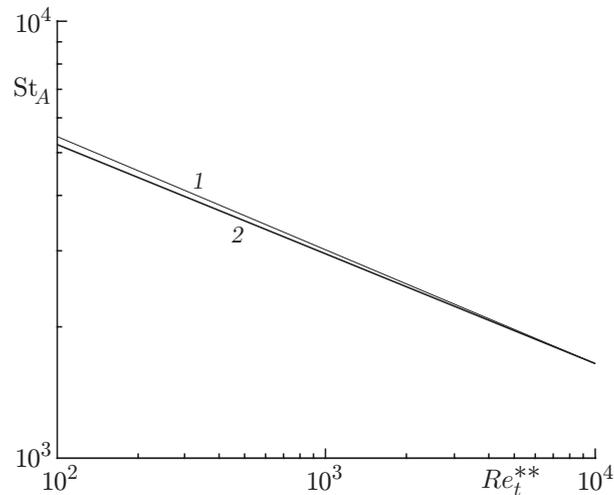


Рис. 4. Теплообмен в области газовой завесы:

1 — расчет по численной модели; 2 — расчет по формуле (13)

Можно отметить, что результаты численных расчетов хорошо согласуются с формулой, описывающей теплоперенос в развитом турбулентном пограничном слое [14]

$$St = 0,0128(Re_t^{**})^{-1/4} Pr^{-3/4}. \quad (13)$$

Результаты расчетов. Все расчеты были проведены для смеси воды и воздуха и выполнены в следующем диапазоне изменения исходных данных: параметр вдува $m = 0,1 \div 2$; массовая концентрация капель $M_{L1} = 0 \div 0,05$; температура основного потока $T_0 = 323 \div 473$ К, а его скорость $U_0 = 50$ м/с; температура двухфазного потока на срезе щели $T_S = T_1 = T_{L1} = 293$ К. Диаметр канала составлял $2R = 0,1$ м, высота щели $S = 5$ мм; число Рейнольдса потока $Re = U_0 2R / \nu_0 = (1 \div 3,5) \cdot 10^5$; диаметр частиц изменялся в диапазоне $d_1 = 0,1 \div 100$ мкм; число Рейнольдса капли, построенное по межфазной скорости потока и начальному размеру дисперсной фазы, $Re_L = d_1 |U - U_L| / \nu = 0,01 \div 4$, что соответствует пределам режима обтекания Озеена. Все расчеты были выполнены при условии постоянного теплового потока на стенке $q_W = \text{const}$. Величина теплового потока менялась в диапазоне $q_W = 5 \div 10$ кВт/м².

Влияние массовой концентрации капель на теплообмен показано на рис. 5. Число Стэнтона рассчитывалось по зависимости (12). Как видно из данных, представленных на рисунке, присутствие испаряющихся капель оказывает существенное влияние на интенсификацию теплообмена в газочапельном пристенном потоке (теплообмен возрастает более чем в два раза) за счет роста количества капель в единице объема. Даже при минимальной величине массовой концентрации 0,5 % от расхода вторичного потока воздуха отмечается наличие двухфазной зоны на небольшом расстоянии от среза щели. Длина зоны повышенного теплообмена также зависит от концентрации жидкой фазы, и с ее ростом протяженность зоны значительно возрастает.

Из рис. 5 следует также, что использование в качестве характерного масштаба разности температур $T_W - T_W^*$ не приводит к обобщению данных по теплообмену для двухфазного режима течения. Это говорит о том, что уравнения тепло- и массообмена при наличии фазовых переходов становятся сильно нелинейными, поэтому для двухфазных потоков неприемлемо использование подхода [8, 9].

Все дальнейшие расчеты коэффициентов теплоотдачи были проведены с использованием разности температур стенки и ядра потока $T_W - T_0$.

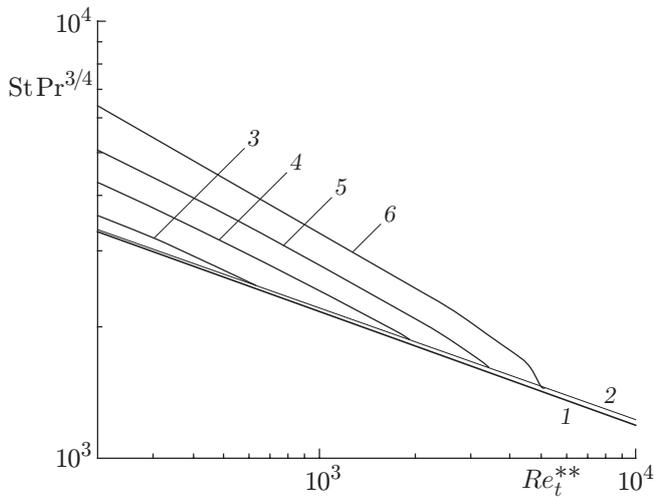


Рис. 5

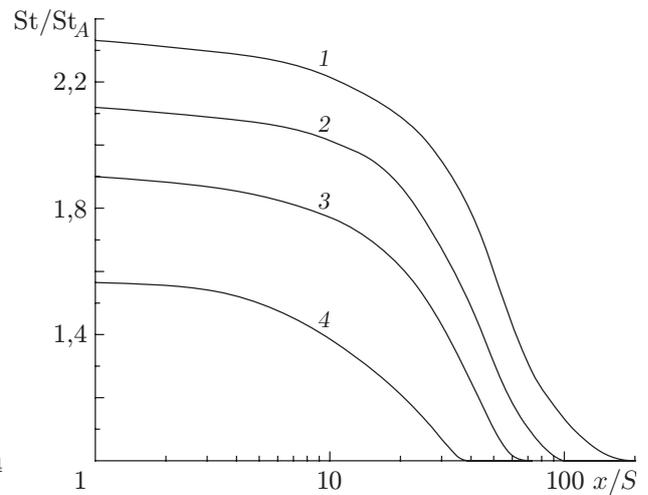


Рис. 6

Рис. 5. Влияние концентрации капель на теплообмен в двухфазной пристенной струе ($q_W = 5 \text{ кВт/м}^2$; $T_0 = 373 \text{ К}$; $T_S = T_1 = T_{L1} = 293 \text{ К}$; $U_0 = 50 \text{ м/с}$; $d_1 = 30 \text{ мкм}$; $m = 0,8$; $M_{V1} = 0,014$):

1 — расчет по формуле (13); 2 — $M_{L1} = 0$; 3 — 0,005; 4 — 0,01; 5 — 0,025; 6 — 0,05

Рис. 6. Изменение коэффициента теплообмена по длине канала при изменении температуры основного потока ($q_W = 5 \text{ кВт/м}^2$; $T_S = T_1 = T_{L1} = 293 \text{ К}$; $U_0 = 50 \text{ м/с}$; $d_1 = 30 \text{ мкм}$; $m = 0,8$; $M_{V1} = 0,014$; $M_{L1} = 0,05$): T_0 , К: 1 — 323; 2 — 373; 3 — 423; 4 — 473

Влияние температуры основного потока T_0 на теплообмен между стенкой трубы и газок капельной завесой показано на рис. 6 (здесь St_A — число Стэнтона для однофазной газовой завесы при прочих идентичных условиях, что и для завесы с теплообменом). Отметим, что, как и для пристенных двухфазных завес на адиабатической поверхности, в экспериментах [6, 7] и расчетах [3, 4] было показано сильное влияние на тепло- и массообменные процессы температуры основного потока T_0 . В таком представлении легко непосредственно выявить преимущества использования двухфазного охладителя по сравнению с однофазным потоком газа. Увеличение температуры основного потока приводит к заметному снижению величины St / St_A . Это объясняется ростом влияния испарительных процессов по мере возрастания T_0 , которые преобладают не в окрестности стенки, а на внешней границе струйного слоя смешения.

Влияние параметра вдува m двухфазной завесы на интенсификацию теплообмена демонстрируется на рис. 7. Видно, что по мере удаления от места вдува эффект усиления теплопереноса уменьшается, что обусловлено снижением содержания капельной фазы по мере продвижения вниз по каналу. Как и тепловая эффективность Θ [12, 14], величина St / St_A имеет максимум. Только в отличие от Θ , максимальное значение которой приходится на параметр вдува $m = 1$, при двухфазном течении максимум интенсификации имеет место при $m = 1,5 \div 1,8$.

На рис. 8 представлены распределения интенсификации теплообмена в газок капельных струях при вариации величины теплового потока на стенке канала. Видно, что увеличение теплового потока ведет к уменьшению величины St / St_A за счет более интенсивных испарительных процессов и быстрого освобождения пограничного слоя от жидкой фазы вблизи стенки, что приводит к снижению градиентов температуры в пристенной зоне.

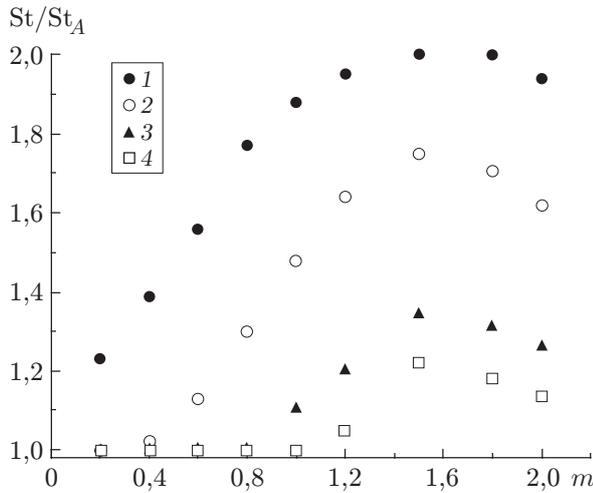


Рис. 7

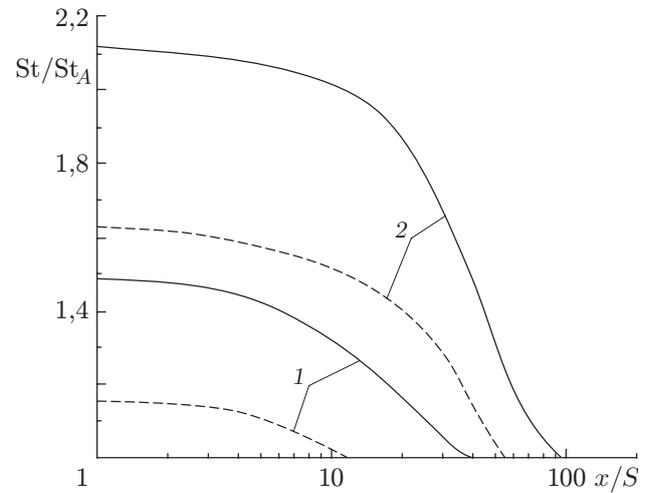


Рис. 8

Рис. 7. Влияние параметра вдува m на интенсификацию теплообмена:
1 — $x/S = 25$; 2 — 50; 3 — 100; 4 — 200. Условия соответствуют рис. 5

Рис. 8. Теплообмен в газокapельной завесе при изменении величины теплового потока:
1 — $M_{L1} = 0,01$; 2 — 0,05; сплошные кривые — $q_W = 5$ кВт/м²; штриховые — $q_W = 10$ кВт/м². Условия соответствуют рис. 5

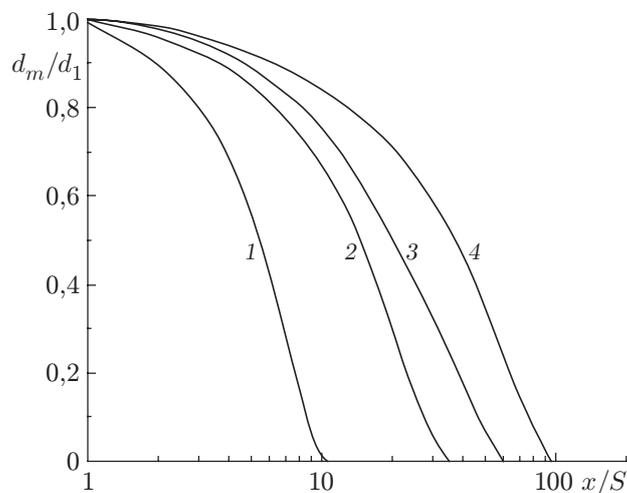


Рис. 9. Изменение среднемассового размера дисперсной фазы по длине канала:
1 — $M_{L1} = 0$; 2 — 0,005; 3 — 0,025; 4 — 0,025; 5 — 0,05. Условия соответствуют рис. 5

Важное значение для процесса охлаждения поверхности канала имеют данные об изменении размера частиц по длине трубы. На рис. 9 показаны результаты их расчета в зависимости от изменения массовой концентрации M_{L1} . Среднемассовый размер капли определялся по зависимости

$$d_m = \frac{2}{R^2} \int_0^R d r dr.$$

Как следует из рисунка, размер частиц монотонно уменьшается по длине трубы. По данным рис. 9 можно определить длину испарительной зоны, которая увеличивается с ростом размера капель.

Сложные закономерности тепломассопереноса, возникающие в пристенных газокапельных струях, могут быть проанализированы с использованием локальных распределений термогазодинамических параметров по толщине пограничного слоя. Относительные профили концентрации (линия 1), размеров капель (2), температур газа (3), полных энтальпий (4), скорости газа (5) и концентрации водяного пара (6) представлены на рис. 10.

Полная энтальпия газокапельной смеси рассчитывалась по следующей формуле:

$$H = \sum_{i=1}^3 H_i M_i = H_A M_A + H_L M_L + H_V M_V,$$

где $H_i = \int C_{pi} dT_i + h_i^0$ — энтальпия i -го компонента с учетом энергии образования компонентов смеси из простых веществ (h_i^0); M_i — массовая концентрация компонента смеси.

Точками на рис. 10 показано степенное ($n = 1/7$) распределение параметров по толщине пограничного слоя. Как видно, подобия в распределении параметров по толщине пограничного слоя не наблюдается. Этого и следовало ожидать, поскольку уравнения движения, энергии и диффузии не обладают свойством подобия из-за наличия источников членов, обусловленных испарением жидких капель. Отметим, что аналогичная картина наблюдается и для пристенных газокапельных завес над адиабатической стенкой [3]. Профиль массовой концентрации пара имеет ярко выраженный максимум — фронт испарения, находящийся в пристенной зоне. При наличии теплового потока наиболее интенсивные испарительные процессы имеют место около стенки. Вблизи границы зоны смешения завесы с основным потоком располагается еще один локальный максимум концентрации пара, обусловленный паровыделением на границе смешения с горячим внешним потоком.

На рис. 11 показано распределение профилей массовой концентрации пара по длине трубы. Во входном сечении оно было равномерным. Видно, что по мере продвижения вниз

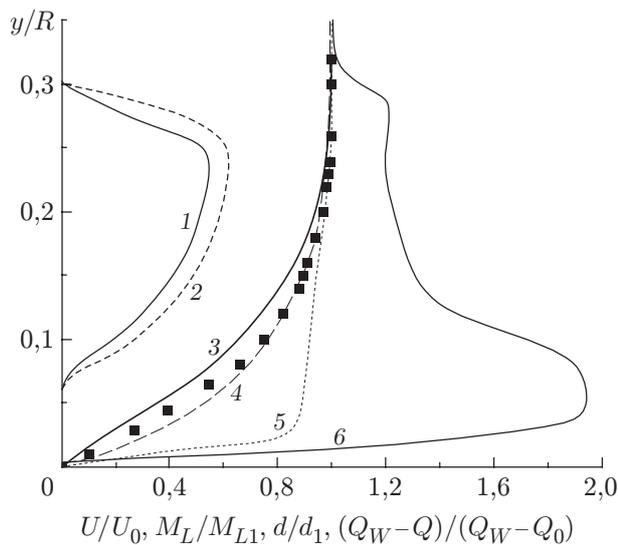


Рис. 10

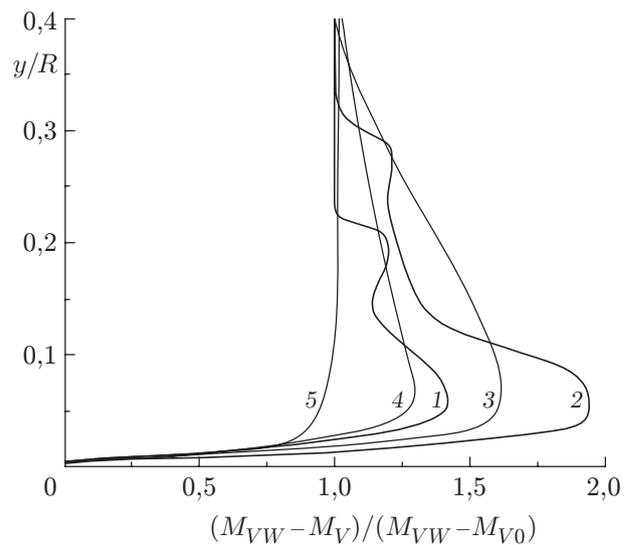


Рис. 11

Рис. 10. Распределение профилей параметров двухфазной завесы по сечению канала: 1 — M_L/M_{L1} ; 2 — d/d_1 ; 3 — Θ ; 4 — Θ_H ; 5 — U/U_0 ; 6 — $(M_{V,W} - M_W)/(M_{V,W} - M_0)$; точки — профиль $\Theta = U/U_0 = (y/\delta_t)^{1/7}$

Рис. 11. Профили массовой концентрации пара по поперечной координате: 1 — $x/S = 25$; 2 — 50; 3 — 100; 4 — 150; 5 — 200

по потоку за счет усиления роли диффузионных процессов и струйного смешения большие градиенты концентрации пара (линии 1 и 2) сглаживаются.

Выводы. Разработана физическая модель тепло- и массообмена при вдуве газок капельной пристенной струи в турбулентный газовый поток в обогреваемом цилиндрическом канале. В модели жидкая фаза представляет собой локализованные стоки тепла и источники пара и межфазного трения. Она учитывает осаждение капель на стенку и их теплообмен, вызванный контактом капли со стенкой. При этом считается, что капли, выпавшие на стенку, мгновенно испаряются и образования жидкой пленки не происходит. Для расчета турбулентных характеристик газовой фазы использовалась $(k - \epsilon)$ -модель турбулентности.

Выполнено численное исследование тепло- и массообмена и структуры потока при распространении пристенной газок капельной завесы для случая подвода теплового потока в широком диапазоне изменения термогазодинамических параметров на входе в канал.

Добавление капель в пристенный поток приводит к росту теплообмена (более чем в два раза) за счет увеличения доли тепла, расходуемой на фазовый переход и теплообмен, обусловленный непосредственным контактом капель со стенкой.

Установлено, что с повышением температуры основного потока и плотности теплового потока на стенке эффект интенсификации теплообмена снижается.

Показано, что метод расчета теплообмена в однофазных газовых завесах, основанный на использовании в качестве определяющей температуры адиабатической стенки, неприемлем для двухфазных газок капельных завес.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Васильев А. А.** Эффективность газо-парожидкостной тепловой завесы за тангенциальной щелью // Пром. теплотехника. 1988. Т. 10, № 4. С. 36–38.
2. **Репухов В. М., Недужко А. И.** Эффективность газо-парожидкостной тепловой завесы за тангенциальными щелями // Пром. теплотехника. 1989. Т. 11, № 4. С. 31–37.
3. **Terekhov V. I., Pakhomov M. A.** The study of structure, heat and mass transfer in the gas-droplet near-wall jet in a tube // Proc. 3rd Intern. symp. on two-phase flow modelling and experimentation, Pisa, Italy, May 30 — June 4, 2004. Pisa: Edizioni ETS. CD-ROM. Paper VEN 11.
4. **Terekhov V. I., Pakhomov M. A.** The modeling of a tube flow with injection of near-wall non-isothermal turbulent gas-droplets jet // Proc. 5th Intern. conf. on multiphase flow (ISMF-2004), Yokohama, Japan, Sept. 22–24, 2004. CD-ROM. Paper N 135.
5. **Terekhov V. I., Pakhomov M. A.** The numerical modeling of the tube turbulent gas-drop flow with phase changes // Intern. J. Therm. Sci. 2004. V. 43, N 6. P. 595–610.
6. **Терехов В. И., Шаров К. А., Шишкин Н. Е.** Экспериментальное исследование смешения газового потока с пристенной газок капельной струей // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 3. С. 331–340.
7. **Терехов В. И., Шаров К. А., Шишкин Н. Е.** Теплозащитные свойства газок капельных завес в вертикальном цилиндрическом канале // Изв. РАН. Энергетика. 2003. № 6. С. 111–119.
8. **Жестков Б. А., Глазков В. В., Гусева М. Д.** Методика расчета температуры стенки при струйном и комбинированном охлаждении. М.: Гостехтеоретиздат, 1955.
9. **Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М.** Теория тепло- и массообмена. М.; Л.: Гостехиздат, 1961.
10. **Goldstein R. J.** Film cooling // Advance in Heat Transfer-1971. N. Y.: Acad. Press. 1971. V. 7. P. 321–378.

11. Репухов В. М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. Киев: Наук. думка, 1980.
12. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1983.
13. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984.
14. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
15. Drew D. A. Mathematical modeling of two-phase flow // Ann. Rev. Fluid Mech. 1983. V. 15. P. 261–291.
16. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А. и др. Турбулентные течения газозвесей. Киев: Наук. думка, 1987.
17. Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994.
18. Деревич И. В. Гидродинамика и теплоперенос частиц при турбулентном течении газозвеси в трубе // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 1. С. 86–99.
19. Мастанаия К., Ганич Е. Теплообмен в двухкомпонентном дисперсном потоке // Теплопередача. 1981. Т. 103, № 2. С. 131–140.
20. Терехов В. И., Пахомов М. А. Численное исследование гидродинамики, тепло- и массообмена двухфазного газопарокапельного потока в трубе // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 1. С. 108–122.
21. Hwang C. B., Lin C. A. Improved low-Reynolds-number $k-\epsilon$ model based on direct simulation data // AIAA J. 1998. V. 36, N 1. P. 38–43.
22. Браиловская И. Ю., Чудов Л. А. Решение уравнений пограничного слоя разностным методом // Вычисл. методы и программирование. 1962. Вып. 1. С. 167–182.
23. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкости. М.: Мир. 1991. Т. 2.
24. Лебедев А. В., Швайковский Ю. В. Экспериментальное исследование распределения скорости и турбулентных характеристик в газовой завесе // Теплофизика высоких температур. 1965. Т. 3, № 4. С. 569–576.
25. Хартнетт Дж., Эккерт Е., Биркебак Р. Анализ основных характеристик турбулентного пограничного слоя с подачей воздуха через тангенциальную щель // Теплопередача. 1961. Т. 83, № 3. С. 80–98.
26. Себан Р., Бэк Л. Профили скорости и температур в турбулентном пограничном слое с подачей воздуха через тангенциальную щель // Теплопередача. 1962. Т. 84, № 1. С. 58–69.

*Поступила в редакцию 1/II 2005 г.,
в окончательном варианте — 11/V 2005 г.*
