

УДК 532.529.5: 536.24

Влияние испарения капель на структуру течения и теплообмен в ограниченном закрученном газок капельном потоке за его внезапным расширением*

М.А. Пахомов, В.И. Терехов

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

E-mails: pakhomov@ngs.ru, terekhov@itp.nsc.ru

Выполнено численное исследование влияния параметра закрутки потока и теплофизических свойств материала капель воды, этанола и ацетона на структуру турбулентного течения и теплообмен в газок капельном потоке. Для описания динамики и теплообмена двухфазного потока был использован эйлеров подход. Для закрученного потока характерным является рост концентрации мелких частиц на оси трубы за счет их накопления в зоне обратных токов под действием силы турбофореза. Показано, что добавление капель приводит к существенному росту теплообмена (более, чем в 2,5 раза) при величине массовой концентрации капель $M_{L1} = 0,1$ в сравнении с однофазным закрученным течением. Интенсификация теплообмена при использовании капель этанола выше, чем для капель воды (примерно на 10–20 %) и ацетона (до 65 %). При использовании капель этанола и ацетона сокращается область существования двухфазного течения, а степень подавления турбулентности несущей фазы уменьшается. Это происходит из-за более быстрого испарения капель легколетучих жидкостей.

Ключевые слова: газок капельный поток, отрыв, закрутка, испарение, численное моделирование, турбулентность, модель переноса рейнольдсовых напряжений.

Введение

Закрутка потока является эффективным методом управления его структурой и тепло-массопереносом [1–5]. Она часто используется на практике в сепараторах, вихревых теплообменниках аппаратах и других устройствах. Закрученные потоки характеризуются наличием областей рециркуляции течения, большими локальными градиентами осредненных и пульсационных скоростей, повышенным уровнем турбулентности и сопровождаются сложными гидродинамическими явлениями, возникающими за счет действия центробежной силы и силы Кориолиса [1, 2]. Закрученные ограниченные течения за внезапным расширением трубы широко используются при стабилизации процесса горения в реагирующих течениях в промышленных горелочных устройствах. Наличие рециркуляционного течения, вызванного внезапным расширением течения, оказывает заметное влияние на процессы переноса импульса, теплоты, распространение дисперсной фазы и в значительной мере определяет структуру отрывного двухфазного течения [6–11]. Взаимодействие между мелкими частицами и турбулентными вихрями газовой

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (код проекта 18-19-00161).

фазы в отрывных потоках после внезапного расширения плоского канала или трубы даже при отсутствии закрутки потока — сложный и к настоящему времени не до конца изученный процесс [7, 8, 11]. Влияние на интенсивность процессов теплообмена и турбулентность могут оказывать теплофизические свойства жидких капель. Для различных жидкостей удельная теплота фазовых переходов может заметно отличаться (например, для воды и ацетона), и соответственно изменяется скорость испарения капель, а размер частиц оказывает значительное влияние на турбулентность газовой фазы.

За последние два десятилетия были проведены экспериментальные (см., например, [12]) и численные [13–19] исследования газочапельных закрученных ограниченных течений, в том числе при наличии горения распыленных частиц топлива [17–19]. В работе [17] была разработана эйлерова модель и выполнено сравнение численных результатов с экспериментальными данными процесса испарения капель топлива в закрученном газовом потоке. Турбулентность газовой фазы описывалась с использованием $k-\varepsilon$ модели, учитывающей влияние частиц и закрутки несущего потока. Было получено хорошее согласование с данными измерений. В исследовании [18] с использованием 3D RANS-подхода проводилось моделирование закрученного газочапельного потока в трубе при наличии горения жидких капель топлива. Было показано влияние турбулентности газа на скорость испарения капель. Выяснилось, что при параметрах закрутки $S < 1$ этим влиянием нельзя пренебречь вдали от входного сечения, а при $S > 1$ также и вблизи него. Различные модификации изотропных моделей турбулентности неприемлемы для расчета поля скорости в закрученных ограниченных течениях. Гипотеза Буссинеска, используемая при вычислении рейнольдсовых напряжений в изотропных моделях, завышает величину их тангенциальной компоненты [17]. Один из методов, позволяющих частично учитывать сложные процессы смешения и анизотропию пульсаций скоростей фаз в двухфазных отрывных закрученных течениях, — использование моделей переноса компонент тензора рейнольдсовых напряжений (SMC, Second Moment Closure) [14, 15].

Важным аспектом исследований турбулентных двухфазных течений является возможность управления турбулентной кинетической энергией газовой фазы. Понимание физических механизмов взаимодействия частиц с турбулентностью несущей фазы также дает возможность управлять трением и теплопереносом в таких течениях [7, 8, 10, 11]. Цель настоящей работы — проведение численного моделирования влияния закрутки потока на распределение дисперсной фазы и теплоперенос в газочапельном течении за внезапным расширением трубы. Представленная работа является развитием исследований [14, 15], где было выполнено численное моделирование только структуры и теплообмена двухфазного закрученного потока за внезапным расширением трубы при отсутствии [14] и наличии [15] межфазного теплопереноса. Основное внимание уделяется влиянию теплофизических свойств жидкой фазы на параметры турбулентности несущего потока и пристенный теплоперенос.

Математическая модель

Рассмотрена задача о динамике двухфазного закрученного турбулентного газочапельного потока при наличии теплообмена со стенками канала. При решении используется система трехмерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS, Reynolds Averaged Navier-Stokes), записанных с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Схематическое представление течения приведено на рис. 1. Объемная концентрация дисперсной фазы мала: $\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2 \cdot 10^{-4}$. Эффектами столкновений частиц друг с другом можно пренебречь, так как частицы достаточно мелкие ($d_1 < 100$ мкм). Здесь M_{L1} — начальная массовая концентрация капель, ρ и ρ_L — плотность газа и капель. Все основные уравнения для обеих фаз в текущем разделе записаны

Рис. 1. Схема вычислительной области.
 1 — газокпельный незакрученный поток,
 2 — однофазное закрученное воздушное течение.

в тензорной форме, хотя решались они для осесимметричного течения в цилиндрических координатах. Это сделано исключительно с целью краткости формы записи.

Система осредненных уравнений газовой фазы

В работе используется система трехмерных RANS-уравнений, записанных в цилиндрических координатах с учетом обратного влияния частиц на процессы осредненного и турбулентного переноса в газе:

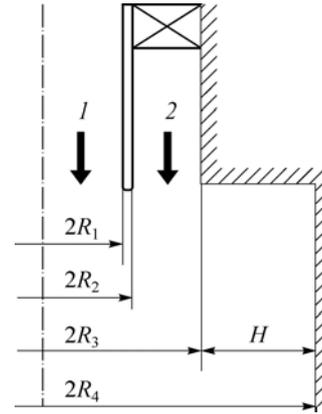
$$\frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = \frac{6J}{d} \Phi,$$

$$\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial(P + 2k/3)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \langle u_i u_j \rangle \right) - (U_i - U_{Li}) \Phi \rho_L \left(\frac{1}{\tau} + \frac{6J}{\rho_L d} \right) + S_i,$$

$$\frac{\partial(\rho U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \langle u_j t \rangle \right) + D_T \frac{\rho(C_{PV} - C_{PA})}{C_P} \left(\frac{\partial K_V}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \frac{6\Phi}{C_P d} [\alpha(T - T_L) + JL],$$

$$\frac{\partial(\rho U_j K_V)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial K_V}{\partial x_j} - \rho \langle u_j k_V \rangle \right) + \frac{6\rho J \Phi}{d}, \quad \rho = P/(R_g T). \quad (1)$$

Здесь и далее U_i ($U_z \equiv U$, $U_r \equiv V$, $U_\phi \equiv W$), u'_i ($u'_z \equiv u'$, $u'_r \equiv v'$, $u'_\phi \equiv w'$) — компоненты осредненной скорости и ее пульсаций, x_i — проекции на оси координат, ν — коэффициент кинематической вязкости, $2k = \langle u'_i u'_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2$ — турбулентная кинетическая энергия газовой фазы, $\tau = \rho_L d_1^2 / (18\mu W)$ — время динамической релаксации частиц с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, Φ — объемная концентрация дисперсной фазы, $W = 1 + \text{Re}_L^{2/3}/6$, $\text{Re}_L = |U - U_L|d/\nu$ — число Рейнольдса дисперсной фазы, J — массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли, P — давление, S_i — влияние закрутки потока ($i = U, V, W$): $S_U = 0$, $S_V = W^2/r - v'V/r^2 + w'^2/r$ и $S_W = -VW/r - v'W/r^2 + v'w'/r$ [20], T — температура, D_T — коэффициент турбулентной диффузии, C_P — теплоемкость газа, α — коэффициент теплоотдачи испаряющейся капли, L — удельная теплота парообразования, K_V — массовая концентрация пара в бинарной парогазовой смеси, R_g — удельная газовая постоянная, $Pr = \nu/a$ и $Sc = \nu/D$ — числа Прандтля и Шмидта соответственно, a — коэффициент температуропроводности, D — коэффициент диффузии; индексы: A — воздух, L — дисперсная фаза, T — турбулентный параметр, V — водяной пар.



Заметим, что молярная доля испаренной жидкости существенно меньше молярной доли основного газового потока. Все уравнения системы (1) записаны с учетом влияния наличия и испарения дисперсной фазы на процессы переноса импульса, теплоты и массы в газовом потоке. Турбулентные тепловой и диффузионный потоки в газовой фазе определены согласно гипотезе Буссинеска:

$$\rho \langle u_j t \rangle = -\frac{\mu_T}{Pr_T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \rho \langle u_j k_V \rangle = -\frac{\mu_T}{Sc_T} \cdot \frac{\partial K_V}{\partial x_j}.$$

Для турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принято: $Pr_T = Sc_T = 0,85$.

Модель переноса рейнольдсовых напряжений

Турбулентность газовой фазы рассчитывалась с использованием эллиптической модели переноса рейнольдсовых напряжений [21]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (U_j \langle u'_i u'_j \rangle)}{\partial x_j} &= P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \delta_{ij} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_k} \langle u'_i u'_j \rangle \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i u'_j \rangle - A_L, \\ \frac{\partial (U_j \varepsilon)}{\partial x_j} &= \frac{1}{T_T} (C_{\varepsilon 1} P_{ij} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \delta_{ij} + \frac{C_\mu T_T}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) - \varepsilon_L, \quad \beta - L_T^2 \nabla^2 \beta = 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь P_{ij} — интенсивность переноса энергии от осредненного движения газовой фазы к пульсационному; $P_2 = 0,5 P_{kk}$, $T_T = \max(k/\varepsilon, C_T \sqrt{\nu/\varepsilon})$ — турбулентный временной макромасштаб, ϕ_{ij} — перераспределяющее слагаемое, описывающее обмен энергией между отдельными составляющими $\langle u'_i u'_j \rangle$ вследствие корреляции давление–скорость деформации, ε — диссипация или скорость передачи энергии от крупномасштабных вихрей мелкомасштабным, β — коэффициент смешения, определяемый из эллиптического уравнения и используемый для расчета перераспределяющего слагаемого [22] (изменяется от нуля на стенке до единицы вдали от нее). Перераспределяющее слагаемое записывается с учетом влияния двухфазности потока [23]. Последние слагаемые в правых частях системы уравнений (2) — A_L и ε_L — учитывают обратное влияние частиц на несущую фазу за счет пульсационного межфазного скольжения [24, 25]:

$$A_L = \frac{2\rho_L \Phi}{\rho \tau} (1 - f_u) \langle u_i u_i \rangle, \quad \varepsilon_L = \frac{2\rho_L \varepsilon}{\rho \tau} [\Phi (1 - f_\varepsilon)], \quad (3)$$

где f_u и f_ε — коэффициенты вовлечения частиц в турбулентное движение газа. Константы и функции модели турбулентности были определены в работе [21]: $C_{\varepsilon 1} = 1,4$, $C_{\varepsilon 2} = 1,85$, $C_{\varepsilon 3} = 0,55$, $C_\mu = 0,22$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,22$, $C_T = 6$.

Система осредненных уравнений дисперсной фазы

Система осредненных уравнений, описывающих процессы переноса в дисперсной среде, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho_L \Phi U_{Lj})}{\partial x_j} &= -\frac{6J\Phi}{d}, \\ \frac{\partial (\rho_L \Phi U_{Lj} U_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial (\rho_L \Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} &= \Phi (U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} + \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\partial (\rho_L D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j} - \frac{\partial (\Phi P)}{\partial x_i}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj} T_L)}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_L \Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle) = \Phi (T - T_L) \frac{\rho_L}{\tau_\Theta} - \frac{1}{\tau_\Theta} \cdot \frac{\partial(\rho_L D_{L,ij}^\Theta \Phi)}{\partial x_j}. \quad (4)$$

Здесь D_{Lij} и D_{Lij}^Θ — тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла дисперсной фазы [24, 25], $\tau_\Theta = C_{PL} \rho_L d^2 / (12\lambda Y)$ — время тепловой релаксации каплей, $Y = (1 + 0,3 \text{Re}_L^{1/2} \text{Pr}^{1/3})$, C_{PL} и ρ_L — теплоемкость и плотность материала каплей. Уравнения для расчета вторых моментов пульсаций скорости дисперсной фазы $\langle u_{Li} u_{Lj} \rangle$ были приведены в работах [24, 25]. Система уравнений (1)–(4) дополняется уравнением теплопереноса на межфазной границе при условии постоянства температуры по радиусу капли [10] и уравнением сохранения массы пара на ее испаряющейся поверхности [10].

Методика численной реализации

Методика численной реализации эйлерова подхода была подробно описана в работах [10, 15]. Все расчеты проводились на сетке $256 \times 80 \times 80 \approx 1,64$ млн контрольных объемов. Дальнейшее увеличение их числа не оказывает существенного влияния на результаты численных расчетов.

На оси трубы ставились условия плавности сопряжения для обеих фаз, на стенке — условия непроницаемости и прилипания для газовой фазы. Для дисперсной фазы на стенке канала использовались граничные условия «поглощающей стенки» [25], когда капля, попавшая на стенку, в поток не возвращается. В выходном сечении задавались условия равенства нулю производных всех искомым параметров в аксиальном направлении. Входные распределения параметров газового потока задавались с использованием предварительного расчета однофазного потока в трубе длиной $150R$, где R — радиус трубы. Таким образом, во входном сечении наблюдалось полностью гидродинамически стабилизированное течение газа. Дисперсная фаза добавлялась в воздушный поток во входном сечении. Для дисперсной фазы использовались равномерные распределения искомым параметров по сечению трубы. При определении начальных значений радиальных осредненных скоростей фаз применялись соотношения для закона вращения твердого тела [26]:

$$V_1 = 4S U_1 r / R, \quad V_{L1} = 4S_L U_{L1} r / R,$$

$$S = \int_0^{R_3} \rho U_1 W_1 r^2 dr \Big/ R_3 \int_0^{R_3} \rho U_1^2 r dr,$$

$$S_L = \int_0^{R_3} \rho_L U_{L1} W_{L1} r^2 dr \Big/ R_3 \int_0^{R_3} \rho_L U_{L1}^2 r dr,$$

где S и S_L — параметры закрутки воздушного потока и дисперсной фазы соответственно.

Результаты сопоставительного анализа с экспериментальными и расчетными данными для закрученных двухфазных изотермических течений с твердыми частицами и газочапельных закрученных потоков при наличии испарения жидких частиц после внезапного расширения трубы (канала) были опубликованы ранее в работе [15]. Было получено неплохое согласование между расчетными и измеренными данными по осредненным и пульсационным характеристикам как для однофазного, так и для двухфазного турбулентных течений (максимальное отличие не превышало 15 %).

Результаты численных расчетов и их анализ

Закрученное газочапельное двухфазное течение исследовано в опускном режиме течения за внезапным расширением трубы (рис. 1). Основная струя смеси воздуха и капель воды, этанола и ацетона (1) подается в центральный канал ($2R_1$). Закрученный однофазный воздушный поток (2) поступает в расчетную область через кольцевой канал (R_3-R_2). Расчетная область определена следующими размерами: $2R_1 = 20$ мм, $2R_2 = 26$ мм, $2R_3 = 40$ мм, $2R_4 = 100$ мм, высота ступеньки $H = 30$ мм. Длина вычислительной области $X = 1$ м. Среднемассовая аксиальная скорость основной струи воздуха $U_{m1} = 15$ м/с, ее массовый расход $G_1 = 5,65$ г/с. Среднемассовая аксиальная скорость и массовый расход воздуха во вторичной кольцевой струе $U_{m2} = 20,7$ м/с и $G_2 = 18$ г/с. Параметр спутности коаксиальных струй в расчетах принимался постоянной величиной: $m = \rho_2 U_{m2} / \rho_1 U_{m1} = 1,2$, а степень закрутки потока варьировалась в диапазоне $S = 0-0,75$. Число Рейнольдса газовой фазы $Re = U_{m1} 2R_1 / \nu = 2 \cdot 10^4$. Начальная осредненная аксиальная скорость капель $U_{L1} = 12$ м/с, начальный диаметр капель воды $d_1 = 10-100$ мкм, их массовая концентрация $M_{L1} = 0-0,1$. Время релаксации частиц, записанное с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, составляет $\tau = \rho_L d^2 / (18\rho\nu W) = 0,3-30$ мс. Температура стенки была постоянной по всей длине расчетной области и составляла $T_w = \text{const} = 373$ К, температуры воздуха и капель на входе — $T_1 = T_{L1} = T_2 = 293$ К. Критерием, характеризующим степень вовлечения частиц в движение газовой фазы, является число Стокса в осредненном движении: $Stk = \tau / \tau_f$, τ_f — турбулентный временной макромасштаб. В работе [7] было показано, что при $Stk \ll 1$ малоинерционные частицы вовлекаются в отрывное движение газовой фазы, а при $Stk \gg 1$ дисперсная фаза не участвует в рециркуляционном движении. Дисперсная фаза проходит через область сдвигового течения и практически не попадает в отрывную зону. Таким образом, ввиду того, что в отрывной зоне практически отсутствуют частицы, изменения турбулентности в ней не наблюдается. В работе [7] для отрывных двухфазных течений при отсутствии закрутки дается следующее соотношение для времени релаксации дисперсной фазы: $\tau_f = 5H/U_{m1} = 0,01$ с. Тогда для условий настоящих расчетов $Stk = 0,03-2,6$. Эффекты дробления и коалесценции дисперсной фазы не принимаются во внимание ввиду малого количества частиц. Капли на входе имеют монодисперсное распределение. Однако по мере продвижения по трубе размер капель за счет прогрева и испарения изменяется по всем координатам, т.е. является переменной величиной. Будем полагать, что капли, осевшие на стенку трубы из двухфазного потока, мгновенно испаряются. Данное допущение справедливо для случая большой разности температур стенки и капли $(T_w - T_{wL}) > 40$ [10, 14, 15]. Расчеты для незакрученного и закрученного двухфазных потоков были выполнены при равенстве массовых расходов газовой $(G_1 + G_2)_{S \neq 0} = G_{S=0}$ и дисперсной $M_{L1,S \neq 0} = M_{L1,S=0}$ фаз. Выбор в качестве материала капель воды, этанола и ацетона объясняется большим различием в величине скрытой теплоты испарения у этих трех веществ, оказывающей ключевое влияние на скорость испарения частиц дисперсной фазы.

На рис. 2 показаны радиальные профили осредненных аксиальной (рис. 2a), радиальной (рис. 2b) и тангенциальной (рис. 2c) компонент скоростей газа в нескольких сечениях ($x/H = 2, 4, 6, 10$ и 15) по длине расчетной области при вариации параметра закрутки. Видно заметное отличие в распределениях скорости воздуха в незакрученном (1) и закрученном (2, 3) газочапельных турбулентных потоках. В случае незакрученного потока (1) наблюдается заметное снижение скорости воздуха за сечением присоединения течения при $x/H > 10$, кроме того, в пристенной части цилиндрического канала образуется обширная зона рециркуляционного течения. Длина отрывной области составляет $x_R/H \approx 10$, тогда как в закрученном потоке характерным является значительное уменьшение длины

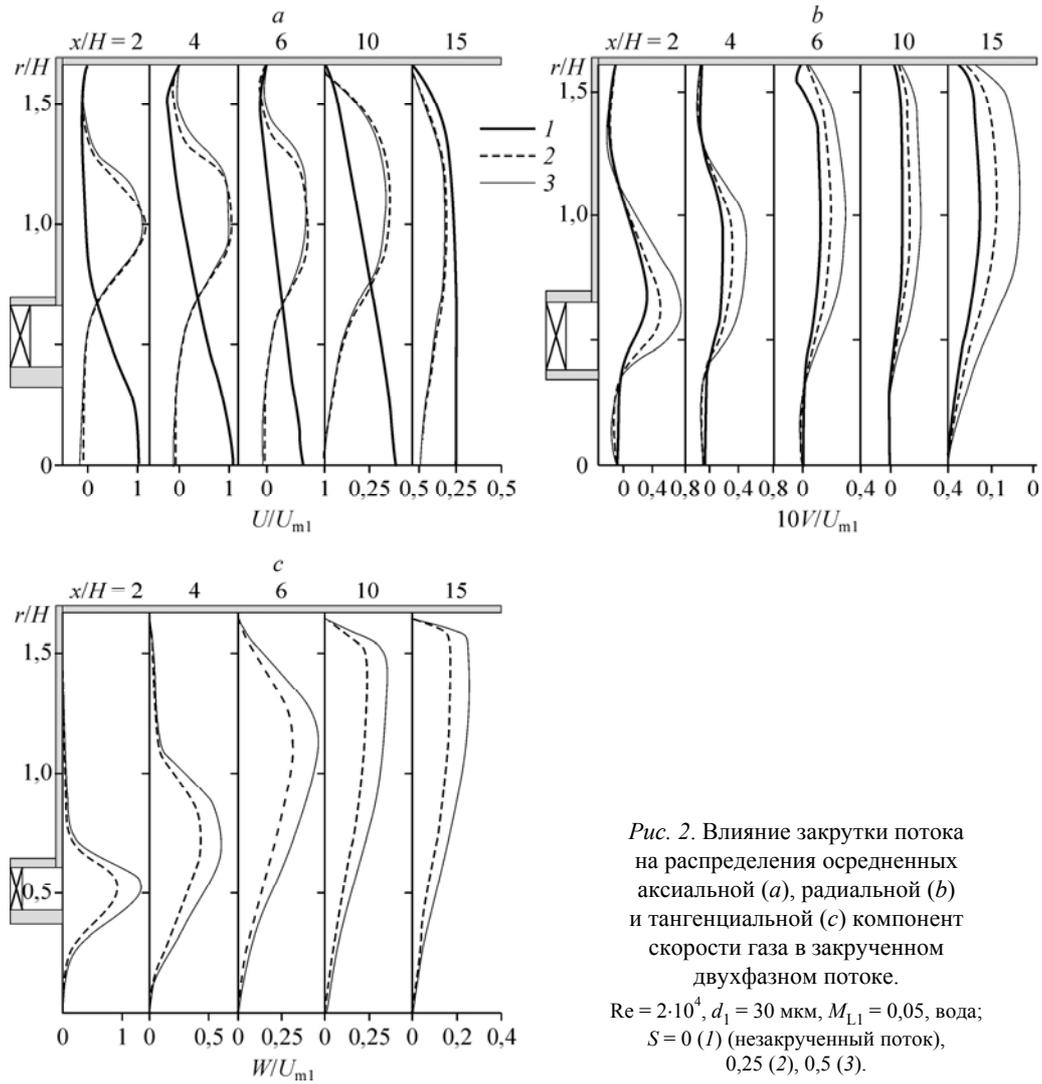


Рис. 2. Влияние закрутки потока на распределения осредненных аксиальной (*a*), радиальной (*b*) и тангенциальной (*c*) компонент скорости газа в закрученном двухфазном потоке.

$Re = 2 \cdot 10^4$, $d_1 = 30$ мкм, $M_{L1} = 0,05$, вода;
 $S = 0$ (1) (незакрученный поток),
 0,25 (2), 0,5 (3).

области отрыва потока примерно в два раза [15]. В случае наибольшей исследованной в настоящей работе закрутки потока при $S = 0,5$ (3) наблюдается наличие областей рециркуляции течения газа в пристенной и приосевой частях трубы. Первая связана с отрывом потока за сечением внезапного расширения трубы, вторая возникает в приосевой части трубы при интенсивной закрутке течения ($S > 0,4$), когда появляется область возвратного течения при интенсивной закрутке потока [1–4]. Все рассчитанные профили аксиальной скорости газа (рис. 1*a*) имеют ожидаемый максимум в слое смешения, положение которого сдвигается к стенке трубы, за исключением первого сечения. Радиальная компонента скорости претерпевает сложные изменения внутри канала и к выходному сечению значительно снижается и выравнивается по поперечному сечению (см. рис. 2*b*). Подобные деформации происходят и с тангенциальной скоростью газа (см. рис. 2*c*). Влияние частиц в исследованном авторами диапазоне на осредненные характеристики газовой фазы является незначительным. Исследования показали, что результаты, представленные для газок капельного течения с частицами воды и для двухфазного потока с каплями этанола и ацетона, качественно и количественно близки.

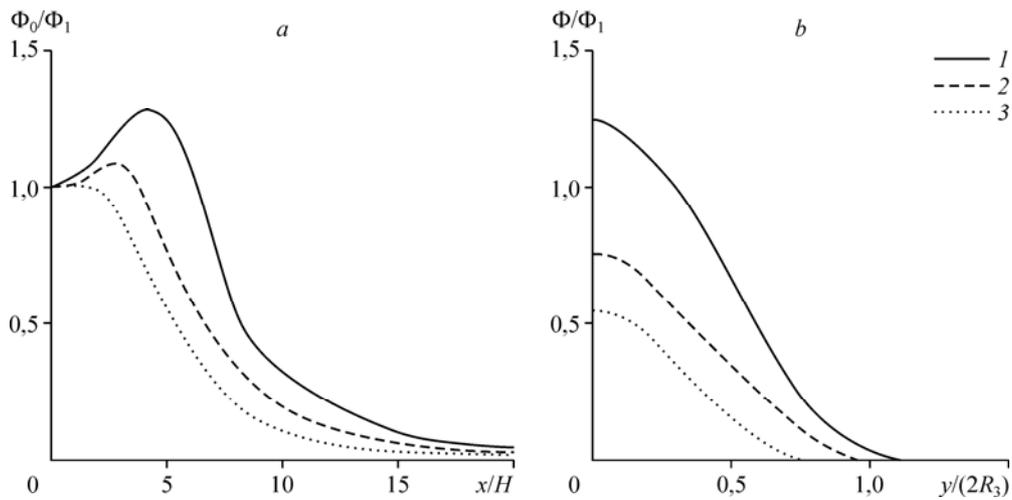


Рис. 3. Распределения объемной концентрации капель вдоль оси трубы (а) и в поперечном сечении на расстоянии $x/H = 5$ (b) в закрученном двухфазном потоке. $Re = 2 \cdot 10^4$, $d_1 = 30$ мкм, $M_{L1} = 0,05$, $S = 0,5$; 1 — вода, 2 — этанол, 3 — ацетон.

На рис. 3 показано влияние теплофизических свойств материала капель на профили концентрации вдоль оси трубы (рис. 3а) и в поперечном сечении на расстоянии $x/H = 5$ (рис. 3b) от внезапного расширения потока, где Φ_0 и Φ_1 — объемная концентрация дисперсной фазы на оси трубы в текущем сечении и ее начальная величина. Отметим, что малоинерционные капли при небольших значениях числа Стокса ($Stk = 0,3$, $d_1 = 30$ мкм) хорошо вовлекаются в отрывное течение и могут присутствовать практически по всему поперечному сечению трубы. Пристенная часть канала ($r/H > 1,2$) оказывается практически свободной от частиц за счет их интенсивного процесса испарения. В закрученном газокапельном потоке происходит накопление дисперсной фазы в приосевой области струи за счет действия сил турбофореза. Величина объемной концентрации капель воды на оси трубы имеет наибольшее значение, а для капель ацетона — наименьшее. Это связано с существенной разницей в величинах скорости испарения воды и ацетона.

Распределение локального числа Нуссельта по длине трубы при вариации теплофизических свойств капель (линии 1–3) представлено на рис. 4. Здесь 4 — теплообмен в однофазном закрученном воздушном потоке и 5 — теплообмен на стабилизированном участке течения, определенный по параметрам однофазного потока после внезапного расширения последнего. Добавление капель в однофазный закрученный поток приводит к заметному росту интенсивности теплообмена (более 75%). Наибольшее значение интенсификации

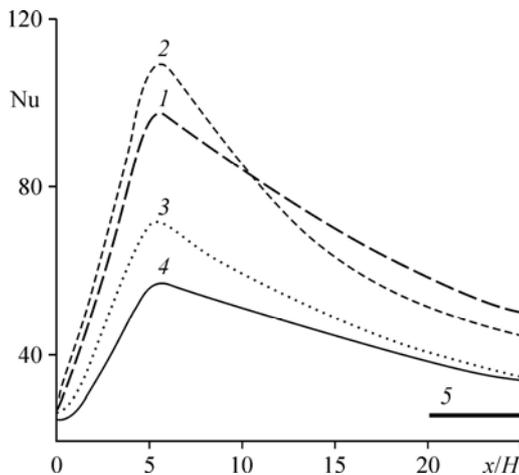


Рис. 4. Теплообмен в закрученном газокапельном потоке по длине трубы при вариации материала капель. $Re = 2 \cdot 10^4$, $d_1 = 30$ мкм, $M_{L1} = 0,05$, $S = 0,5$; 1 — вода, 2 — этанол, 3 — ацетон, 4 — однофазный закрученный воздушный поток, 5 — теплообмен на стабилизированном участке трубы в однофазном воздушном потоке ($S = 0$).

теплообмена наблюдается при использовании капель этанола, наименьшее — для капель ацетона. Далее интенсивность теплопереноса снижается, и на большом удалении от сечения внезапного расширения потока теплообмен соответствует закономерностям стабилизированного однофазного течения в трубе. Отметим, что для случая использования капель воды в качестве охладителя длина области интенсифицированного теплообмена является наибольшей. Это объясняется тем, что у воды самая высокая величина скрытой теплоты парообразования, поэтому капли воды испаряются медленнее капель этанола и ацетона при прочих равных условиях. Это подтверждается при рассмотрении профилей концентрации жидких частиц различных материалов, приведенных на рис. 3. В закрученном потоке положение точки максимума теплоотдачи, примерно совпадающее с точкой присоединения потока, сдвигается вверх по потоку. Этот эффект усиливается с ростом параметра закрутки, и для $S = 0,5$ длина отрывной области в закрученном течении уменьшается практически в 2 раза в сравнении с незакрученным потоком [15].

Скорость испарения капель, зависящая от величины скрытой теплоты фазового перехода, оказывает основное влияние на распределение концентрации дисперсной фазы, турбулентность газа и интенсивность теплопереноса. На рис. 5 показаны данные по влиянию массовой концентрации капель воды (1), этанола (2) и ацетона (3) на максимальные величины модификации турбулентности газовой фазы MR_{\max} и интенсификацию теплообмена ER_{\max} в газокapельном закрученном потоке. Здесь $MR_{\max} = (k_S/k_{S,0})_{\max}$ и $ER_{\max} = (Nu_S/Nu_{S,0})_{\max}$, где $k = \langle u_i u_i \rangle / 2$ — турбулентная кинетическая энергия несущего потока, Nu — число Нуссельта; подстрочный индекс «S» соответствует закрученному течению и «0» — однофазному воздушному течению. Увеличение количества дисперсной фазы приводит к снижению уровня турбулентности в двухфазном потоке до 20 % при $M_{L1} = 0,1$ за счет вовлечения мелкодисперсной фазы в турбулентное движение газа. Это согласуется с данными работы [10] для газодисперсного турбулентного потока в вертикальной трубе. Использование этанола в качестве охладителя оказывает меньшее влияние на интенсивность турбулентности газовой фазы в сравнении с соответствующей величиной для водных капель (до 10 %). Это объясняется более быстрым прогревом

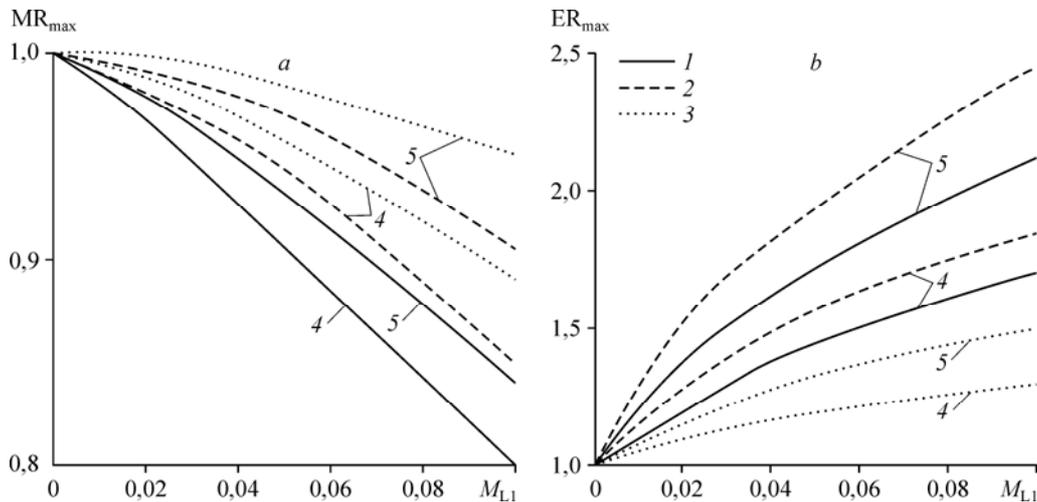


Рис. 5. Влияние теплофизических свойств капель жидкости на изменение турбулентности газа $MR_{\max} = (k_S/k_{S,0})_{\max}$ (a) и на параметр интенсификации теплообмена $ER_{\max} = (Nu_S/Nu_{S,0})_{\max}$ (b) при вариации массовой концентрации капель.

$Re = 2 \cdot 10^4$, $d_1 = 30$ мкм, $M_{L1} = 0,05$; 1 — вода, 2 — этанол, 3 — ацетон, $S = 0,25$ (4), $0,5$ (5).

и испарением капель этилового спирта. Испарение капель воды или этанола приводит к значительному росту интенсивности теплопереноса в закрученном двухфазном потоке в сравнении с однофазным закрученным течением при прочих идентичных условиях. Показано, что добавление испаряющихся капель воды и этанола приводит к существенному росту теплообмена (до 2,5 раз) в сравнении с однофазным закрученным течением. Первоначально наблюдается резкое увеличение теплопереноса с ростом начальной величины массовой концентрации частиц. Интенсификация теплообмена при использовании этанола выше, чем для капель воды (примерно на 10–20 %). При этом необходимо отметить, что при использовании в качестве охладителя этанола область существования двухфазного течения заметно уменьшается. Капли ацетона, имеющего наименьшее значение теплоты фазового перехода, испаряются значительно быстрее, чем капли воды и этанола. Соответственно и влияние эффекта испарения этих частиц на теплообмен и турбулентность несущей газовой фазы будет минимальным.

Заключение

Выполнено численное моделирование влияния параметра закрутки потока и теплофизических свойств материала капель на структуру турбулентного течения и теплоперенос в закрученном турбулентном газокapельном потоке за внезапным расширением трубы с использованием эйлера подхода. Показано присутствие в закрученном течении двух рециркуляционных областей: первая располагается в приосевой части трубы и образована вращением потока, а вторая — в пристенной части канала, причиной ее образования является отрыв потока и его дальнейшее присоединение. Капли, попавшие в приосевую отрывную область, не могут её покинуть, так как уровень турбулентности в сдвиговом слое выше, чем у дисперсной фазы. Для закрученного потока характерным является рост концентрации мелких частиц на оси трубы за счет их накопления в зоне обратных токов и действия силы турбофореза. Показано, что добавление испаряющихся капель воды и этанола в двухфазный поток приводит к существенному росту теплообмена (до 2,5 раз) в сравнении с однофазным закрученным течением. Интенсификация теплообмена при использовании капель этанола получается выше соответствующего значения для водяных капель (примерно на 10–20 %). При этом заметно уменьшаются область существования двухфазного течения и степень подавления турбулентности несущей фазы за счет наличия дисперсных частиц (до 10–15 %) из-за более быстрого их испарения. Испарение частиц ацетона, обладающего наименьшим значением теплоты фазового перехода, имеет минимальное влияние на теплообмен и турбулентность несущей газовой фазы.

Список литературы

1. Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках. Новосибирск: Изд-во ИТ СО АН СССР, 1987. 282 с.
2. Щукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
3. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
4. Халатов А.А., Авраменко А.А., Шевчук И.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 1. Криволинейные потоки. Киев: Изд-во ИТТФ НАНУ, 1996. 290 с.
5. Алексеенко С.В., Окулов В.Л. Закрученные потоки в технических приложениях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 2. С. 101–138.
6. Hishida K., Nagayasu T., Maeda M. Augmentation of convective heat transfer by an effective utilization of droplet inertia // Int. J. Heat Mass Transfer. 1995. Vol. 38. P. 1773–1785.
7. Fessler J.R., Eaton J.K. Turbulence modification by particles in a backward-facing step flow // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 314. P. 97–117.

8. 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. Vol. 663. P. 434–455.
9. Senaha I., Miyafuji Y., Kato S., Higa M., Yaga M. Enhancement of heat transfer in the downstream region of a backward-facing step using a small amount of mist (1st report; Study of heat transfer enhancement), (2nd report; Characteristics of heat transfer and flow behavior with mist) // *Trans. JSME. Pt. B.* 2013. Vol. 79. P. 1816–1838.
10. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2013. Vol. 66. P. 210–222.
11. Вараксин А.Ю. Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // *Теплофизика высоких температур.* 2015. Т. 53, № 3. С. 441–466.
12. Durdina L., Jedelsky J., Jicha M. Investigation and comparison of spray characteristics of pressure-swirl atomizers for a small-sized aircraft turbine engine // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2014. Vol. 78. P. 892–900.
13. Sanjose M., Senoner J.M., Jaegle F., Cuenot B., Moreau S., Poinso T. Fuel injection model for Euler–Euler and Euler–Lagrange large-eddy simulations of an evaporating spray inside an aeronautical combustor // *Int. J. Multiphase Flow.* 2011. Vol. 37. P. 514–529.
14. Пахомов М.А., Терехов В.И. Распространение твердых частиц в газодисперсном ограниченном закрученном потоке. Эйлерово и полное лагранжево описания // *Теплофизика и аэромеханика.* 2017. Т. 24, № 3. С. 335–348.
15. Pakhomov M.A., Terekhov V.I. Numerical modeling of turbulent flow structure and heat transfer in a droplet-laden swirling flow in a pipe with a sudden expansion // *Numerical Heat Transfer. Part A.* 2017. Vol. 71. P. 721–736.
16. Qin C., Loth E. Numerical description of a pressure-swirl nozzle spray // *Chem. Eng. Proc.* 2016. Vol. 107. P. 68–79.
17. Klose G., Schmehl R., Meier R., Maier G., Koch R., Wittig S., Hettel M., Leuckel W., Zanzalis N. Evaluation of advanced two-phase flow and combustion models for predicting low emission combustors // *ASME J. Gas Turbines Power.* 2001. Vol. 123. P. 817–823.
18. Sankaran V., Menon S. LES of spray combustion in swirling flows // *J. Turbulence.* 2002. Vol. 3. Art. No. 11. 24 p.
19. Sadiki A., Chrigui M., Janicka J., Maneshkarimi M.R. Modeling and simulation of effects of turbulence on vaporization, mixing and combustion of liquid-fuel sprays // *Flow, Turbulence Combustion.* 2005. Vol. 75. P. 105–130.
20. Jakirlic S., Hanjalic K., Tropea C. Modeling rotating and swirling turbulent flows: a perpetual challenge // *AIAA J.* 2002. Vol. 40. P. 1984–1996.
21. 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 Combustion.* 2008. Vol. 81. P. 395–410.
22. Manceau R., Hanjalic K. Elliptic blending model: a new near-wall Reynolds-stress turbulence closure // *Phys. Fluids.* 2002. Vol. 14, No. 2. P. 744–754.
23. Beishuizen N., Naud B., Roekaerts D. Evaluation of a modified Reynolds stress model for turbulent dispersed two-phase flows including two-way coupling // *Flow, Turbulence Combustion.* 2007. Vol. 79, Iss. 3. P. 321–341.
24. Zaichik L.I. A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // *Phys. Fluids.* 1999. Vol. 11. P. 1521–1534.
25. Derevich I.V. Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2000. Vol. 43. P. 3709–3723.
26. Винберг А.А., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Расчет двухфазных закрученных струйных потоков // *Изв. РАН. МЖГ.* 1994. № 1. С. 71–78.

*Статья поступила в редакцию 4 июня 2018 г.,
после доработки — 22 июня 2018 г.*