

УДК 536.24:532.529

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТУМАНООБРАЗНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

М. А. Пахомов, В. И. Терехов

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

Проведено численное исследование структуры течения и теплообмена импактной туманообразной струи с малой массовой концентрацией капель (не более 1 %), натекающей на плоскую поверхность, расположенную перпендикулярно к ней. Математическая модель основана на решении системы уравнений Навье — Стокса, осредненных по Рейнольдсу, для течения двухфазного потока с использованием кинетического уравнения функции плотности распределения вероятности координат, скорости и температуры частиц. Показано, что добавление капель вызывает значительное увеличение интенсивности теплообмена по сравнению с однофазной воздушной импактной струей в области, непосредственно примыкающей к точке торможения струи.

Ключевые слова: импактная струя, тепломассообмен, испарение капель.

Введение. Исследование течения и тепломассообмена в области взаимодействия импактной струи с преградой, расположенной перпендикулярно к ней, представляет интерес для многих практических приложений (нанесение покрытий, закалка металлических изделий, охлаждение электронного оборудования, лопаток турбин и т. д.). Основной особенностью таких течений является существование трех областей течения (рис. 1): области свободной затопленной струи (область I), области градиентного течения в зоне критической точки и разворота струи (область II) и области пристенной (радиальной или плоской) струи (область III). Течение характеризуется высокой интенсивностью процессов тепло-массопереноса в области торможения натекающей струи и существенной деформацией структуры турбулентного течения. Особенности течения в указанных областях рассмотрены в работах [1–5].

В результате многочисленных экспериментальных [6–13] и расчетных исследований с использованием моделей турбулентности различного уровня [14–19] установлено, что влияние преграды на изменение гидродинамических параметров струи, натекающей на твердую поверхность, начинает проявляться на расстоянии от ее поверхности, равном $(2,4 \div 3,0)R$ (R — радиус сопла). В области I на больших расстояниях выполняются все соотношения, характерные для свободной струи [20]. Наибольший интерес представляет область градиентного течения (область II), в которой происходят существенная перестройка потока и значительная интенсификация процессов тепломассообмена и трения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 09-08-00197), Совета по грантам Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых — кандидатов наук (грант № МК-504.2010.8), а также в рамках Программы № 11 Отделения энергетики, машиностроения, механики и процессов управления РАН.

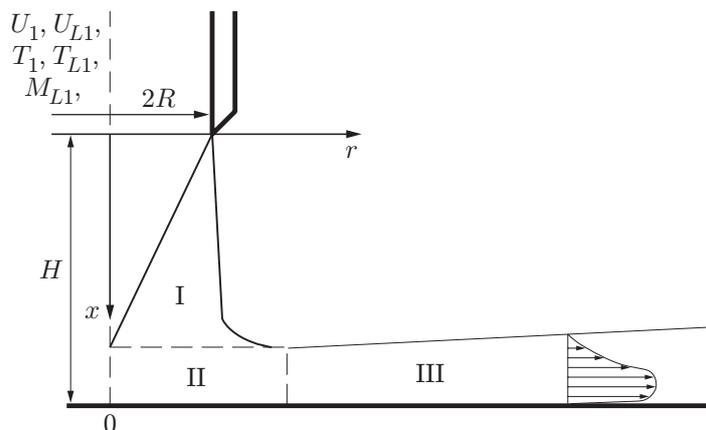


Рис. 1. Схема импактного течения:

I — область свободной затопленной струи, II — область градиентного течения в зоне критической точки и разворота струи, III — область развития пристенной струи

При исследовании течения и теплообмена в области III достаточно эффективной является теория пристенных затопленных струй [3, 20, 21]. Импактные струйные течения представляют интерес при разработке и тестировании современных моделей турбулентности. Большинство существующих двухпараметрических моделей турбулентности тестировались для течений, параллельных стенкам, поэтому не обеспечивают необходимой точности при моделировании более сложных пространственных течений, например импактных струй, где линии тока не параллельны ограждающим поверхностям. Для описания подобных течений обычно используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса (ОРУНС), для замыкания которых применяются различные модификации линейных $(k-\varepsilon)$ -моделей турбулентности (ЛМТ), построенных на основе теории ренормализованных групп (RNG). Проведенные исследования [14–19] выявили недостатки такого подхода. При использовании “стандартной” $(k-\varepsilon)$ -модели получаемые значения кинетической энергии турбулентности в критической точке завышены примерно на 75 %, что приводит к увеличению числа Нуссельта на 100 %. Также неправильно рассчитываются степень расширения струи и температура на ее оси, скорость потока занижается вблизи стенки и завышается во внешней зоне течения (см. данные, приведенные в работах [14, 18]). Для более точного учета кривизны линий тока в области торможения, а также для вычисления генерации кинетической энергии турбулентности используются различные поправки, например поправка Като — Лаундера [14] (в уравнение для k вводятся дополнительные источниковые члены) или поправка Дурбина [22] (ограничение временного турбулентного масштаба и модификация уравнения для скорости диссипации ε). Согласно работе [18] применение поправки Дурбина позволяет значительно уточнить механизм теплообмена в импактных потоках. Достаточно точные результаты дает использование модифицированных для импактных течений моделей переноса рейнольдсовых напряжений (МПРН) [14], многопараметрических моделей турбулентности (ММТ) [15] и нелинейных моделей турбулентности (НМТ) [19].

Одним из способов, позволяющих в несколько раз увеличить интенсивность процесса теплопереноса между стенкой и импактной струей, является использование в качестве охладителя туманообразных потоков [23–27].

В работе [24], посвященной экспериментальному исследованию плоской парокapельной импактной струи, рассматривался случай малых массовых концентраций капель ($\approx 2\%$) небольших размеров ($d_1 = 10$ мкм), при этом степень интенсификации теплообмена в кри-

тической точке достигала значений $\alpha_0/\alpha_{V0} \leq 4$ (α_{V0} — коэффициент теплоотдачи в однофазном потоке водяного пара).

В работе [25] с использованием коммерческого CFD-пакета “Fluent” численно исследовалась круглая импактная газокапельная струя. Газовая фаза описывалась с помощью ОРУНС с учетом двухфазности, динамика капель — с помощью лагранжева подхода. Для замыкания использовалось несколько моделей турбулентности (“стандартная” $(k-\varepsilon)$ -модель, $(k-\omega)$ -модель Ментера, $(k-\varepsilon)$ -модель, построенная на основе теории ренормализованных групп (RNG), встроенных в пакет “Fluent”). В настоящей работе выбрана RNG-модель $k-\varepsilon$, наиболее точно описывающая динамику струи. С помощью метода “Volume of fluid” (VOF) изучалось влияние формы капли на теплообмен при ее контакте с поверхностью. Также исследовалось влияние на пристенный теплообмен основных термогазодинамических параметров, таких как концентрация и размер капель, скорости двухфазного потока, диаметр сопла и расстояние от сопла до пластины. В работе рассматривался только теплообмен между газом и стенкой в случае, когда температуры поверхности пластины и частиц были одинаковы, а разность температур газокапельной смеси и стенки составляла 20 °С. При такой малой разности температур стенки и газового потока область применимости численной модели ограничена, однако теплофизические свойства газа можно считать постоянными.

Показано, что в газокапельном потоке число Нуссельта увеличивается примерно в 1,5 раза по сравнению с однофазным потоком. В случае больших массовых концентраций капель, описываемых с помощью VOF-метода, необходимо учитывать влияние теплообмена при их контакте со стенкой. Заметим, что в случае малых концентраций дисперсной фазы удовлетворительные результаты позволяет получить учет только интенсификации теплообмена при испарении капель в газовом потоке.

Экспериментальное исследование [26] проводилось при следующих условиях: диаметр сопла $2R = 51$ мм, число Рейнольдса $Re = U_1 2R/\nu = 5 \cdot 10^4$, плотность теплового потока на стенке пластины $q_W = 1,4$ кВт/м², массовая концентрация капель воды $M_{L1} = 0 \div 0,5$ %, начальная температура $T_1 = 293$ К, начальный диаметр капель $d_1 = 14$ мкм. Импактный поток направлен снизу вверх.

Таким образом, в рассмотренных выше работах для моделирования двухфазных импактных потоков используется ОРУНС, замыкание производится с помощью различных модификаций ЛМТ. Моделирование движения дисперсной фазы реализуется в рамках лагранжева подхода. Влияние концентрации и размеров капель тумана на пристенный теплообмен практически не исследовалось. Данные о структуре турбулентности газокапельного импактного течения практически отсутствуют.

Целью настоящей работы является численное исследование влияния испарения капель на интенсификацию теплопереноса в импактном туманообразном потоке при вариации основных термогазодинамических параметров двухфазного потока (диаметра капель и их концентрации).

Система уравнений для газовой фазы. Несмотря на недостатки подхода, основанного на решении ОРУНС с линейными $(k-\varepsilon)$ -моделями турбулентности, данный метод является базовым для многих инженерных приложений и используется в настоящей работе для случая распространения импактной газокапельной струи. Для описания динамики и тепломассопереноса стационарного осесимметричного течения газа систему осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса представим в виде

$$\rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = \frac{6J}{d} \Phi,$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_i} &= -\frac{\partial (P + 2k/3)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - \\ &\quad - (U_i - U_{Li}) \frac{\Phi \rho_L}{\tau \rho} \left(\frac{1}{8} C_D \rho |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| + J \right) + \rho_L \tau g_u \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}, \\ \rho \frac{\partial (U_i T)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{6\Phi}{d} [\alpha(T - T_L) + JL] + \\ &\quad + \frac{\rho D_T}{C_P} (C_{PV} - C_{PA}) \left(\frac{\partial K_V}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{C_{PL} \rho_L \tau g_{ut}}{C_P} \langle u_j t \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}, \\ \rho \frac{\partial (U_i K_V)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{\text{Sc}} + \frac{\mu_T}{\text{Sc}_T} \right) \frac{\partial K_V}{\partial x_i} + \frac{6J\Phi}{d}, \quad \rho = \frac{P}{\bar{R}T}. \end{aligned}$$

Здесь C_D — коэффициент сопротивления испаряющейся капли, записанный с учетом отклонения от Стокса закона обтекания; C_P — теплоемкость газа; d — диаметр капли; g_u , g_{ut} — коэффициенты вовлечения дисперсной фазы во флуктуационное движение газовой фазы, взятые из работы [28]; J — массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли; L — теплота парообразования; K_V — массовая концентрация пара в бинарной парогазовой смеси; k — энергия турбулентности; P — давление; \bar{R} — удельная газовая постоянная; T — температура; U_i — компоненты осредненной скорости; x_i — проекции на оси координат; Φ — объемная концентрация дисперсной фазы; α — коэффициент теплоотдачи; μ — динамическая вязкость; τ — время динамической релаксации капель. Индекс A соответствует воздуху, L — дисперсной фазе, T — турбулентному параметру, V — водяному пару.

Значения турбулентных чисел Прандтля и Шмидта в работе принимались равными: $\text{Pr}_T = \text{Sc}_T = 0,85$; дополнительно для расчета турбулентного числа Прандтля использовалось соотношение из работы [29]. Различие результатов расчетов числа Нуссельта для однофазного течения с использованием $\text{Pr}_T = 0,85$ и зависимости [29] составило не более 3 %.

Двухпараметрическая модель турбулентности. В качестве модели турбулентности выбрана модель [30] с поправкой Дурбина [22]. Модифицированные на случай присутствия дисперсной фазы уравнения для кинетической энергии k и скорости ее диссипации $\tilde{\varepsilon}$ имеют вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial (U_j k)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right) + \rho \Pi - \rho \varepsilon + S_k, \\ \rho \frac{\partial (U_j \tilde{\varepsilon})}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) - \frac{\rho \tilde{\varepsilon}}{k \Lambda} (C_{\varepsilon 1} f_1 \Pi + C_{\varepsilon 2} \tilde{\varepsilon} f_2) + S_\varepsilon; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mu_T = \frac{\rho C_\mu f_\mu}{1 + (\Pi/\tilde{\varepsilon} - 1 - A_k/\tilde{\varepsilon})/E} \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}}. \quad (2)$$

Здесь Λ — поправка Дурбина [22] для импактного двумерного течения, S_{ij} — локальный тензор деформации скорости потока:

$$\Lambda = \frac{1,2}{3f_\mu C_\mu \sqrt{2S_{ij} S_{ij}}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right),$$

$E = 2$ — константа аппроксимации Ротта для корреляций пульсаций давления со скоростью деформации; σ_k , σ_ε , f_1 , f_2 — константы и демпфирующие функции, имеющие тот же вид, что и в работе [29]. Члены S_k , S_ε характеризуют дополнительную диссипацию турбулентности газовой фазы вследствие присутствия мелких частиц, влияние неоднородности

профиля концентрации дисперсной фазы и имеют вид, аналогичный соответствующим выражениям в [31].

Соотношение (2) получается путем разложения системы неявных алгебраических уравнений для рейнольдсовых напряжений относительно градиента осредненной скорости. При данном способе получения выражения (2) уравнения модели турбулентности остаются без изменения. Обоснование выбора выражения (2) в такой форме для описания турбулентной динамической вязкости газа приведено в работе [28].

Модель дисперсной фазы. В модели дисперсной фазы используется эйлерово описание, основанное на решении уравнения функции плотности вероятности распределения координат, скорости и температур дисперсной фазы [28, 29]. Система осредненных уравнений, описывающих процессы переноса в дисперсной среде, имеет вид

$$\frac{\partial U_{Lj}}{\partial x_j} = -\frac{6J\Phi}{d},$$

$$\rho_L \frac{\partial (\Phi U_{Lj} U_{Li})}{\partial x_j} + \rho_L \frac{\partial (\Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} = \Phi (U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} + \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \frac{\partial (D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j}, \quad (3)$$

$$\rho_L \frac{\partial (\Phi U_{Lj} T_{Li})}{\partial x_j} + \rho_L \frac{\partial (\Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} = \Phi (T_i - T_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau_\Theta} - \frac{\rho_L}{\tau_\Theta} \frac{\partial (D_{Lij}^\Theta \Phi)}{\partial x_j},$$

где $D_{Lij} = \tau (\langle u_{Li} u_{Lj} \rangle + g_u \langle u_i u_j \rangle)$, $D_{Lij}^\Theta = \tau_\Theta \langle u_{Lj} t_L \rangle + \tau g_u^\Theta \langle u_j t \rangle$ — тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла частицами [28]; τ_θ — время тепловой релаксации капель; g_u^Θ — коэффициент вовлечения частиц в пульсации температуры газовой фазы.

Для расчета рейнольдсовых напряжений, турбулентного теплового потока, флуктуаций скорости и температуры дисперсной фазы в системе (3) использованы уравнения, полученные с помощью подхода [28]. Заметим, что в работе рассчитывались две компоненты пульсаций скорости и рейнольдсовы напряжения дисперсной фазы. В системе уравнений учитываются конвективный перенос пульсаций скорости, диффузия, генерация пульсаций из градиента осредненного движения дисперсной фазы и межфазное взаимодействие.

Модель для расчета тепломассообмена одиночной капли и теплообмена при непосредственном контакте капли со стенкой подробно описана в работе [31].

Численная реализация и граничные условия. Использованная в работе методика численного решения изложена в [31, 32]. Была применена расчетная сетка, неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Расчетные узлы сгущались в окрестностях оси струи, среза сопла и стенки. Все расчеты проводились на сетке, содержащей 200×250 контрольных объемов для случая $x/(2R) = 10$. При меньшем расстоянии число узлов сетки по координате x уменьшается таким образом, чтобы сохранялось приемлемое соотношение длин граней контрольных объемов. Дополнительно проводились расчеты на сетке, содержащей 300×400 контрольных объемов. Различие результатов расчетов числа Нуссельта для случая двухфазного течения и скоростей несущей среды и частиц не превышало 2 %.

На оси струи задаются условия симметрии для газовой и дисперсной фаз. На стенке ставятся условия непроницаемости и прилипания для газовой фазы. Граничные условия на поверхности стенки для скорости, температуры дисперсной фазы и их пульсаций соответствуют “поглощающей поверхности” [29], т. е. случаю, когда после контакта со стенкой капли не возвращаются в поток. В выходном сечении расчетной области задаются условия равенства нулю производных параметров в продольном направлении.

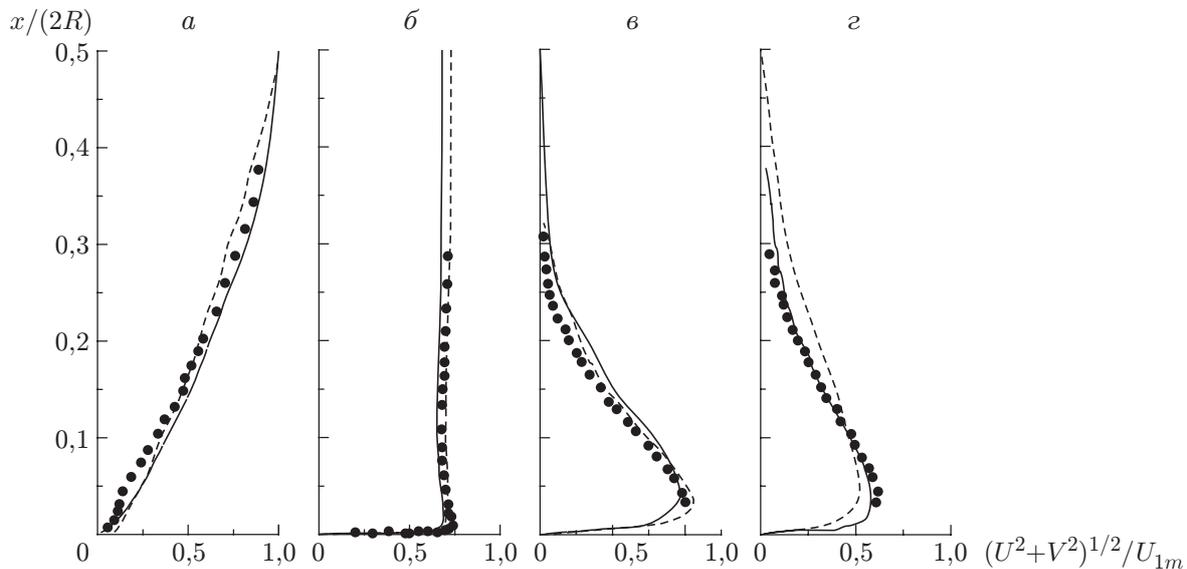


Рис. 2. Профили скорости газа в однофазной импактной струе при $Re = 23000$, $H/(2R) = 2$ и различных расстояниях от точки торможения струи: a — $r/(2R) = 0$, $б$ — $r/(2R) = 0,5$, $в$ — $r/(2R) = 1,0$, $г$ — $r/(2R) = 2,5$; точки — экспериментальные данные [10], штриховые линии — расчет [15], сплошные линии — расчет, выполненный в настоящей работе

Тестирование разработанной модели для случая однофазной импактной струи. Для проведения сравнительного анализа в случае однофазной воздушной струи использовались экспериментальные данные по гидродинамике [10] и теплообмену импактной воздушной струи [7, 8], а также результаты расчетов с использованием многопараметрической модели турбулентности [15] и метода моделирования крупных вихрей [16].

На рис. 2 представлены экспериментальные [10] и расчетные профили полной скорости газа на различных расстояниях от точки торможения струи. Для сравнения на рис. 2 приведены данные численных расчетов [15]. Видно, что в окрестности критической точки (см. рис. 2, $a, б$) профили, полученные в настоящей работе, хорошо согласуются с данными [10, 15]. В области формирования пристенной струи, где происходит развитие пограничного слоя и ускорение потока (см. рис. 2, $в, г$), вблизи стенки используемая модель с поправкой турбулентного временного масштаба [22] несколько занижает значение полной скорости, а во внешней части струи завышает его. Это характерно для всех линейных моделей турбулентности, используемых при описании распространения пристенной струи, сформировавшейся из течения в окрестности критической точки (см., например, работы [14–19]).

В табл. 1 приведены значения максимальной скорости пристенной струи V_{\max} , полученные в настоящей работе, а также с использованием зависимости, следующей из условия сохранения импульса [33]:

$$V_{\max}/U_{1m} = 1,34[r/(2R)]^{-1},$$

и полуэмпирической формулы [34]

$$V_{\max}/U_{1m} = 1,4[r/(2R)]^{-1,12}.$$

Здесь U_{1m} — среднемассовая скорость потока газа на срезе сопла. Из табл. 1 следует, что расчетные распределения максимальной скорости в пристенной струе хорошо согласуются с результатами, полученными по данным зависимостям.

Таблица 1

Распределения максимальной скорости газа V_{\max} в однофазной пристенной струе на различных расстояниях от точки торможения

$r/(2R)$	V_{\max}/U_{1m}		
	Данные [33]	Данные [34]	Данные настоящей работы
2,0	0,66	0,64	0,61
2,5	0,53	0,50	0,49
3,0	0,44	0,41	0,40
4,0	0,33	0,30	0,28

Таблица 2

Распределения кинетической энергии турбулентности в точке торможения импактной струи на различных расстояниях от среза сопла до пластины

$H/(2R)$	k			
	Данные [15]	Данные [19]	“Стандартная” $(k-\varepsilon)$ -модель	Расчетные данные настоящей работы
2,0	0,035	0,04	0,085	0,055
6,0	0,050	0,05	0,090	0,060

В табл. 2 показаны распределения кинетической энергии турбулентности в точке торможения потока на расстояниях от среза сопла до пластины, равных $H/(2R) = 2; 6$, полученные в настоящей работе и в работах [15, 19]. Видно, что значения турбулентности, полученные с использованием $(k-\varepsilon)$ -модели [30], завышены на 30 % по сравнению с данными [15, 19], однако значительно лучше согласуются с ними, чем данные, полученные с использованием “стандартной” $(k-\varepsilon)$ -модели. Максимум турбулентности находится в окрестности точки торможения, в то время как согласно данным [15, 19] его координата смещена от критической точки на расстояние, приблизительно равное диаметру сопла. Заметим, что максимальное значение числа Нуссельта для однофазной струи находится в зоне ее торможения, что согласуется с данными других работ.

На рис. 3 для расстояния от среза сопла до пластины, равного $H/(2R) = 2$, представлены распределения числа Нуссельта Nu по радиусу пластины при натекании на нее однофазного потока воздуха, полученные в настоящей работе, а также в экспериментах [7, 8] и расчетах [15, 16]. Видно, что результаты настоящей работы достаточно точно описывают полученные в экспериментах распределения коэффициента теплообмена. Для данных [7, 8, 15, 16] характерно наличие второго локального максимума в распределении числа Нуссельта. В расчетах, выполненных в настоящей работе, этот максимум выражен менее отчетливо, однако определяется в рамках модели [30]. Минимальное значение теплоотдачи приходится на область разворота потока при $r/(2R) \approx 1$, что согласуется с данными других работ.

Таким образом, использование ОРУНС и модели турбулентности [30] с учетом поправки [22] позволяет качественно описывать сложные закономерности теплообмена в импактных струйных течениях, что в свою очередь дает возможность проводить численные расчеты более сложного туманообразного потока при его взаимодействии с плоской преградой.

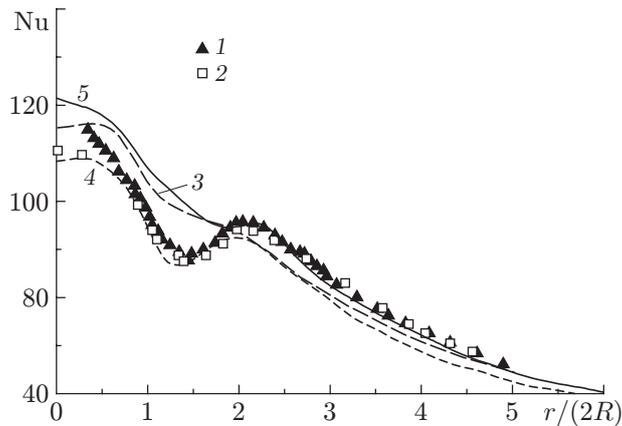


Рис. 3. Распределения числа Нуссельта по радиусу преграды при $H/(2R) = 2$, $Re = 23\,000$:

точки — эксперимент (1 — данные работы [9], 2 — данные работы [10]); линии — расчет (3 — [15], 4 — LES [16], 5 — настоящая работа)

Результаты расчетов и их обсуждение. Расчеты проводились для монодисперсной смеси капле воды и воздуха при атмосферном давлении. Диаметр сопла равен $2R = 20$ мм. Во входном сечении (срез сопла) задавались профили параметров газовой фазы на основе предварительного расчета однофазного течения в круглой трубе длиной $150R$. Среднемассовая скорость потока газа на срезе сопла составляла $U_{1m} = 20$ м/с, число Рейнольдса для газовой фазы $Re = 2RU_{1m}/\nu = 26\,600$. Дисперсная фаза задавалась в виде равномерного распределения параметров по сечению сопла. Начальная скорость дисперсной фазы равна $U_{L1} = 0,8U_{1m}$. Начальный размер капле изменялся в диапазоне $d_1 = 0 \div 100$ мкм, а их массовая концентрация равна $M_{L1} = 0 \div 1$ %. Температура стенки составляла $T_W = 373$ К, температура газа и капле равна $T_1 = T_{L1} = 293$ К. Расстояние между срезом сопла и преградой $H/(2R) = 1 \div 10$.

Распределения радиальной компоненты скоростей одно- и двухфазной импактных струй представлены на рис. 4. По мере продвижения вниз по потоку значения радиальной скорости газа и частиц увеличиваются, особенно в окрестности стенки при $x/(2R) = 1,9$, где радиальные скорости фаз резко возрастают в результате разворота струи и увлечения капле газовым потоком.

Профили массовой концентрации дисперсной фазы вдоль оси при продвижении вниз от среза сопла приведены на рис. 5. На срезе сопла задан равномерный профиль концентрации (кривая 1). По мере продвижения вниз по потоку массовая концентрация капле уменьшается вследствие расширения струи и фазовых переходов (кривые 2, 3). В пристенной области (кривая 4) профиль массовой концентрации частиц существенно изменяется ($M_L/M_{L1} \approx 0,5$), что обусловлено значительным расширением струи в окрестности лобовой точки и интенсивным испарением капле в пристенной зоне.

На рис. 6 показаны зависимости интенсивности теплообмена от массовой концентрации капле и их начального диаметра. Видно, что увеличение массовой концентрации капле вызывает увеличение интенсивности теплообмена между струей и преградой за счет испарительных процессов. Наиболее значительное (в два раза) увеличение интенсивности теплопереноса наблюдается в области $x/(2R) < 2$. Далее вниз по потоку величина теплоотдачи примерно соответствует аналогичному значению для однофазного импактного течения вследствие уменьшения концентрации дисперсной фазы при расширении потока и испарении частиц в окрестности стенки.

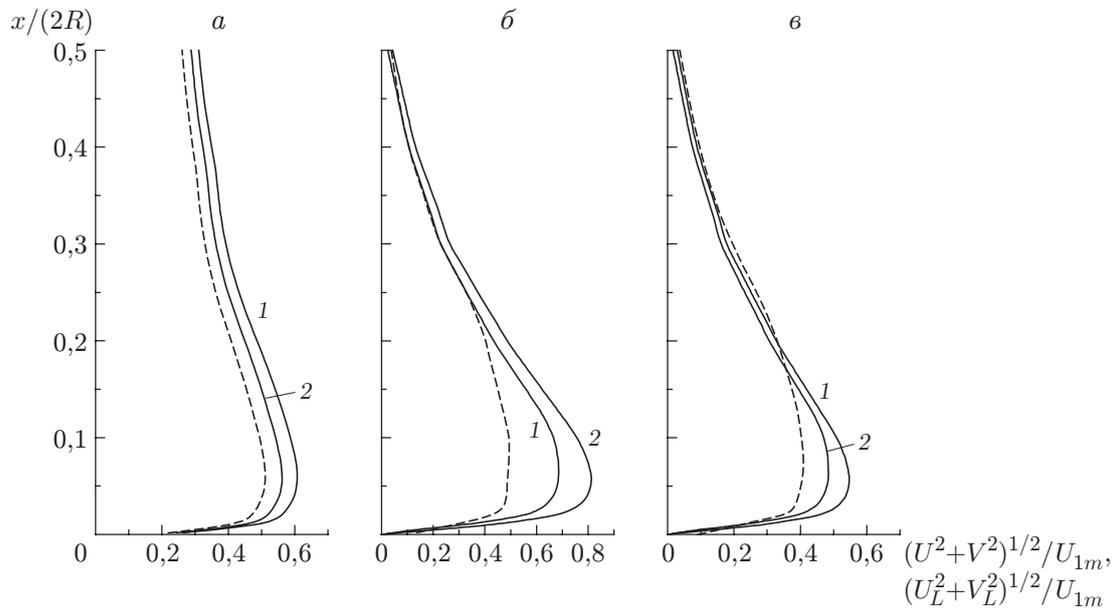


Рис. 4. Профили радиальной компоненты скоростей фаз в пристенной струе: *a* — $r/(2R) = 0,5$, *б* — $r/(2R) = 1,0$, *в* — $r/(2R) = 2,0$; сплошные линии — газ (1 — однофазный поток ($M_{L1} = 0$), 2 — газовая фаза ($M_{L1} = 1\%$)), штриховые линии — капли

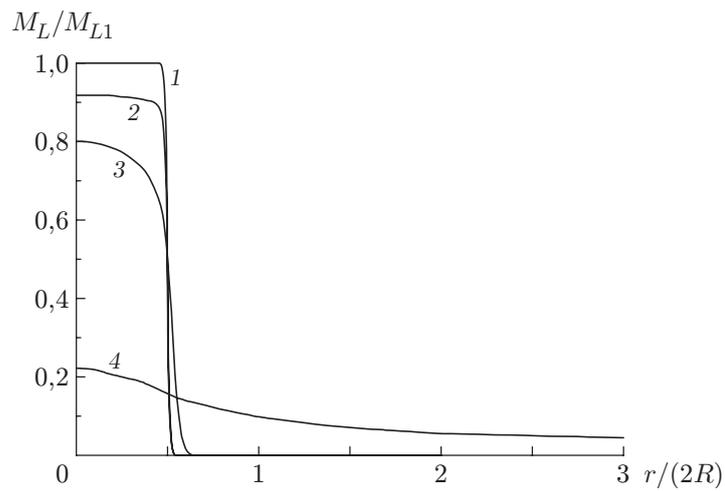


Рис. 5. Профили массовой концентрации дисперсной фазы в струе на различных расстояниях от среза сопла при $Re = 26\,600$, $H/(2R) = 2$, $M_{L1} = 1\%$, $d_1 = 50$ мкм:

1 — $x/(2R) = 0$, 2 — $x/(2R) = 0,5$, 3 — $x/(2R) = 1,35$, 4 — $x/(2R) = 1,9$

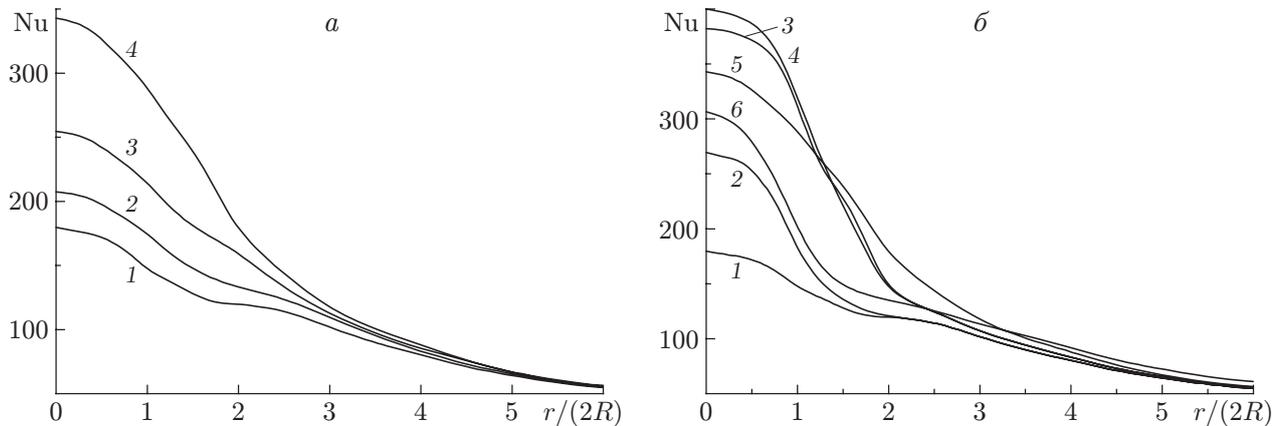


Рис. 6. Распределения числа Нуссельта по радиусу преграды при $Re = 26\,600$, $H/(2R) = 2$:

a — $d_1 = 50$ мкм (1 — $M_{L1} = 0$ (однофазный поток), 2 — $M_{L1} = 0,2\%$, 3 — $M_{L1} = 0,5\%$, 4 — $M_{L1} = 1,0\%$); *б* — $M_{L1} = 1,0\%$ (1 — $M_{L1} = 0$ (однофазный поток), 2 — $d_1 = 2$ мкм, 3 — $d_1 = 5$ мкм, 4 — $d_1 = 10$ мкм, 5 — $d_1 = 50$ мкм, 6 — $d_1 = 100$ мкм)

Увеличение размера капель оказывает более сложное влияние на теплоперенос (см. рис. 6, б). Как и для пристенной газок капельной завесы в трубе [31], уменьшение диаметра частиц вызывает увеличение теплоотдачи, особенно в окрестности критической точки (кривые 2–4), обусловленное значительным ростом межфазной поверхности. Заметим, что в случае частиц наименьшего размера (кривая 2) интенсивность теплообмена меньше, чем в случае капель большего диаметра (кривые 3–5), вследствие того что мелкодисперсные капли испаряются вдали от стенки и в меньшей степени увеличивают теплоотдачу в пристенной области. Число Нуссельта для капель наибольшего размера $d_1 = 100$ мкм (кривая б) в окрестности точки торможения несколько меньше соответствующего значения для частиц диаметром $d_1 = 50$ мкм (кривая 5). Это объясняется тем, что инерционные капли плохо вовлекаются в пульсационное движение газовой фазы и большая их часть выпадает на поверхность пластины в окрестности критической точки. Качественно эти выводы согласуются с данными расчетов [25].

Изменение коэффициента теплообмена в критической точке при добавлении капель показано на рис. 7. В области малых размеров дисперсной фазы наблюдается существенное увеличение интенсивности теплообмена. Четко выраженный максимум расположен в области начальных диаметров $d_1 = 5 \div 10$ мкм. В случае более мелких капель ($d_1 = 2 \div 5$ мкм) интенсивность теплообмена уменьшается, так как большая часть частиц испаряется, не достигая импактной поверхности. Далее наблюдается постепенное уменьшение числа Нуссельта за счет более медленного испарения крупных капель. При этом увеличение размера дисперсной фазы не вызывает такого резкого уменьшения интенсивности теплообмена, как в случае течения газок капельного потока в трубе [35].

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными для газок капельной импактной струи. На рис. 8 приведены распределения числа Нуссельта при различных значениях массовой концентрации капель. Использование в качестве охладителя газок капельного туманообразного импактного потока вызывает значительный рост интенсивности теплопереноса (более чем в два раза по сравнению с однофазной импактной струей) (кривые 3, 4) за счет скрытой теплоты парообразования при испарении капель. Заметим, что и в экспериментах [25], и в проведенных расчетах основное увеличение интенсивности теплообмена происходит в градиентной зоне. Это подтверждает

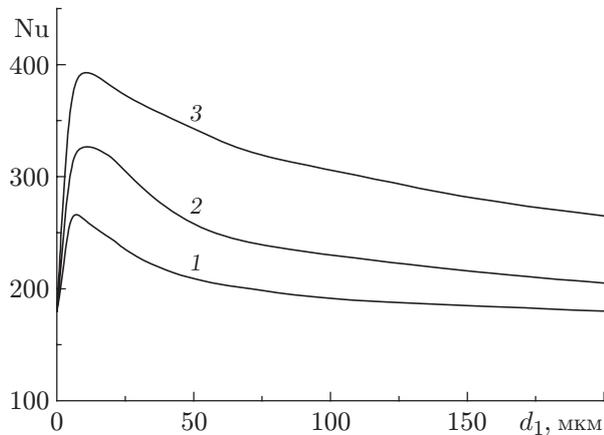


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость числа Нуссельта в точке торможения газок капельного потока от начального размера капель при различных значениях массовой концентрации: 1 — $M_{L1} = 0,2\%$, 2 — $M_{L1} = 0,5\%$, 3 — $M_{L1} = 1\%$ (остальные параметры те же, что и на рис. 6,а)

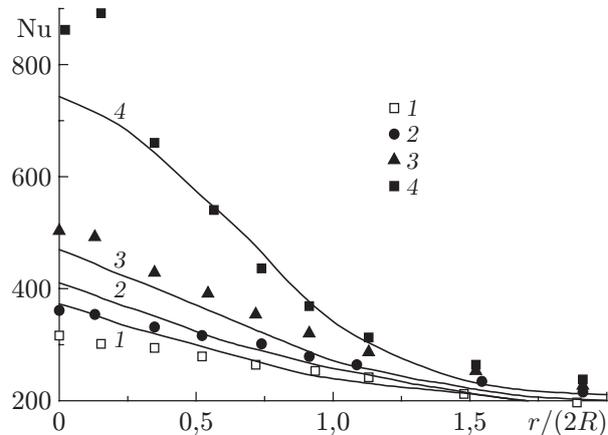


Рис. 8

Рис. 8. Распределения числа Нуссельта в газок капельном импактном потоке по радиусу преграды при $Re = 5 \cdot 10^4$, $q_W = 1,4 \text{ кВт/м}^2$, $d_1 = 14 \text{ мкм}$, $M_{L1} = 0,15\%$, $H/(2R) = 8$ и различных значениях массовой концентрации капель: точки — экспериментальные данные [26], линии — результаты расчета в настоящей работе; 1 — $M_{L1} = 0$ (однофазное течение), 2 — $M_{L1} = 0,045\%$, 3 — $M_{L1} = 0,1\%$, 4 — $M_{L1} = 0,15\%$

достоверность полученных результатов (см. рис. 6). Наличие только одного максимума в распределении локального коэффициента теплообмена объясняется большим расстоянием между охлаждаемой поверхностью и соплом.

Заключение. С использованием эйлера подхода разработана математическая модель расчета процессов гидродинамики и тепломассопереноса импактной двухфазной струи. Показано, что использование ЛМТ в модификации [30] с поправкой [22] позволяет качественно достоверно описывать сложные процессы теплопереноса при взаимодействии импактной струи с плоской поверхностью, расположенной перпендикулярно к ней.

Увеличение массовой концентрации капель вызывает значительное увеличение интенсивности теплообмена (в несколько раз) по сравнению с однофазной воздушной импактной струей за счет скрытой теплоты фазового перехода при их испарении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юдаев Б. Н. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами / Б. Н. Юдаев, М. С. Михайлов, В. К. Савин. М.: Машиностроение, 1977.
2. Martin K. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces // Adv. Heat Transfer. 1977. V. 13. P. 1–60.
3. Дыбан Е. П. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел / Е. П. Дыбан, А. И. Мазур. Киев: Наук. думка, 1982.
4. Jambunathan K., Lai E., Moss M. A., Button B. L. A review of heat transfer data for single circular jet impingement // Intern. J. Heat Fluid Flow. 1992. V. 13. P. 106–115.
5. Webb B. W., Ma C. F. Single-phase liquid jet impingement heat transfer // Adv. Heat Transfer. 1995. V. 26. P. 105–217.

6. **Gardon R., Akfirat J.** The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1965. V. 8, N 10. P. 1261–1272.
7. **Baughn J. W., Shimizu S.** Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1989. V. 111. P. 1096–1098.
8. **Baughn J. W., Hechanova A., Yan X.** An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 1991. V. 113. P. 1023–1025.
9. **Абросимов А. И., Косоротов М. А., Парамонов А. А. и др.** О теплообмене круглой затопленной импактной струи // Теплофизика высоких температур. 1991. Т. 29, № 1. С. 177–179.
10. **Cooper D., Jackson D. C., Launder B. E., et al.** Impinging jet studies for turbulence model assessment. 1. Flow field experiments // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. P. 2675–2684.
11. **Lytle D., Webb B. W.** Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1994. V. 37. P. 1687–1697.
12. **Colucci D. W., Viskanta R.** Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet // Intern. J. Exp. Thermal Fluid Sci. 1996. V. 13. P. 71–80.
13. **Liu T., Sullivan J. P.** Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 39, N 17. P. 3695–3706.
14. **Craft T. J., Graham L. J. W., Launder B. E.** Impinging jet studies for turbulence model assessment. 2. An examination of the performance of four turbulence models // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. P. 2685–2697.
15. **Behnia M., Parneix S., Durbin P. A.** Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1998. V. 41. P. 1845–1855.
16. **Волков К. Н.** Взаимодействие круглой турбулентной струи с плоской преградой // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 1. С. 55–67.
17. **Heyerichs K., Pollard A.** Heat transfer in separated and impinging turbulent flows // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 39. P. 2385–2400.
18. **Abdon A., Sunden B.** Numerical investigation of impingement heat transfer using linear and nonlinear two-equation turbulence models // Intern. J. Numer. Heat Transfer. Pt A. 2001. V. 40. P. 563–578.
19. **Merci B., Dick E.** Heat transfer predictions with a cubic k - ϵ model for axisymmetric turbulent jets impinging onto a flat plate // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2003. V. 46. P. 469–480.
20. **Абрамович Г. Н.** Теория турбулентных струй / Г. Н. Абрамович, Т. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников, И. П. Смирнова, А. Н. Секундов. М.: Наука, 1984.
21. **Волчков Э. П., Лебедев В. П., Терехов В. И.** Теплообмен в турбулентных пристенных струйных течениях // Аэродинамика и теплофизика. 1997. Т. 4, № 2. С. 195–210.
22. **Durbin P. A.** On the k - ϵ stagnation point anomaly // Intern. J. Heat Fluid Flow. 1996. V. 17. P. 89–90.
23. **Buyevich Yu. A., Mankevich V. N.** Cooling of a superheated surface with a jet mist flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 39. P. 2353–2362.
24. **Li X., Gaddis J. L., Wang T.** Modeling of heat transfer in a mist/steam impinging jet // Trans. ASME. J. Heat Transfer. 2001. V. 124. P. 1086–1092.
25. **Garbero M., Vanni M., Fritsching U.** Gas/surface heat transfer in spray deposition processes // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2006. V. 27. P. 105–122.
26. **Kanamori A., Hiwada M., Minatsu J., et al.** Control of impingement heat transfer using mist // Proc. of the 2nd Intern. conf. on jets, wakes and separated flows, Berlin (Germany), Sept. 16–19, 2008. [Electron. resource]. CD disc.

27. **Wang T., Dhanasekaran T. S.** Calibration of CFD model for mist/steam impinging jets cooling // Proc. ASME Turbo Expo 2008: Power for land, sea and air, Berlin (Germany), May 14–17, 2008. Paper GT2008-50737. [Electron. resource]. CD disc.
28. **Волков Э. П.** Моделирование горения твердого топлива / Э. П. Волков, Л. И. Зайчик, В. А. Першуков. М.: Наука, 1994.
29. **Деревич И. В.** Гидродинамика и тепломассоперенос частиц при турбулентном течении газозвеси в трубе и осесимметричной струе // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 1. С. 86–99.
30. **Hwang C. B., Lin C. A.** Improved low-Reynolds-number $k\text{-}\tilde{\epsilon}$ model based on direct simulation data // AIAA J. 1998. V. 36. P. 38–43.
31. **Terekhov V. I., Pakhomov M. A.** The thermal efficiency of near-wall gas-droplets screens. 1. Numerical modeling // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2005. V. 48. P. 1747–1759.
32. **Терехов В. И., Пахомов М. А.** Моделирование турбулентного газодисперсного потока после внезапного расширения в трубе // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 4. С. 629–642.
33. **Терехов В. И., Бусыгин Б. А.** Гидродинамические исследования подачи теплоносителя при струйном конвективном способе нагрева органического стекла. Новосибирск? 1980. (Препр. / Ин-т теплофизики СО АН СССР; № 62-80).
34. **Hrycak P., Lee D. T., Gauntner J. W., et al.** Experimental flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate: NASA Tech. Note. N D-5690. S. 1., 1970.
35. **Terekhov V. I., Pakhomov M. A.** The numerical modeling of the tube turbulent gas-drop flow with phase changes // Intern. J. Thermal Sci. 2004. V. 43. P. 595–610.

*Поступила в редакцию 29/IV 2009 г.,
в окончательном варианте — 16/XII 2009 г.*
