

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА В ТУРБУЛЕНТНОМ ГАЗОКАПЕЛЬНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

М. А. Пахомов, В. И. Терехов

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

Выполнено численное исследование динамики и тепломассообмена в турбулентном пограничном слое на плоской вертикальной пластине. Проанализирован большой спектр факторов, влияющих на тепломассообмен и структуру тепловых и концентрационных полей в турбулентном пограничном слое. Показано, что увеличение содержания капель приводит к интенсификации теплоотдачи по сравнению с однофазным воздушным течением. Проведенное сопоставление результатов анализа с опытными данными свидетельствует о качественном и количественном согласии расчетных и экспериментальных данных.

Введение

Большое количество природных и технологических процессов связано с двухфазными турбулентными потоками типа «газ-капли». Это – рассеяние примеси в атмосфере, процессы распыливания и горения жидких топлив и пр. Понимание физических процессов, определяющих течение и теплообмен в двухфазных потоках, является необходимым условием при моделировании природных явлений и реализации технологических процессов.

В [1, 2] приведен обзор работ по моделированию двухфазного ламинарного [1, 2] и турбулентного [2] пограничного слоя при наличии и отсутствии межфазного тепломассообмена. Исследовано явление накопления частиц внутри пограничного слоя и влияние частиц на трение и теплообмен в дисперсном ламинарном и турбулентном течении, движущемся вдоль плоских и искривленных поверхностей.

В литературе авторами не найдено работ по изучению турбулентного пограничного газокапельного потока на пластине. Среди работ, посвященных исследованию турбулентных двухфазного пограничного слоя с твердыми частицами, отметим работы [3–9].

Экспериментальное исследование характеристик турбулентного газодисперсного пограничного слоя, развивающегося вдоль вертикальной пластины, проведено в [3, 4]. Различие в скоростях воздуха и частиц близко к скорости витания и почти постоянно по всему сечению пограничного слоя. Влияние частиц на осредненные и пульсационные распределения скорости газа были незначительны, что объяснялось малой концентрацией дисперсной фазы. Тем не менее, присутствие частиц подавляет низкочастотные составляющие спектра

продольных пульсаций скорости газовой фазы. Величина пульсаций скорости частиц может превышать соответствующее значение для воздуха.

В [7] измерены пульсации скорости газа и частиц и профили концентрации дисперсной примеси в горизонтальном двухфазном пограничном слое на плоской пластине. Показано превышение интенсивности продольных флуктуаций скорости частиц по всему сечению пограничного слоя над соответствующим значением для воздуха. Поперечные пульсации скорости частиц меньше значения пульсаций газа практически по всему пограничному слою за исключением тонкого пристенного слоя ($y_+ = yu_* / \nu < 50$), где u_* – скорость трения и ν – коэффициент кинематической вязкости. Максимум интенсивности продольных пульсаций располагается в пристенной зоне. Для поперечных пульсаций можно отметить, что при приближении к стенке интенсивность флуктуаций газа снижается за счет наличия стенки, а у дисперсной фазы, напротив, наблюдается максимум для самых крупных частиц на расстоянии $y_+ \approx 20-30$.

Экспериментальное и численное изучение поведения частиц в турбулентном пограничном слое выполнено в [8]. Аналогично ламинарному потоку концентрация дисперсной примеси возрастает при приближении к поверхности пластины, это объясняется действием силы Сэффмена и столкновений частиц с поверхностью стенки.

В данной работе выполнено численное исследование процессов динамики течения и турбулентного теплообмена газочапельного потока с нагретой поверхностью.

Постановка задачи

В работе для моделирования туманообразного потока применяется эйлеров подход, развитый в работе [9, 10]. Первоначально данный метод был разработан для двухфазных потоков с твердыми частицами, однако, как показали предыдущие результаты [2], он может быть с успехом использован для моделирования течений с испаряющимися каплями. В работе использовалась $k-\tilde{\epsilon}$ модель турбулентности в модификации [11] с учетом двухфазности потока. Объемная концентрация дисперсной фазы мала ($\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 10^{-4}$), частицы достаточно мелкие ($d_1 < 100$ мкм). Поэтому по данным [9] можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Здесь M_{L1} – начальная массовая концентрация капель, ρ и ρ_L – плотность газа и капель.

В работе рассмотрено двумерное стационарное течение турбулентной смеси воздуха и капель жидкости с учетом их испарения и диффузии пара в воздух в приближении пограничного слоя. Система осредненных уравнений для описания динамики и теплопереноса газовой фазы стационарного, течения испаряющихся капель имеет следующий вид

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

$$\rho \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial (P + 2k/3)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - (U_i - U_{Li}) \frac{\Phi}{d} \times$$

$$\times \left[\frac{1}{8} C_D \rho |\vec{U} - \vec{U}_L| + J \right] + \rho_L g_u \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}$$

$$\rho \frac{\partial (U_i T)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{6\Phi}{C_p d} [\alpha (T - T_L) + JL] +$$

$$+ \frac{\rho D_T}{C_p} (C_{pV} - C_{pA}) \left(\frac{\partial K_V}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{C_{pL} \rho_L \tau g_{ut}}{C_p} \langle u_j t \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}$$

$$\rho \frac{\partial (U_i K_V)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_T}{Sc_T} \right) \frac{\partial K_V}{\partial x_i} + \frac{6J\Phi}{d}$$

$$\rho = P / (R_g T).$$

Здесь ρ , μ – плотность и динамическая вязкость газа, U_i – компоненты осредненной скорости газовой фазы, x_i – координаты, P – давление, Φ – объемная концентрация дисперсной фазы, d – диаметр капли, C_D – коэффициент сопротивления испаряющейся капли, записанный с учетом отклонения от стоксова закона обтекания, T – температура, D – коэффициент диффузии, J – массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли, K_V – массовая концентрация пара в бинарной паровоздушной смеси, R_g – удельная газовая постоянная, $\langle u_j t \rangle$ – турбулентный тепловой поток в газовой фазе, $\tau = \rho_L d^2 / (18\mu W)$, $\tau_\Theta = C_{pL} \rho_L d^2 / (12\lambda Y)$ – времена динамической и тепловой релаксации частицы с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, $W = (1 + Re_L^{2/3}/6)$ и $Y = (1 + 0.3 Re_L^{1/2} Pr^{1/3})$, $Re_L = d \sqrt{(U - U_L)^2 + (V - V_L)^2} / \nu$ – число Рейнольдса дисперсной фазы. Коэффициенты g_u, g_{ut} вовлечения дисперсной фазы в флуктуационное движение газовой фазы имеют вид [9] и α – коэффициент теплоотдачи от испаряющейся капли.

Индексы: A – воздух, L – дисперсная фаза, T – турбулентный параметр и V – водяной пар. Значения турбулентных чисел Прандтля Pr_T и Шмидта Sc_T принимались постоянными и равными: $Pr_T = Sc_T = 0.85$. Турбулентные напряжения, тепловой и диффузионный потоки в газовой фазе определены аналогично работе [2].

В настоящем исследовании использовалась k - ε модель турбулентности [10] с учетом двухфазности потока [9]. Уравнения кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации $\tilde{\varepsilon}$ имеют вид

$$\rho \frac{\partial(U_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_W}{\partial x_j} \right] + \rho \Pi - \rho \varepsilon_F + S_k$$

$$\rho \frac{\partial(U_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{\rho \varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} f_1 \Pi - C_{\varepsilon 2} \varepsilon f_2) + S_\varepsilon$$

Здесь $\mu_T = C_\mu f_\mu \rho k^2 / \varepsilon$ – турбулентная вязкость газа, $\Pi = -\langle u_i u_j \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ – генерация энергии турбулентности, $\varepsilon_F = \varepsilon + \varepsilon_W$ – полная скорость диссипации; $\varepsilon_W = 2\nu \left[\partial(\sqrt{k}) / \partial y \right]^2$ – скорость диссипации в пристенной зоне до $y_+ \leq 15$; при $y_+ > 15$ параметр $\varepsilon_W = 0$. Константы и демпфирующие функции взяты из работы [11].

Члены S_k и S_ε характеризуют дополнительную диссипацию турбулентности газовой фазы вследствие присутствия мелких капель и обмена энергией с осредненным движением, обусловленную осредненным межфазным скольжением при неоднородном распределении концентрации дисперсной фазы [9].

Для дисперсной фазы система осредненных уравнений переноса импульса и энергии записывается в рамках приближении пограничного слоя в виде

$$\frac{\partial(\rho_L U_{Lj})}{\partial x_j} = -\frac{6J\Phi}{d}$$

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

$$\frac{\partial(\rho_L \Phi U_{Lj} T_{Li})}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho_L \Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} = \Phi (T_i - T_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau_\theta} - \frac{1}{\tau_\theta} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij}^\theta \Phi)}{\partial x_j}.$$

Здесь D_{Lij} и D_{Lij}^θ – тензоры турбулентной диффузии и переноса теплоты в дисперсной фазе [9].

Все расчеты были проведены для моодисперсной газокапельной смеси на входе в расчетную область. Далее происходит изменение размера капель за счет испарительных процессов как по продольной, так и по поперечной координате. Исследование выполнено случая опускного движения двухфазного потока. Считается, что во внешнем течении испарения капель нет. Его скорость во внешнем невозмущенном потоке была постоянной и равной $U_1 = 10$ м/с; температура смеси также не изменялась $T_1 = 293$ К, при этом массовая концентрация пара во внешнем течении $M_{V1} = 0.005$. В расчетах варьировались четыре параметра – число Рейнольдса $Re_x = U_1 x / \nu = 3 \times 10^5 - 10^6$; температура стенки $T_w = 323 - 473$ К; массовая концентрация жидкой фазы $M_{L1} = 0 - 0.05$ и диаметр капель во внешнем потоке $d_1 = 0 - 100$ мкм. Все расчеты были проведены для моодисперсных капель воды. Считается, что во внешнем течении испарения капель нет.

Результаты численного анализа

Основное внимание в данном разделе было уделено влиянию размера жидкой фазы на распределение скоростей, температур газа и распределению концентрации компонентов двухфазной смеси в пограничном слое. Расчетные относительные профили скоростей и температур по сечению пограничного слоя показаны на рис. 1, где пунктир – расчет для однофазного воздушного потока, $\Theta = (T_w - T) / (T_w - T_1)$ – профиль температуры в газокапельном

потоке и $\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_1 U_1} \right) dy$ – толщина вытеснения. При отсутствии жидкой фазы ($M_{L1} = 0$)

результаты расчетов распределения скорости газа (рис. 1а) совпадают с профилем $U / U_1 = (y / \delta)^{1/7}$ [4]. Увеличение начального размера капель жидкости приводит к несколько большему наполнению профиля скорости, что вызвано ростом градиента скорости газа в окрестности стенки. Однако необходимо заметить, что наличие жидкой фазы в потоке оказывает значительно большее влияние на распределение температур (см. рис. 1б), что в итоге должно вызвать более интенсивный рост теплообмена по сравнению с трением. Толщина пограничного слоя, как это следует из данных рис. 1а, практически не изменяется в зависимости от размера капель. Отметим, что большее влияние на величину температуры газовой фазы оказывают частицы начальным размером в 50 мкм, тогда как воздействие на скорость, а, значит, и на трение на стенке пластины возрастает с ростом диаметра.

Отмеченные выше особенности в распределениях профилей скорости и температуры в двухфазном потоке, обтекающем плоскую вертикальную пластину, находят свое отражение в распределении размеров капель в пределах пограничного слоя. Эти данные приведены на рис. 2, где $M'_L = M_L / M_{L1}$ и $M'_V = M_V / M_{V1}$. С увеличением начального размера капли испаряются менее интенсивно в пристенной области. По мере продвижения вниз по потоку за счет прогрева

и испарения частиц зона однофазного парогазового течения в окрестности стенки увеличивается.

Изменение турбулентности газа по поперечной координате приведено на рис. 3, где $k' = k/k_A$ и k_A – турбулентная кинетическая энергия в однофазном воздушном потоке. Небольшие частицы хорошо вовлекаются в турбулентное движение газа и отнимают часть энергии турбулентности. В пристенной зоне даже на небольшом расстоянии от начала расчетной области ($Re_x = 5 \times 10^5$) величина $k/k_A \approx 1$ за счет того, что капли испарились, и уровень турбулентности стремится к своему значению для однофазного режима течения. Во внешнем течении, где испарения нет $k/k_A \rightarrow \text{const}$. При продвижении вниз по потоку величина модификации турбулентности уменьшается по мере испарения частиц. Турбулентная энергия газовой фазы возрастает, и $k/k_A \rightarrow 1$, причем этот эффект проявляется на более дальнем расстоянии от поверхности пластины.

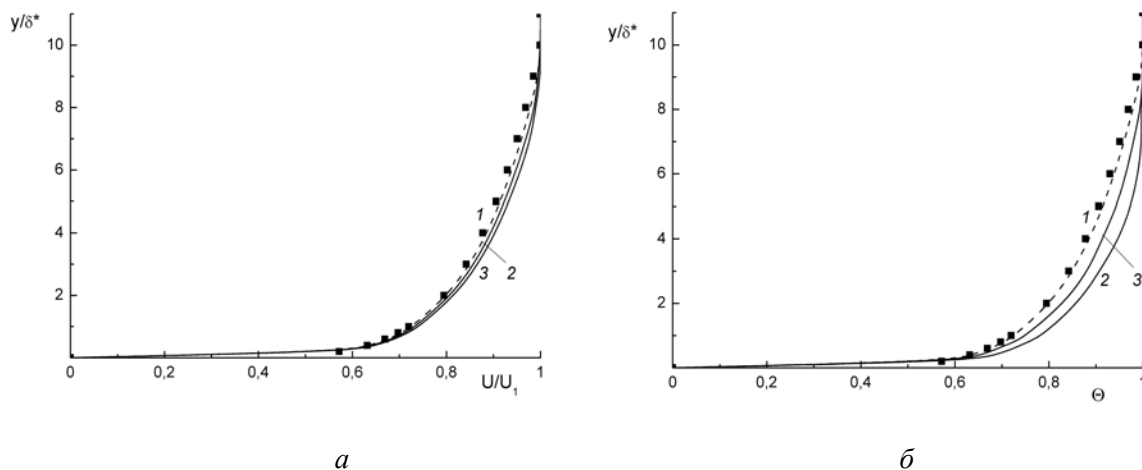


Рис. 1. Профили скорости газа (а) и его температуры (б) по толщине двухфазного пограничного слоя. $Re_x = 5 \times 10^5$, $\delta^* = 2$ мм, $U_1 = 10$ м/с, $T_w = 373$ К, $M_{L1} = 5$ %. Точки – расчет по степенной зависимости [12]. 1 – $d_1 = 0$ мкм; 2 – 50; 3 – 100.

Наличие в потоке жидких капель приводит к значительному увеличению параметра интенсификации теплообмена. Эти данные представлены на рис. 4. Степень увеличения теплообмена может достигать больших величин (примерно в четыре раза по сравнению с однофазным потоком). Естественно, что с ростом концентрации капель теплообмен интенсифицируется и этот эффект более заметен на небольших расстояниях от начала расчетной области. Увеличение Re_x при всех прочих одинаковых условиях приводит к значительному возрастанию теплообмена. Подобная тенденция прослеживается и для других режимных условий. С ростом массовой концентрации жидкой фазы кривые корреляционного

соотношения $Nu_x = f(Re_x)$ нарастают более резко, и далее вниз по потоку по мере расширения

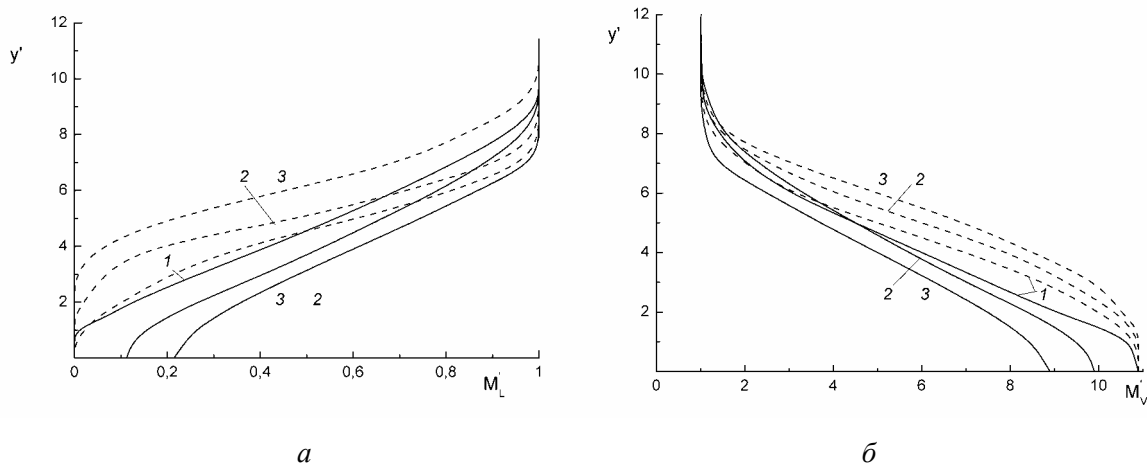


Рис. 2. Изменение массовой концентрации каплей (а) и водяного пара (б) по толщине турбулентного пограничного слоя. Непрерывные линии – $Re_x = 5 \times 10^5$, $\delta^* = 2$ мм, пунктир – $Re_x = 10^6$, $\delta^* = 3$ мм. $U_1 = 10$ м/м, $T_W = 373$ К, $M_{L1} = 5$ %: 1–3 – $d_1 = 10; 50; 100$ мкм

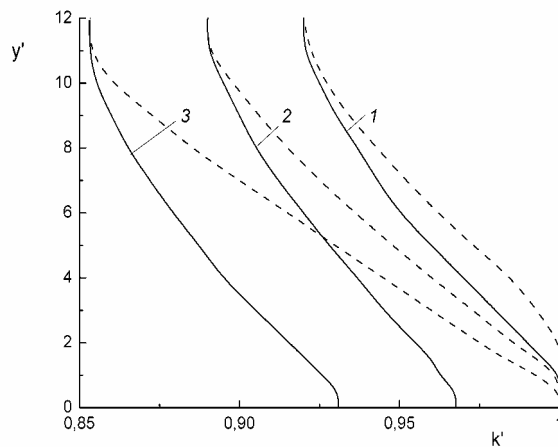


Рис. 3. Влияние каплей на изменение турбулентности газовой фазы, обозначения линий и условия проведения расчетов соответствуют данным рис. 2

зоны однофазного течения в пристенной области их наклон становится близким к закону турбулентного пограничного слоя в стандартных условиях [12]

$$Nu_x = 0.0288 Re_x^{0.8} Pr^{0.4} . \quad (1)$$

Одним из основных параметров определяющим теплообменные процессы в двухфазных потоках, является размер жидких каплей во внешнем потоке. Результаты этой серии расчетов демонстрируются на рис. 3б. С ростом диаметра жидких каплей, при постоянном их массовом содержании, уменьшается площадь межфазной поверхности. Поэтому снижается интенсивность теплопереноса. В то же время для мелких каплей ($d_1 < 10$ мкм)

реализуется режим равновесного испарения, и степень интенсификации для такого диапазона размеров не зависит от диаметра капель.

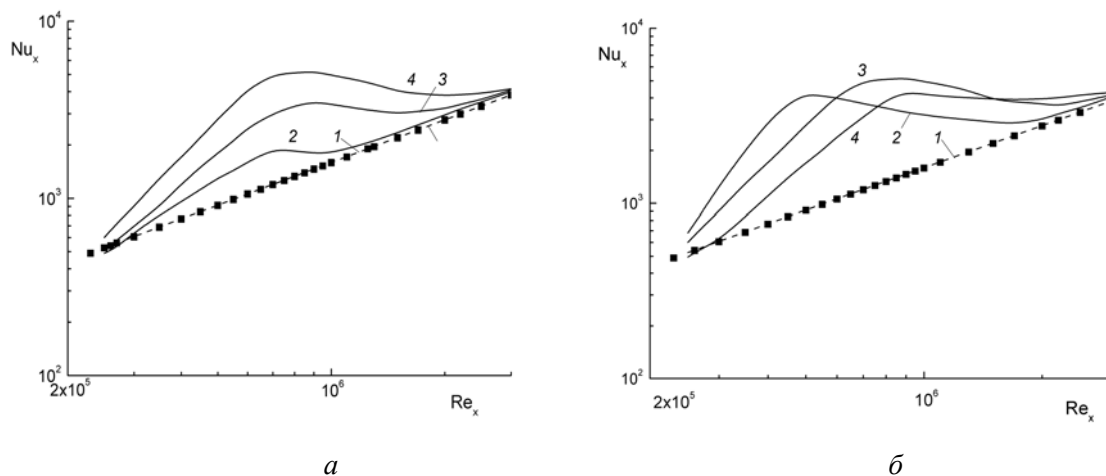


Рис. 4. Распределение числа Нуссельта в зависимости от числа Рейнольдса. Точки – расчет по формуле (1). Расчет настоящей работы для однофазного режима течения. $U_1 = 10$ м/с, $d_1 = 50$ мкм, $T_w = 373$ К. 1 – $M_{L1} = 0$; 2 – 0.01; 3 – 0.02; 4 – 0.05.

Сопоставление с данными измерений.

В отличие от ламинарного пограничного слоя данных по измерению структуры течения и теплообмена при турбулентном обтекании вертикальной пластины туманообразным газочапельным потоком не было найдено в литературе. Ввиду этого, в данном разделе приведены сопоставления с известными измерениями по структуре турбулентного пограничного слоя воздуха с твердыми частицами [3].

Изменения продольной и поперечной компонент турбулентности однофазного газа и дисперсной фазы по поперечной координате приведены на рис. 5. Продольная компонента пульсаций скорости частиц и газа существенно возрастает по мере приближения к поверхности пластины и интенсивность пульсаций скорости частиц $u'_p = \langle u_p'^2 \rangle / U_1$ (кривые 2 и 3) выше соответствующего значения для газа $u' = \langle u'^2 \rangle / U_1 = 2k / (3U_1)$ (кривая 1) по всему сечению пограничного слоя за счет генерации энергии турбулентности из осредненного движения частиц в продольном направлении (см. рис. 5а).

Распределения поперечных пульсаций скорости однофазного газа $v' = \langle v'^2 \rangle / U_1 = 2k / (3U_1)$ и частиц $v'_p = \langle v_p'^2 \rangle / U_1$ представлены на рис. 5б. Интенсивность трансверсальных пульсаций частиц меньше соответствующего значения при однофазном течении газа. Этот факт можно интерпретировать следующим образом. Число Стокса $St = \tau / T_f = O(1)$ для рассматриваемых условий и частицы вовлекаются в крупномасштабное движение газа и отбирают часть энергии от газа, где T_f – характерное время

газовой фазы в осредненном движении. Снижение величины поперечных пульсаций газовой фазы вызывает уменьшение скорости пульсаций частиц. В пристенной области величина турбулентной энергии газа резко возрастает. Размер дисперсной фазы оказывает сильное влияние на интенсивность флуктуаций скорости частиц по всему сечению пограничного слоя. Причем этот эффект увеличивается с ростом размера дисперсной примеси.

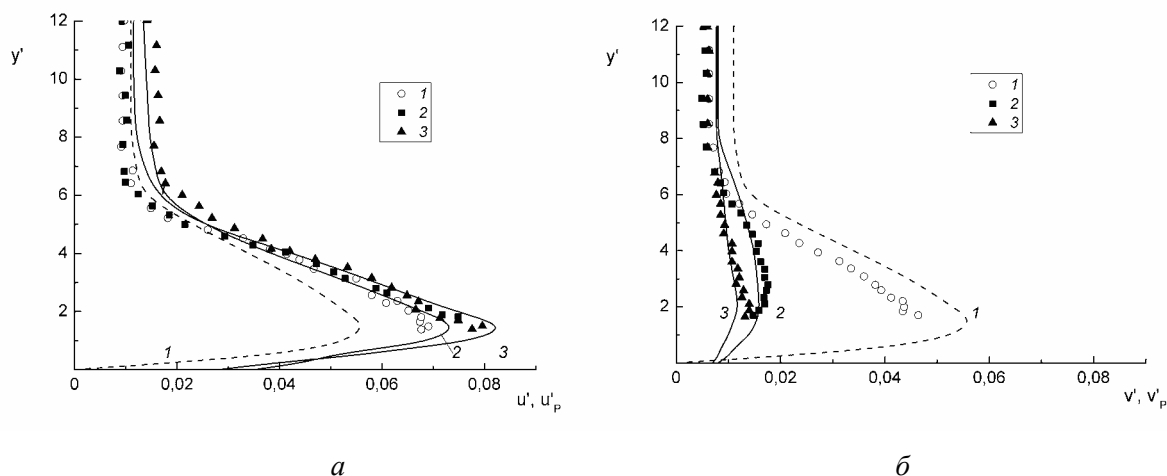


Рис. 5. Распределения продольных (а) и поперечных (б) пульсаций скорости газа (непрерывные линии) и частиц стекла (пунктир) по толщине пограничного слоя при $M_{L1} = 0.02$, $x = 0.55$ м: 1 – газовая фаза; 2 – частицы стекла ($d = 50$ мкм); 3 – частицы стекла ($d = 90$ мкм)

Заключение

Выполнено численное моделирование динамики течения и теплообмена в газочапельном пограничном слое на плоской пластине.

Толщина пограничного слоя практически не изменяется в зависимости от размера капель. Наличие жидкой фазы в потоке оказывает значительно большее влияние на распределение температур, что в итоге вызывает более интенсивный рост теплообмена по сравнению с трением.

На интенсивность теплообмена в турбулентном туманообразном потоке оказывают сильное влияние массовая концентрация жидкой фазы и начальный размер капель. Показано наличие оптимума у теплообмена, до которого теплообмен с возрастанием размера капель увеличивается, а далее – снижается за счет значительного уменьшения межфазной поверхности.

Проведенное сопоставление результатов анализа с экспериментальными и численными данными свидетельствует о количественном согласии расчетных и опытных данных.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 11-08-00112) и Интеграционного проекта СО РАН и НАН Беларуси (проект № 26).

Литература

- [1] Osipov A.N. Mathematical modeling of dusty-gas boundary layers. *Appl. Mech. Review.* 1997. V. 50. № 6. pp. 357–370.
- [2] Терехов В.И., Пахомов М.А. Теплоперенос и гидродинамика в газочастичных потоках. Новосибирск: Изд-во Новосибирского гос. техн. уни-та . 2008. 284 с.
- [3] Rogers C.B., Eaton J.K. The behavior of small particles in a vertical turbulent boundary layer in air. *Int. J. Multiphase Flow.* 1990. V. 16. № 5. pp. 819–834.
- [4] Rogers C.B., Eaton J.K. The effect of small particles on fluid turbulence in a flat plate, turbulent boundary layer in air. *Physics of Fluids A.* 1991 V. 3. № 5. pp. 928–937.
- [5] Варакин А.Ю., Михатулин Д.С., Полежаев Ю.В., Поляков А.Ф. Измерения полей скоростей газа и твердых частиц в пограничном слое турбулизированного гетерогенного потока. *Теплофизика высоких температур.* 1995. Т. 33. № 6. сс. 915–921.
- [6] Kaftori D., Hestroni G., Banerjee S. Particle behavior in the turbulent boundary layer II: velocity and distribution profiles. *Physics of Fluids A.* 1995. V. 7. № 5. сс. 1107–1121.
- [7] Taniere A., Oesterle B., Monnier J.C. On the behaviour of solid particles in a horizontal boundary layer with turbulence and saltation effects. *Experiments in Fluids.* 1997. V. 23. № 6. pp. 463–471.
- [8] Wang J., Levy E.K. Particle behavior in the turbulent boundary layer of a dilute gas-particle flow past a flat plate. *Int. J. Experimental and Thermal Fluid Science.* 2006. V. 30. № 5. pp. 473–483.
- [9] Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука. 1994. 320 с.
- [10] Деревич И.В., Зайчик Л.И. Осаждение частиц из турбулентного потока. *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 5. сс. 96-104.
- [11] Hwang C.B., Lin C.A. Improved low-Reynolds-number $k-\tilde{\epsilon}$ model based on direct simulation data. *AIAA J.* 1998. V. 36. pp. 38–43.
- [12] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука. 1974. 712 с.