

УДК 532.529.5:532.517.4

© 1994 г. Л. И. ЗАЙЧИК, М. В. КОЗЕЛЕВ, В. А. ПЕРШУКОВ

РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНЫХ ГАЗОДИСПЕРСНЫХ ТЕЧЕНИЙ В КАНАЛАХ С ЗОНАМИ РЕЦИРКУЛЯЦИИ

На основе эйлерова двухскоростного описания выполнено численное моделирование газодисперсных турбулентных рециркуляционных течений в плоском канале с расширением за уступом и в цилиндрической камере с внезапным расширением.

Рассматривается применение так называемого эйлерова подхода, основанного на использовании уравнений единого математического типа для описания движения несущей и дисперсной фаз для расчета рециркуляционных турбулентных газодисперсных течений. Основные успехи применения эйлерова подхода для расчета дисперсных потоков достигнуты, как правило, для относительно простых течений, например струй и потоков в прямых каналах [1—10], когда характер течения близок к одномерному и допускается решение системы уравнений в приближении теории пограничного слоя.

Примеры использования эйлерова подхода для описания сложных газодисперсных течений, имеющих ярко выраженный двумерный или трехмерный характер, крайне ограничены [11—14]. Для обоснования преимущества (или по крайней мере конкурентоспособности) эйлерова способа описания турбулентных дисперсных потоков по сравнению с широко распространенным смешанным эйлерово-лагранжевым способом в данной статье представлены результаты расчета двумерных течений в плоском канале с расширением за ступенькой и в цилиндрической камере сгорания с внезапным расширением. Расчеты выполнены на основе моделей, развиваемых в [4, 8, 10, 15].

1. Для построения системы уравнений, описывающей движение дисперсной фазы с небольшой объемной концентрацией, используется уравнение для функции плотности вероятности (ФПВ) скорости частиц в турбулентном потоке [15]

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} + v_k \frac{\partial P}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial v_k} \left(\frac{U_k - v_k}{\tau_u} + F_k \right) P = \frac{f_u}{\tau_u} \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial^2 P}{\partial v_i \partial v_k} + g_u \langle u_i' u_k' \rangle \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x_i \partial v_k} + \frac{\partial V_n}{\partial x_k} \frac{\partial^2 P}{\partial v_i \partial v_n} \right) \quad (1.1)$$

где τ — время, U_k и u_k' — осредненная и пульсационная составляющие скорости газа, v_k — скорость твердой фазы, F_k — внешняя сила, τ_u — время динамической релаксации частиц, $\langle u_i' u_k' \rangle$ — вторые одноточечные одновременные моменты пульсаций скорости газа.

Коэффициенты вовлечения частиц в пульсационное движение несущего потока f_u , g_u определяются главным образом структурой энергосодержащих турбулентных вихрей и в случае ступенчатой аппроксимации двухвременной корреляционной функции пульсаций скорости газа вдоль траекторий частиц имеют вид [4]

$$f_u = 1 - \exp \left(- \frac{T_p}{\tau_u} \right), \quad g_u = \frac{T_p}{\tau_u} - 1 + \exp \left(- \frac{T_p}{\tau_u} \right) \quad (1.2)$$

где T_p — время взаимодействия частиц с энергосодержащими вихревыми образованиями газа (турбулентными молями).

Путем интегрирования (1.1) по всему объему в пространстве скоростей и представления осредненной скорости дисперсной фазы в виде «конвективного» и «диффузионного» слагаемых [8, 10] получаются уравнения диффузии и движения частиц

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{\partial \Phi V_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_{ik}^p \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \Phi V_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \Phi V_i V_k}{\partial x_k} = - \frac{\partial \Phi \langle v_i' v_k' \rangle}{\partial x_k} + \Phi \left(\frac{U_i - V_i}{\tau_u} + F_i \right) \quad (1.4)$$

$$D_{ik}^p = \tau_u g_u \langle u_i' u_k' \rangle = \tau_u g_u D_{ik} / T_u, \quad D_{ik} = T_u \langle u_i' u_k' \rangle$$

где Φ — осредненная объемная концентрация дисперсной фазы, V_i — «конвективная» составляющая скорости дисперсной фазы (для нее используется то же обозначение, что и для полной осредненной скорости), D_{ik}^p — тензор диффузии частиц, D_{ik} — тензор турбулентной диффузии безынерционной примеси, T_u — временной лагранжев макромасштаб турбулентности, $\langle v_i' v_k' \rangle$ — турбулентные напряжения в дисперсной фазе.

Уравнения (1.3), (1.4) для Φ и V_i , полученные из уравнения для ФПВ (1.1), совпадают с соответствующими уравнениями в [8, 10], полученными путем осреднения уравнений баланса массы и количества движения с использованием объемной концентрации частиц в качестве весовой функции. Уравнения для вторых моментов пульсаций скорости частиц, полученные этими двумя способами, также совпадают [8, 10, 15]. С учетом изотропного представления конвективных и диффузионных членов, а также тензора порождения в уравнениях для вторых моментов из них получаются следующие алгебраические выражения для турбулентных напряжений в дисперсной фазе [8, 10, 15]:

$$\langle v_i' v_k' \rangle = \frac{2}{3} k_p \delta_{ik} - \nu_p \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial V_n}{\partial x_n} \delta_{ik} \right) \quad (1.5)$$

$$\nu_p = f_u \nu_i + \frac{1}{3} \tau_u k_p, \quad k_p = \frac{1}{2} \langle v_k' v_k' \rangle$$

Здесь ν_p — коэффициент турбулентной вязкости частиц, ν_i — коэффициент турбулентной вязкости газа, k_p — турбулентная энергия частиц.

Уравнение для турбулентной энергии частиц имеет вид

$$\frac{\partial \Phi k_p}{\partial \tau} + \frac{\partial \Phi V_k k_p}{\partial x_k} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\Phi \frac{\langle v_k' v_n' v_n' \rangle}{2} \right) - \Phi \langle v_i' v_k' \rangle \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{2\Phi}{\tau_u} (f_u k - k_p) \quad (1.6)$$

где k — турбулентная энергия газа.

Для определения диффузионного члена в (1.6) привлекаются уравнения для третьих моментов пульсаций скорости, вытекающие из (1.1); в результате ряда упрощений получается выражение [15]

$$\frac{\langle v_k' v_n' v_n' \rangle}{2} = - \Lambda_p \frac{\partial k_p}{\partial x_k}, \quad \Lambda_p = \frac{10}{27} \tau_u (k_p + g_u k) \quad (1.7)$$

В [10] получено аналогичное (1.7) выражение для диффузионного члена, с той лишь разницей, что в коэффициенте диффузии турбулентной энергии Λ_p отсутствует второй член в круглых скобках. Однако это отличие не играет существенной роли, так как для инерционных частиц ($\tau_u / T_p > 1$) коэффициент g_u мал, а для мелких частиц ($\tau_u / T_p < 1$) сам диффузионный член не дает практически значимого вклада в баланс турбулентной энергии дисперсной фазы.

Осредненное движение газовой фазы описывается уравнением неразрывности и баланса количества движения

$$\partial U_k / \partial x_k = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial \tau} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_k} - \frac{\partial \langle u_i' u_k' \rangle}{\partial x_k} - \frac{\rho_p \Phi}{\rho \tau_u} (U_i - V_i) + F_i \quad (1.9)$$

где ρ , ρ_p — плотности газа и материала частиц, P — давление.

Турбулентные напряжения в газовой фазе определяются в соответствии с градиентным представлением

$$\langle u_i' u_k' \rangle = \frac{2}{3} k \delta_{ik} - \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \quad (1.10)$$

Турбулентные характеристики газа рассчитываются на основе двухпараметрической $k - \varepsilon$ модели турбулентности. Уравнения для турбулентной энергии газа k и ее диссипации ε с учетом обратного влияния частиц записываются в виде [10]

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial \tau} + U_k \frac{\partial k}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) - \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \\ &- \varepsilon - \frac{\rho_p}{\rho \tau_u} \left[2\Phi (1 - f_u) k - \tau_u g_u \langle u_i' u_k' \rangle (U_i - V_i) \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + U_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \\ &- C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - \frac{2\rho_p \varepsilon}{\rho \tau_u} \left[\Phi (1 - f_\varepsilon) - \frac{\tau_u g_\varepsilon}{3} (U_k - V_k) \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$f_\varepsilon = 1 - \exp \left(-\frac{T_\varepsilon}{\tau_u} \right), \quad g_\varepsilon = \frac{T_\varepsilon}{\tau_u} - 1 + \exp \left(-\frac{T_\varepsilon}{\tau_u} \right)$$

Коэффициент турбулентной вязкости газа определяется соотношением

$$\nu_t = \frac{C_\mu}{1 + (P_k/\varepsilon - 1 - A_k/\varepsilon)/C_1} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (1.13)$$

$$P_k = \frac{P_{nn}}{2}, \quad P_{ij} = - \left(\langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \langle u_j' u_k' \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right)$$

$$\begin{aligned} A_k &= \frac{A_{nn}}{2}, \quad A_{ij} = \frac{\rho_p}{\rho \tau_u} \left\{ 2\Phi (1 - f_u) \langle u_i' u_j' \rangle - \right. \\ &\left. - g_u [\langle u_i' u_k' \rangle (U_j - V_j) + \langle u_j' u_k' \rangle (U_i - V_i)] \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right\} \end{aligned}$$

Здесь P_{ij} и A_{ij} определяют соответственно генерацию турбулентных напряжений в газовой фазе из осредненного движения и обратное влияние частиц на турбулентные напряжения газа. Выражение (1.13) получено на основе преобразования Роды уравнений для вторых моментов пульсаций скорости газа с целью их редукции к алгебраической форме [16] при использовании изотропных представлений для тензоров P_{ij} и A_{ij}

$$P_{ij} = -\frac{2}{3} k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad A_{ij} = \frac{2}{3} A_k \delta_{ij}$$

При $P_k = \varepsilon$ и $A_k = 0$ (1.13) переходит в обычное для стандартной двухпараметрической модели турбулентности выражение для коэффициента

турбулентной вязкости. Поправочная функция в (1.13) учитывает влияние неравновесности турбулентности и дисперсной фазы на v_r . Следует отметить, что соотношение (1.13) предсказывает такой же характер влияния неравновесности турбулентности v_r , как и полученная Родри экспериментальная зависимость для однофазного сдвигового слоя [16]: с ростом P_k/ε имеет место снижение коэффициента турбулентной вязкости.

Постоянные в (1.11) и (1.12) имеют стандартные для двухпараметрической модели турбулентности значения [17]: $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $C_{\varepsilon_1} = 1,44$, $C_{\varepsilon_2} = 1,92$, $C_\mu = 0,09$. Постоянная C_1 в (1.13) соответствует константе в аппроксимации Ротта для обменных членов в уравнениях баланса вторых моментов пульсаций скорости. Для постоянной C_1 выбирается среднее из обычно используемых значений $C_1 = 2,0$ [16].

Для коэффициента турбулентной диффузии безынерционной примеси D_{ik} , через который выражается коэффициент диффузии частиц D_{ik}^p в уравнении (1.3), принимается изотропное представление $D_{ik} = D_t \delta_{ik}$, где $D_t = \nu_t / Sc_p$, а турбулентное число Шмидта $Sc_t = 0,8$.

Время взаимодействия частиц с энергосодержащими вихревыми образованиями газа определяется формулой

$$T_p = T_u / \sqrt{1 + (T_u |U - V| / L)^2} \quad (1.14)$$

где $L = (2k/3)^{1/2} T_u$ — пространственный макромасштаб турбулентности.

Временные макро- и микромасштабы турбулентности задаются соотношениями

$$T_u = \alpha \frac{k}{\varepsilon}, \quad \alpha = \frac{3C_\mu}{2Sc_t}, \quad T_t = \left(\frac{15\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

Таким образом, система уравнений (1.3), (1.4), (1.6), (1.8), (1.9), (1.11), (1.12) с учетом соотношений (1.2), (1.5), (1.7), (1.10), (1.13) — (1.15) дает замкнутое описание турбулентного газодисперсного потока.

2. Для решения уравнений (1.3), (1.4), (1.6), описывающих движение дисперсной фазы, необходимо задать граничные условия на ограничивающих течение поверхностях. Для построения граничных условий для уравнений движения дисперсной фазы, так же как и при получении граничных условий в теории разреженного газа [18], необходимо иметь информацию о ФПВ частиц в пристеночной области. В [4, 7] граничные условия определяются на основе решения уравнения для ФПВ методом малого параметра, а в [6, 9] — с использованием априорно заданной ФПВ в виде δ -функции или квазинормального распределения по скоростям.

Приведем граничные условия для случая отсутствия осаждения (поглощения) частиц на поверхности в предположении упругого взаимодействия частиц со стенкой в нормальном направлении, т. е. учитывая только возможную потерю импульса в тангенциальном направлении. В этом случае плотность вероятности перехода частиц из состояния до взаимодействия (удара) со стенкой 1 в состояние после взаимодействия 2 описывается выражением

$$P_w(v_2/v_1) = \delta(v_{x2} - \varphi v_{x1}) \delta(v_{y2} + v_{y1})$$

где x и y — тангенциальная и нормальная стенки координаты, φ — коэффициент восстановления тангенциальной компоненты скорости частиц при соударении со стенкой.

При отсутствии массового потока дисперсной фазы через стенку согласно уравнению (1.3) имеем

$$y = 0: V_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

Из выражения для касательного напряжения на стенке в рассматриваемом случае [7,9]

$$\langle v_x' v_y' \rangle = - \frac{1 - \varphi}{1 + \varphi} \sqrt{\frac{2 \langle v_y'^2 \rangle}{\pi}} V_x$$

с учетом (1.5) получаем следующее граничное условие для тангенциальной скорости дисперсной фазы:

$$y = 0: v_p \frac{\partial V_x}{\partial y} = \frac{1 - \varphi}{1 + \varphi} \sqrt{\frac{4k_p}{3\pi}} V_x \quad (2.2)$$

Выражение (2.2) представляет собой граничное условие третьего рода. Из (2.2) следует, что вследствие динамической инерционности частиц на поверхности может иметь место скоростное скольжение. В случае идеально гладкой стенки коэффициент восстановления $\varphi = 1$, для сильно шероховатой поверхности может быть принято $\varphi = 5/7$ [19, 20].

В соответствии с допущением об упругом взаимодействии частиц со стенкой в нормальном направлении $\partial \langle v_y'^2 \rangle / \partial y = 0$ при $y = 0$. Поэтому граничное условие для уравнения (1.6) может быть представлено в виде

$$y = 0: \partial k_p / \partial y = 0 \quad (2.3)$$

Согласно (2.3), турбулентная энергия дисперсной фазы на стенке, несмотря на нулевое значение турбулентной энергии несущего потока, может быть отлична от нуля. Эффект наличия флуктуаций скорости дисперсной фазы вблизи стенки объясняется переносом пульсаций из турбулентной области потока, обусловленным инерционностью частиц.

В качестве граничных условий для уравнений осредненного движения газовой фазы (1.8), (1.9) на стенках задаются условия прилипания

$$y = 0: U_i = 0 \quad (2.4)$$

Для определения пульсационных характеристик течения вблизи стенок целесообразно использовать получивший широкое распространение для расчета однофазных течений метод пристеночных функций [17]. Введение пристеночных функций позволяет существенно уменьшить количество расчетных узлов в направлении нормали к поверхности. В этом случае граничные условия для уравнений (1.11), (1.12) задаются не на самой стенке, а на некотором расстоянии от нее вне области вязкого подслоя — в так называемом «логарифмическом слое». В основе метода пристеночных функций лежат допущения о постоянстве турбулентного касательного напряжения $\langle u_x' u_y' \rangle$ и турбулентной энергии k , а также об универсальности профиля параллельной поверхности компоненты скорости U_x в пристеночной области, где выбирается первый узел расчетной сетки для уравнений (1.11), (1.12).

Из анализа системы уравнений для вторых моментов пульсаций скорости газовой фазы следует, что турбулентная энергия газа в логарифмическом слое и при наличии дисперсной фазы с достаточной степенью точности может быть определена при помощи соотношения

$$k = u_*^2 C_\mu^{-1/2} \quad (2.5)$$

где u_* — динамическая скорость.

Скорость диссипации в логарифмическом слое определяется выражением

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / \chi y \quad (2.6)$$

где для однофазного течения $\kappa = 0,4$ — постоянная Прандтля — Кармана. Предполагая консервативность пространственного масштаба турбулентности в пристеночной области по отношению к воздействию усложняющих течение факторов, можно положить κ равной постоянной Прандтля — Кармана и для двухфазного потока.

Динамическая скорость u_* и трение газа на стенке $\tau_w = \rho u_*^2$ могут быть определены из универсального логарифмического профиля скорости в пристеночной области

$$u_* = \frac{U_x}{u_*} = \frac{\ln y_*}{\kappa} + A, \quad y_* = \frac{yu_*}{\nu} \quad (2.7)$$

Справедливость «закона стенки» (2.7) с теми же значениями постоянных κ и A , что и в однофазном потоке, для вертикального и горизонтального потоков газозвеси экспериментально подтверждены в [21].

Таким образом, формулы (2.1) — (2.7) определяют граничные условия на твердых поверхностях для системы уравнений движения турбулентного газодисперсного потока.

В качестве граничных условий на входе используются однородные по сечениям каналов распределения U_x , k и ϵ , а на выходе из каналов предполагается непрерывность решения вплоть до вторых производных по продольной координате.

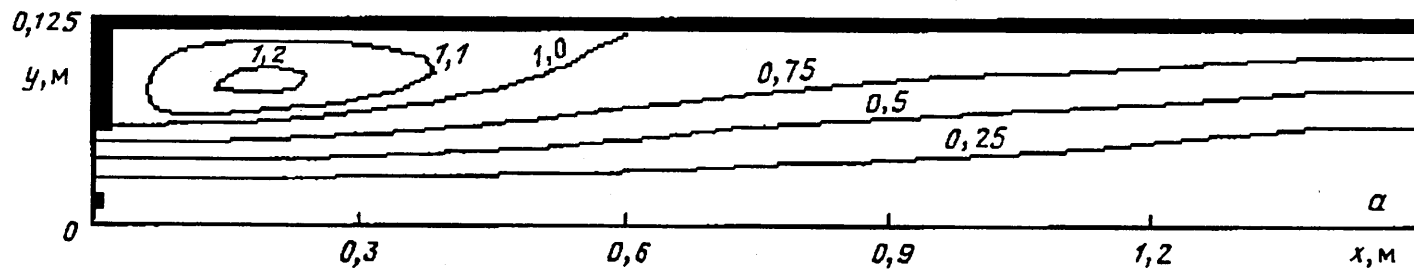
3. На основе описанной выше системы уравнений выполнены расчеты аэродинамики камеры сгорания. Камера сгорания представляет собой цилиндрический канал с областью внезапного расширения, в который газодисперсная смесь подается через два входных патрубка, обеспечивающих разделение ее на первичный и вторичный потоки (фиг. 1). Дисперсная фаза подается в осевую зону камеры и смешивается с чистым воздухом. В результате резкого расширения канала образуется зона рециркуляционного течения.

На фиг. 1, а представлены линии тока, наглядно демонстрирующие существенную неравномерность полей скоростей в различных сечениях камеры сгорания. Значения функции тока на каждой из линий по мере увеличения расстояния от оси равны 0,1, 0,25, 0,5, 0,75, 1,0, 1,1, 1,2 и характеризуют поток массы через концевое сечение, нормированный на начальный расход. На фиг. 1, б—г представлены профили скоростей соответственно газового потока (б), частиц диаметром 46 мкм (в), частиц диаметром 100 мкм (г). Штриховая линия соединяет координаты нулевых скоростей частиц в каждом сечении.

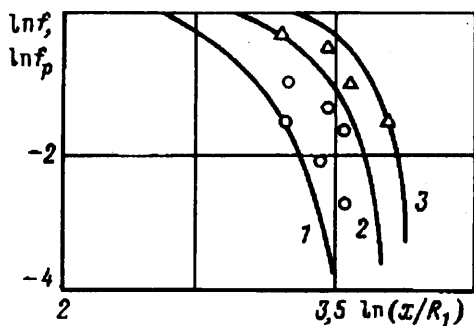
Результат сравнения с экспериментальными данными [22] (фиг. 1, б) свидетельствует об удовлетворительном описании осредненных скоростей газа в рамках используемой модели. Профили скоростей частиц разных размеров существенно различаются между собой и отличаются от профиля скорости газа. С увеличением размера частиц профиль V_x становится более пологим, и в пределе $\tau_w \rightarrow \infty$ движение дисперсной фазы аналогично поступательному движению твердого тела, что хорошо коррелирует с данными экспериментальных исследований, выполненных для течений в трубах [23].

В соответствии с тенденцией сохранения направления вектора скорости крупных частиц параллельно начальному, происходит снижение степени вовлечения дисперсной фазы в циркуляционное течение. С ростом размера частиц зона отрицательных скоростей резко сокращается, т. е. скорости несущей и дисперсной фаз не только существенно различаются по значению, но и направлены в противоположные стороны. Следовательно, времена пребывания частиц различных размеров в зоне циркуляции могут различаться в несколько раз.

Значительная неоднородность осредненных скоростей газа и частиц приводит в соответствии с градиентными представлениями тензора турбулентных напряжений газовой (1.10) и дисперсной фаз (1.5) к резко изменяющемуся по сечению полю турбулентных пульсаций. Максимальный уровень турбулентных



Фиг. 1



Фиг. 2

пульсаций (составляющий 10—15% от максимума средней скорости) наблюдается в области разделения основного потока и зоны обратных токов.

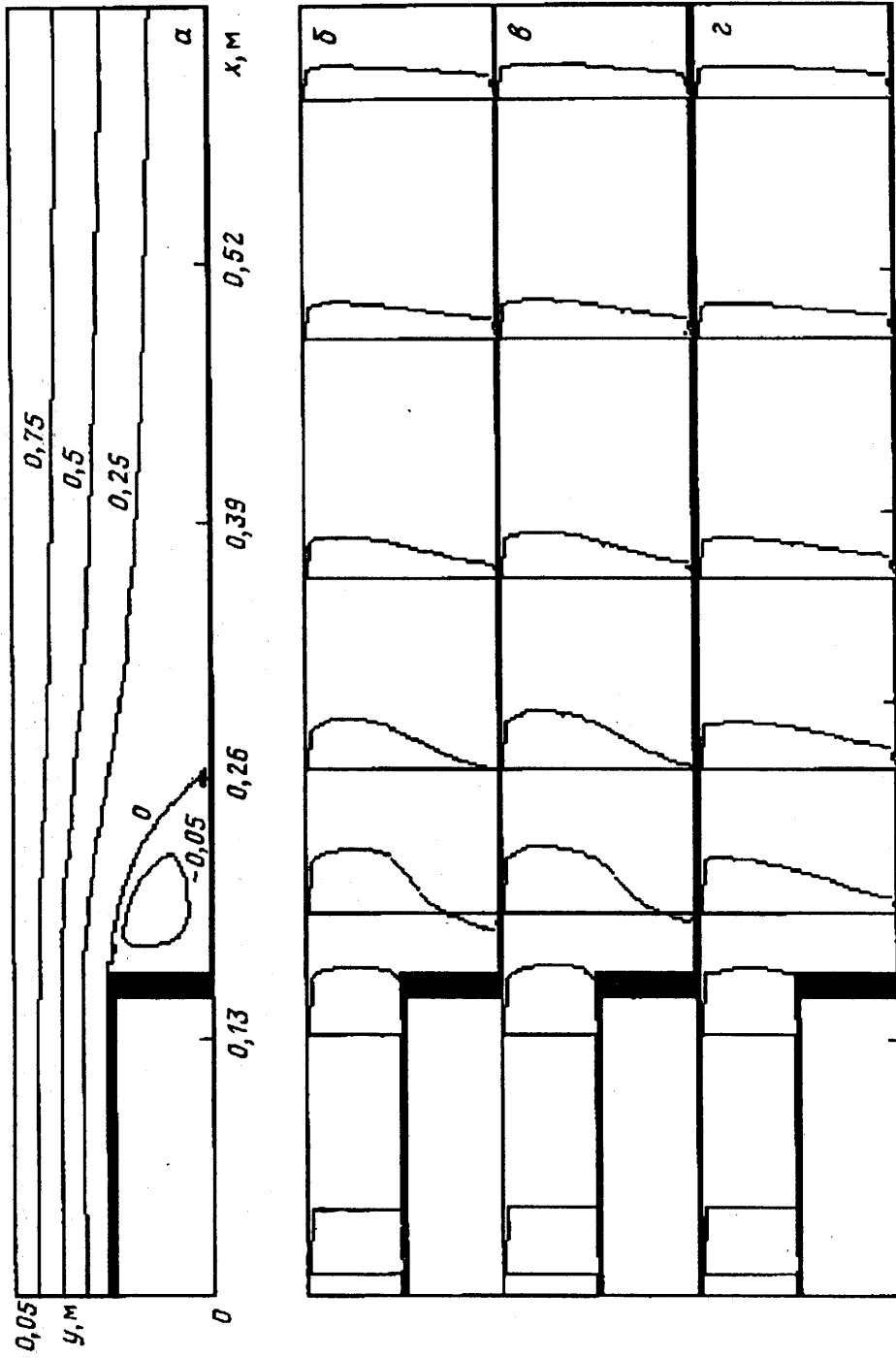
Столь неравномерное распределение турбулентной энергии с наличием глубокого минимума в осевой области потока приводит к появлению потенциального барьера для частиц. Данное обстоятельство обусловлено турбулентной миграцией (силой турбофореза), направленной в сторону уменьшения пульсационной энергии газа [8]. Под воздействием силы турбофореза происходит резкое сокращение диффузионного обмена частицами между зонами прямооточного и рециркуляционного движения среды, что уменьшает вероятность попадания частиц в зону обратных токов и ухудшает процессы смешения.

На фиг. 2 представлено изменение функции смешения потоков дисперсной фазы $f_p = \Phi V_x / \Phi_0 V_{x0}$ и пассивного скаляра $f = m_1 / (m_1 + m_2)$ (где m_i — поток массы скалярной примеси в первичном ($i=1$) и вторичном ($i=2$) потоках) по оси аппарата. Кривая 1 соответствует смешению пассивного скаляра, 2 — дисперсной фазе с диаметром частиц 19 мкм, 3 — дисперсной фазе с диаметром частиц 54 мкм (экспериментальные данные [22]), R_1 — радиус центрального патрубка ввода газодисперсного потока. Видно, что смешение инерционной примеси происходит с существенно меньшей скоростью, чем безынерционной. С ростом размера частиц происходит дальнейшее замедление процесса смешения (кривая 3).

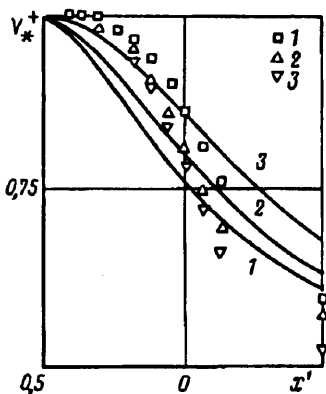
С целью более детального анализа динамики частиц различного диаметра в циркуляционных зонах выполнены расчеты газодисперсного течения в плоском канале с обращенным вниз по потоку уступом. Геометрические характеристики канала с уступом соответствовали экспериментальному стенду, описанному в [24], и представлены на фиг. 3, а. Число Рейнольдса, построенное по высоте уступа H , принималось равным $Re = U_0 H / \nu = 3 \cdot 10^5$, где U_0 — скорость газа на входе. Картина течения, характеризуемая линиями тока, показана на фиг. 3, а. Значения функции тока на каждой изолинии соответствуют обозначениям на фиг. 1, а. Профили скоростей газа, частиц с $d_p = 30$ мкм и частиц с $d_p = 70$ мкм приведены соответственно на фиг. 3, б—г.

С ростом диаметра частиц степень их вовлечения в рециркуляционное движение уменьшается. Крупные частицы полностью сохраняют направление начального движения, что проявляется в отсутствии отрицательных скоростей во всем поле течения. В целом общая картина течения слабо отличается от рассматриваемого выше случая потока в камере сгорания.

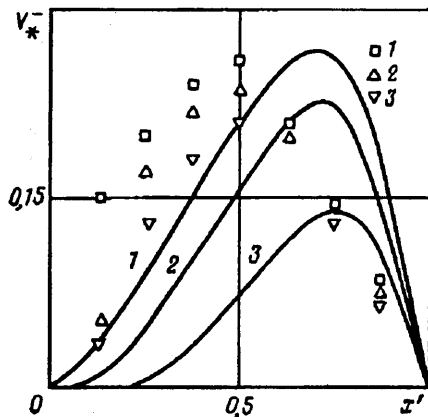
Следует отметить, что в анализируемых течениях важную роль играет правильность формулировки граничных условий для пульсационной энергии дисперсной фазы. Списанный выше эффект ненулевых значений пульсационной энергии частиц на стенках канала имеет принципиальное значение. Использование локально-однородного приближения для турбулентной энергии частиц в виде $k_p = f_p k$ приводит к нефизическому росту концентрации дисперсной фазы вблизи



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

стенки. Рост концентрации обусловлен сохранением потока пульсационной энергии частиц $\Phi k_p \approx \text{const}$ вблизи стенки, откуда следует, что $\Phi \rightarrow \infty$ при $k_p \rightarrow 0$. Привлечение дифференциального уравнения для k_p (1.6) с граничным условием (2.3) приводит к достаточно удовлетворительным физическим результатам.

Для количественного сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными [24] проанализировано изменение максимальной положительной скорости по длине канала V_{max}^+ и максимальной отрицательной скорости по длине циркуляционной зоны V_{max}^- . Данные зависимости приведены на фиг. 4 и 5, где $V_*^\pm = V_{\text{max}}^\pm / U_0$, $x' = (x_r - x) / x_r$, x_r — координата точки присоединения циркуляционной зоны. Кривая 1 соответствует газовому потоку, 2 — построена по скоростям частиц с $d_p = 15$ мкм, 3 — по скоростям частиц в $d_p = 30$ мкм. Как в расчетах, так и в эксперименте с ростом диаметра частиц наблюдается смещение максимума отрицательной скорости дисперсной фазы в сторону уступа (вверх по потоку).

Таким образом, результаты расчетов свидетельствуют о корректности описания осредненных характеристик сложных газодисперсных турбулентных течений с зонами рециркуляции в рамках предлагаемой модели. Для расчета характеристик дисперсной фазы в ограниченных потоках необходимо привлечение уравнения для пульсационной энергии частиц, так как локально-однородное приближение приводит к существенным погрешностям в пристеночной области течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-15902).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chen C. P., Wood P. E. Turbulence closure modeling of the dilute gas-particle axisymmetric jet//AIChE Journal. 1986. V. 32. № 1. P. 163—166.
2. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П. Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наук. думка, 1987. 239 с.
3. Mostafa A. A., Mongia H. C. On the modeling of turbulent evaporating sprays: Eulerian versus Lagrangian approach//Int. J. Heat and Mass Transfer. 1987. V. 30. № 12. P. 2583—2593.
4. Деревич И. В., Зайчик Л. И. Осаждение частиц из турбулентного потока//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 5. С. 96—104.
5. Rizk M. A., Elghobashi S. E. A two-equation turbulence model for dispersed dilute confined two-phase flows//Int. J. Multiphase. 1989. V. 15. № 1. P. 119—133.

6. Кондратьев Л. В., Шор В. В. Исследование турбулентного течения газозвеси в трубе с учетом соударения со стенкой и вращения частиц//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 1. С. 56—64.
7. Деревич И. В., Ерошенко В. М. Расчет осредненного скоростного скольжения фаз при турбулентном течении дисперсных потоков в каналах//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 2. С. 69—78.
8. Винберг А. А., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Модель расчета турбулентных газодисперсных струйных течений//Инж.-физ. журн. 1991. Т. 61. № 4. С. 554—563.
9. Гусев И. Н., Гусева Е. И., Зайчик Л. И. Модель осаждения частиц из турбулентного газодисперсного потока в каналах с поглощающими стенками//Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 1. С. 58—65.
10. Винберг А. А., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Расчет переноса импульса и тепла в турбулентных газодисперсных струйных течениях//Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 3. С. 69—80.
11. Pourahmadi F., Humphrey J. A. C. Modeling solid-fluid turbulent flows with application to predicting erosive wear//Phys. Chem. Hydrodyn. 1983. V. 4. № 3. P. 191—219.
12. Dobrowolski B. A computation model for the prediction of two-dimensional non-equilibrium turbulent recirculating two-phase flow//Arch. Mech. 1986. V. 38. № 5—6. P. 611—634.
13. Hong T., Zhou L. Numerical simulation of three dimensional turbulent gas-particle flows in boiler furnaces by a continuum model of particle phase//Proc. 1st Asian-Pacific Int. Symp. on Combustion and Energy Utilization. Beijing, 1990. Beijing, 1990. P. 184—189.
14. Simonin O. Second-moment prediction of dispersed phase turbulence in particle-laden flows//Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows. Munich, 1991. Munich, 1991. P. 7.4.1—7.4.6.
15. Зайчик Л. И. Модели турбулентного переноса импульса и тепла в дисперсной фазе, основанные на уравнениях для вторых и третьих моментов пульсаций скорости и температуры частиц//Инж.-физ. журн. 1992. Т. 63. № 4. С. 404—413.
16. Роди В. Модели турбулентности окружающей среды//Методы расчета турбулентных течений. М.: Мир, 1984. С. 227—322.
17. Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flow//Comput. Math. Appl. Mech. Eng. 1974. V. 3. № 2. P. 269—289.
18. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
19. Гольдштик М. А., Леонтьев А. К. Об ударе шара о твердую поверхность//Инж.-физ. журн. 1960. Т. 3. № 11. С. 83—88.
20. Наумов В. А. Два подхода к описанию удара сферического тела о шероховатую стенку//Прикл. механика. 1989. Т. 25. № 5. С. 116—119.
21. Гельперин Н. И., Айнштейн В. Г., Крупник Л. И., Мемедляев З. Н. Гидродинамическое сопротивление потоков газозвеси//Изв. вузов. Энергетика. 1976. № 1. С. 94—99.
22. Hahn Y. B., Sohn H. Y. The trajectories and distribution of particles in a turbulent axisymmetric gas jet injected into a flash furnace shaft//Met. Trans. B. 1988. V. 19B. № 1. P. 871—884.
23. Lee L. S., Durst F. On the motion of particle in turbulent duct flows//Int. J. Multiphase Flow. 1982. V. 8. № 1. P. 124—146.
24. Ruck B., Makiola B. Particle dispersion in a single-sided backward-facing step flow//Int. J. Multiphase Flow. 1988. V. 14. № 6. P. 787—800.

Москва

Поступила в редакцию
5.1.1993