

УДК 532.529.5 : 532.517.4

© 1994 г. А. А. ВИНБЕРГ, Л. И. ЗАЙЧИК, В. А. ПЕРШУКОВ

## РАСЧЕТ ДВУХФАЗНЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ СТРУЙНЫХ ПОТОКОВ

Представлены результаты расчетов распространения дисперсной примеси в турбулентных закрученных струйных течениях на основе предложенной авторами модели переноса импульса в турбулентных газодисперсных течениях. Проведено сравнение результатов с экспериментальными данными и с расчетами, выполненными с использованием различных математических моделей.

Теоретическому и экспериментальному исследованию однофазных закрученных струйных течений посвящено большое количество публикаций [1—4]. Значительный прогресс достигнут также в изучении двухфазных прямоочных струйных течений [5—7]. Двухфазные закрученные течения исследованы в существенно меньшей степени. Имеется лишь несколько публикаций, связанных с измерениями осредненных и пульсационных характеристик дисперсной фазы в закрученных потоках [8, 9]. Следует отметить, что теоретическое рассмотрение поведения частиц в закрученных потоках в основном опирается на лагранжево описание дисперсной фазы [4, 8, 9]. В то же время разрабатываемые в последнее время модели, основанные на эйлеровом описании инерционной примеси, позволяют удовлетворительно моделировать поведение частиц в прямоочных струйных потоках [10—14]. Настоящая работа посвящена апробации модели [10, 11] для случая распространения инерционной примеси в турбулентной закрученной струе.

Описание двухфазного турбулентного потока проводится в рамках теории взаимопроникающих континуумов для случая малой концентрации частиц ( $\Phi \ll 1$ ), что позволяет не учитывать взаимодействие частиц друг с другом. При осреднении уравнения дисперсной фазы применяется аналог процедуры Фавра, при этом объемная концентрация частиц используется в качестве весовой функции.

Система уравнений, описывающая осредненные скорости турбулентного осесимметричного закрученного течения несжимаемой газовой среды в присутствии частиц, в цилиндрической системе координат имеет вид [10, 11]

$$\frac{\partial \rho_s U_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_s U_r) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_s U_x^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_s U_r U_x) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( 2 \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_x}{\partial x} \right) +$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_x}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_r}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \rho_s k}{\partial x} - \frac{\rho_s \Phi}{\tau_u} (U_x - V_{cx})$$

$$\frac{\partial \rho_s U_x U_r}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_s U_r^2) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_r}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2 r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_r}{\partial r} \right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_x}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \rho_s k}{\partial r} - \frac{2 \mu_{\text{eff}} U_r}{r^2} + \frac{\rho_s U_\theta^2}{r} - \frac{\rho_s \Phi}{\tau_u} (U_r - V_{cr})$$

$$\frac{\partial \rho_g U_x U_0}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_g U_r U_0) + \frac{\rho_g U_r U_0}{r} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_0}{\partial x} \right) +$$

$$+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U_0}{\partial r} \right) - \frac{U_0}{r^2} \frac{\partial r \mu_{\text{eff}}}{\partial r} - \frac{\rho_p \Phi}{\tau_u} (U_0 - V_{c0})$$

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t, \quad \mu_t = \rho_g C_\mu k^2 / \varepsilon$$

$$\tau_u = \rho_p d_p^2 (18 \mu (1 + 0,15 \text{Re}_p^{0,687}))^{-1}, \quad \text{Re}_p = |U - V| \rho_g d_p / \mu$$

Здесь  $x, r$  — продольная и поперечная координаты;  $\rho_g, \rho_p$  — плотности газа и частиц;  $\Phi$  — объемная концентрация дисперсной фазы;  $U_x(V_x), U_r(V_r), U_0(V_0)$  — продольная, поперечная и окружная компоненты скорости газа (частиц);  $V_c$  — конвективная составляющая осредненной скорости частиц, определенная ниже;  $k$  — турбулентная энергия газа;  $\varepsilon$  — скорость ее диссипации;  $\tau_u$  — время динамической релаксации частиц;  $\text{Re}_p$  — число Рейнольдса обтекания частиц;  $d_p$  — диаметр частиц;  $\mu(\mu_t)$  — ламинарная (турбулентная) динамическая вязкость несущего потока;  $c_\mu$  — константа.

Наряду с обычными членами, описывающими однородный закрученный поток, уравнения (1) содержат дополнительные слагаемые, обусловленные обменом импульсом между газом и частицами.

Пульсационные характеристики несущего потока определяются с применением модифицированной ( $k-\varepsilon$ )-модели, учитывающей взаимодействие частиц с пульсационным полем потока [10, 11, 14]

$$\frac{\partial \rho_g U_x k}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_g U_r k) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) +$$

$$+ \mu_t \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial U_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial U_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{U_r}{r} \right)^2 \right] + \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U_0}{r} \right) \right]^2 + \right.$$

$$\left. + \left( \frac{\partial U_x}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial U_0}{\partial x} \right)^2 \right\} - \rho_g \varepsilon - \frac{2 \rho_p \Phi}{\tau_u} (1 - f_u) k \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_g U_x \varepsilon}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_g U_r \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) +$$

$$+ c_{1\varepsilon} (1 + c_{f_s} \text{Ri}_{f_s}) \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial U_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial U_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{U_r}{r} \right)^2 \right] + \right.$$

$$\left. + \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U_0}{r} \right) \right]^2 + \left( \frac{\partial U_x}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial U_0}{\partial x} \right)^2 \right\} - \rho_g C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} - \frac{2 \rho_p \Phi}{\tau_u} (1 - f_\varepsilon) \varepsilon$$

где  $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{f_s}$  — постоянные.

Уравнение для скорости диссипации турбулентной энергии при  $\rho_p \Phi_0 / \rho_g \rightarrow 0$  отличается от стандартного вида наличием дополнительного слагаемого, пропорционального потоковому числу Ричардсона [2, 8]

$$\text{Ri}_{f_s} = - \langle u_r' u_0' \rangle \frac{U_0}{r} \left\{ - \langle u_x' u_r' \rangle \frac{\partial U_x}{\partial x} - \langle u_r' u_0' \rangle \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U_0}{r} \right) \right] \right\}^{-1}$$

Для определения тензора рейнольдсовых напряжений используется гипотеза Буссинеска с изотропным представлением турбулентной вязкости

$$\rho_g \langle u_i' u_j' \rangle = \frac{2}{3} \rho_g k \delta_{ij} - \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронеккера.

Введение числа  $Ri_n$  позволяет более точно описать процесс затухания окружной компоненты скорости  $U_\theta$  и исключает появление сингулярности решения вблизи оси потока. Кроме того, используемая модификация уравнения для  $\epsilon$  позволяет рассчитать рост турбулентной энергии потока в области свободного вихревого течения, что согласуется с критерием подавления пульсаций в результате вращения  $\partial/\partial r (U_\theta^2/r) > 0$ , экспериментально полученным в [15].

Параметры  $f, g$ , характеризующие степень вовлечения частиц в пульсационное движение газа, определяются в соответствии с [14, 16]

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

$$f_t = 1 - \exp\left(-\frac{T_t}{\tau_u}\right), \quad g_t = \frac{T_t}{\tau_u} - f_t$$

$$T_p = T(1 + (T|U - V|/L)^2)^{-1/2}$$

$$T = \frac{\alpha k}{\epsilon}, \quad T_t = \left(\frac{15\mu}{\rho_s \epsilon}\right)^{1/2}, \quad L = \left(\frac{2k}{3}\right)^{1/2} T, \quad \alpha = \frac{2C_\mu}{2Sc_s}$$

где  $T, T_t$  — временные масштабы макро- и микропульсационного движений газа;  $L$  — пространственный макромасштаб турбулентности;  $Sc_s$  — число Шмидта, которое определяется для случая распространения безынерционной примеси. Выражения для коэффициентов вовлечения получены при ступенчатой аппроксимации двухвременной корреляционной функции пульсаций скоростей несущей фазы.

Описание осредненных и пульсационных характеристик дисперсной фазы базируется на представлении средней скорости частиц в виде суммы «конвективного» и «диффузионного» слагаемых [10, 11]. Конвективное слагаемое определяет инерционные свойства дисперсной фазы и может быть представлено в виде

$$V_{ci} = V_i + \tau_u g_u \langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \ln \Phi}{\partial x_j}$$

Тогда уравнения движения относительно  $V_{ci}$  и неразрывности дисперсной фазы приводятся к эллиптической форме и имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi V_{cx}^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi V_{cr} V_{cx}) &= \frac{\partial}{\partial x} \left( 2v_p \Phi \frac{\partial V_{cx}}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r v_p \Phi \frac{\partial V_{cx}}{\partial r} \right) + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{1}{\partial r} \left( r v_p \Phi \frac{\partial V_{cr}}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \Phi k_p}{\partial x} + \frac{\Phi}{\tau_u} (U_x - V_{cx}) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi V_{cx} V_{cr}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi V_{cr}^2) &= \frac{\partial}{\partial x} \left( v_p \Phi \frac{\partial V_{cr}}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r v_p \Phi \frac{\partial V_{cr}}{\partial r} \right) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left( v_p \Phi \frac{\partial V_{cx}}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \Phi k_p}{\partial r} - 2 \frac{v_p \Phi V_{cr}}{r^2} + \frac{\Phi V_{c\theta}^2}{r} + \frac{\Phi}{\tau_u} (U_r - V_{cr}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi V_{cx} U_{c\theta}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi V_{cr} V_{c\theta}) + \frac{\Phi V_{cr} V_{c\theta}}{r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left( v_p \Phi \frac{\partial V_{c\theta}}{\partial x} \right) + \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r v_p \Phi \frac{\partial V_{c\theta}}{\partial r} \right) - \frac{V_{c\theta}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r v_p \Phi) + \frac{\Phi}{\tau_u} (U_\theta - V_{c\theta}) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \Phi V_{cx}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Phi V_{cr}) = \frac{\partial}{\partial x} \left( D_p \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_p \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)$$

При замыкании уравнений (3) использовалось представление для тензора турбулентных напряжений и коэффициента диффузии дисперсной фазы в виде [10, 11]

$$\langle v_i' v_j' \rangle = \frac{2}{3} k_p \delta_{ij} - \nu_p \left( \frac{\partial V_{ci}}{\partial x_j} - \frac{\partial V_{cj}}{\partial x_i} \right), \quad \nu_p = f_u \frac{\mu_r}{\rho_g} + \frac{\tau_u k_p}{3}$$

$$D_p = \frac{\tau_u}{T} g_u \frac{\mu_r}{\rho_g Sc_r}$$

где  $k_p$  — пульсационная энергия частиц;  $\nu_p$  — турбулентная вязкость континуума частиц;  $D_p$  — коэффициент турбулентной диффузии частиц. Для струйных течений целесообразно использовать локально-однородное приближение для определения турбулентной энергии частиц  $k_p = f_u k$  [11].

Значения постоянных выбирались из требования удовлетворительного описания однофазного потока на основе ( $k-\epsilon$ )-модели турбулентности:  $C_\mu = 0,09$ ,  $\sigma_k = 1,0$ ,  $\sigma_\epsilon = 1,3$ ,  $C_{1\epsilon} = 1,44$ ,  $C_{2\epsilon} = 1,92$ ,  $C_{f_s} = 0,9$ ,  $\alpha = 0,17$ , что соответствует  $Sc_r = 0,8$ .

Основным достоинством предлагаемой системы уравнений (1)–(3) является единый тип (эллиптический) уравнений для определения характеристик как несущей, так и дисперсной фаз. Кроме того, для описания дисперсной фазы не используются дополнительные эмпирические коэффициенты.

Для численной реализации модели использован стандартный алгоритм SIMPLE. В качестве объекта моделирования выбрана осесимметричная закрученная двухфазная турбулентная струя, несущая частицы диаметром  $d_p = 39$  мкм с начальной массовой концентрацией  $\rho_p \Phi_0 / \rho_g = 0,2$  и вытекающая из сопла с радиусом  $R_0 = 1,9 \cdot 10^{-2}$  м.

Экспериментальные данные по осредненным и пульсационным характеристикам исследуемого течения представлены в [8]. Расчеты проводились на неравномерной сетке, состоящей из  $35 \times 25$  узлов соответственно в продольном и поперечном направлениях.

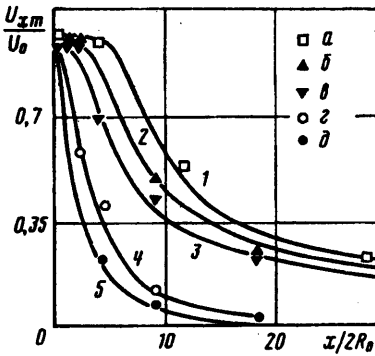
На оси струи задавались граничные условия симметрии, на внешней границе — равенство осредненных характеристик несущей и дисперсной фаз параметрам спутного потока. В выходном сечении струи ( $x/R_0 = 200$ ), требовалось выполнение условия гладкости решения, выражаемого в равенстве нулю вторых производных по продольной координате от всех зависимых переменных. Начальные условия определялись или на основе экспериментальных данных, или с использованием предположения об однородности распределения характеристик несущей и дисперсной фаз. Для определения начальной окружной скорости использовался закон вращения твердого тела

$$U_{\theta_0} = 2S_U U_0 r / R_0, \quad V_{\theta_0} = 2S_V V_0 r / R_0$$

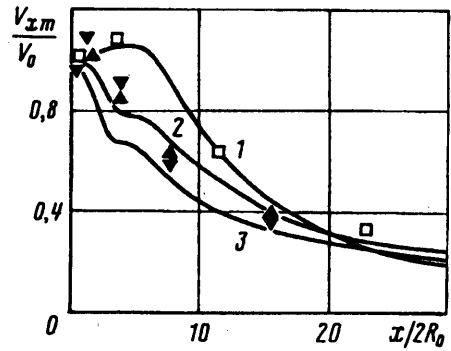
$$S_U = \int_0^{R_0} U_0 U_{\theta_0} r^2 dr \left( R_0 \int_0^{R_0} U_{\theta_0}^2 r dr \right)^{-1}, \quad S_V = \int_0^{R_0} \Phi V_0 V_{\theta_0} r^2 dr \left( R_0 \int_0^{R_0} \Phi V_{\theta_0}^2 r dr \right)^{-1}$$

где  $R_0$  — радиус сопла;  $S_U, S_V$  — интегральные параметры закрутки.

На фиг. 1 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных по затуханию продольной скорости газа на оси струи, отнесенной к скорости на срезе сопла при различных значениях начальной закрутки потока (1, а —  $S_U = 0$ ,  $S_V = 0$ ; 2, б —  $S_U = 0,16$ ,  $S_V = 0,08$ ; 3, в —  $S_U = 0,3$ ,  $S_V = 0,12$ ; 4, г, 5, д — однофазный



Фиг. 1



Фиг. 2

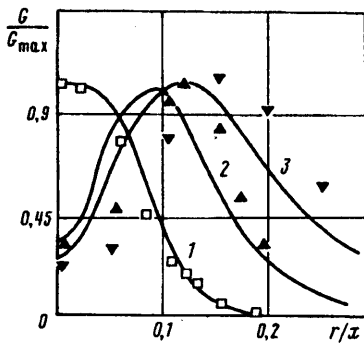
поток при  $S_u = 0,19$  и  $0,33$ . Кривые — результаты расчета, точки  $a—b$  — данные эксперимента [8];  $z—d$  — данные эксперимента [1]).

Из фиг. 1 видно, что с ростом закрутки потока в начальном сечении струи происходит более интенсивное затухание осевой скорости несущего потока. Это хорошо согласуется с данными [1, 8]. Следует отметить, что присутствие в потоке дисперсной фазы приводит к существенному росту дальности струи по сравнению с однофазным потоком. Данное обстоятельство обусловлено, с одной стороны, интенсивным ламинаризирующим воздействием примеси на пульсационную структуру струи, с другой — увлечением инерционными частицами окружающего их газового потока.

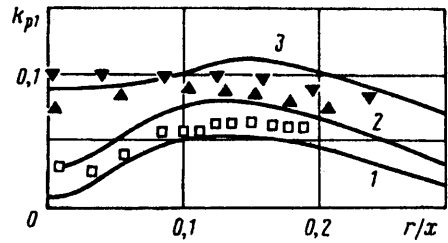
Сравнение экспериментальных и расчетных данных по затуханию продольной скорости твердой фазы на оси, отнесенной к скорости частиц на срезе сопла, представлено на фиг. 2 (обозначения аналогичны фиг. 1). Некоторое различие экспериментальных и расчетных данных вызвано неполной информацией по начальным профилям скоростей дисперсной фазы. Использование закона вращения твердого тела для определения  $V_{00}$  приводит к немонотонному изменению осевой скорости частиц вдоль оси струи. В случае равномерного профиля  $V_{00}$  на срезе сопла провал осевой скорости частиц на начальном участке становится более выраженным, что обусловлено существенным влиянием центробежной силы. В то же время подача дисперсной фазы с нулевым значением  $S_v$  полностью исключает указанную немонотонность. По мере удаления от сопла влияние начальных профилей характеристик несущей и дисперсной фаз исчезает и в автомодельной области наблюдается достаточно хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

На фиг. 3 представлено сравнение расчетных профилей массового потока дисперсной фазы  $G = \Phi V_x$ , отнесенного к максимальному значению в данном сечении, с экспериментальными данными [8] при  $x/2R_0 = 5$  (обозначения аналогичны фиг. 1). Качественным отличием закрученного потока дисперсной фазы от незакрученного является наличие провала величины  $G$  на оси струи. Аналогичное поведение скоростей однофазной струи наблюдается для больших значений параметра закрутки [1—4]. Проведенное сравнение с экспериментальными данными свидетельствует о пригодности используемой модели для описания газодисперсных турбулентных струйных потоков.

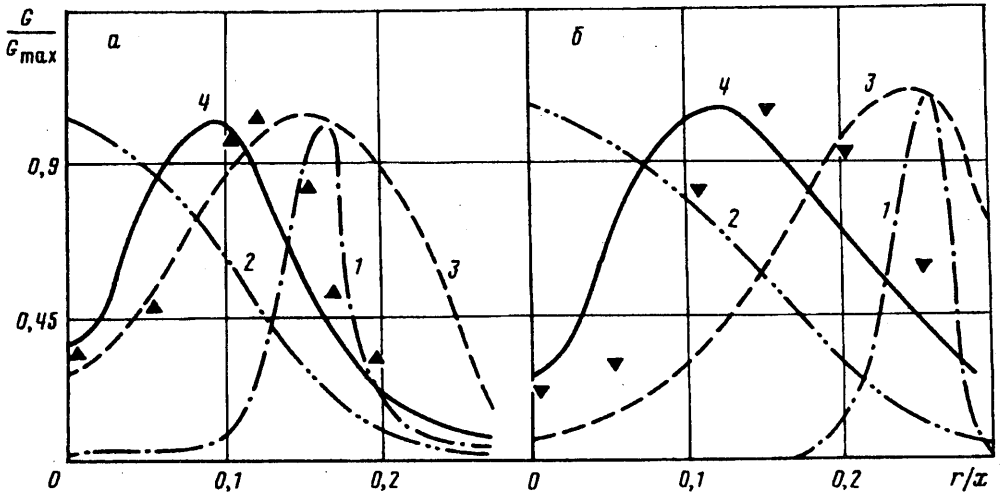
Определенный интерес представляет сравнение результатов использования различных моделей для описания закрученного струйного потока. Подробный анализ использования различных моделей в рамках эйлера и лагранжева описаний дисперсной фазы для исследуемого течения представлен в [8], где рассмотрены три модели: 1) модель DSF — расчет лагранжевых траекторий без взаимодействия частиц с пульсационным полем потока; 2) модель LHF, которая основана на предположении, что двухфазный поток может быть описан как



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

однофазный путем введения эффективной плотности  $\rho_{\text{eff}} = \rho_g + \rho_p \Phi$ , изменяющейся в зависимости от локальной концентрации частиц; 3) модель SSF — разрабатываемая авторами [8] и учитывающая стохастический характер динамики частиц в рамках лагранжева подхода.

Всестороннее изучение различных моделей показало [8], что для незакрученных струйных течений все три модели удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Однако с увеличением кривизны линий тока, обусловленной закруткой потока, результаты, полученные по различным моделям, существенно, а по некоторым характеристикам и качественно отличаются друг от друга. Наиболее наглядно это проявляется в профилях массовых потоков дисперсной фазы.

На фиг. 4 представлено сравнение экспериментальных данных [8] с расчетами по различным моделям при значениях параметра закрутки  $S_U = 0,16$  (а) и  $S_U = 0,3$  (б) в сечении  $x/2R_0 = 5$ . Кривая 1 — результат расчета по модели DSF [8]; 2 — по модели LHF [8]; 3 — по модели SSF [8]; 4 — по модели, предлагаемой в данной работе.

Как следует из фиг. 4, использование модели LHF приводит к монотонному затуханию профиля концентрации, что характерно для однофазного потока. В то же время модель DSF предсказывает сильное разрежение в центральной части струи и резкий максимум концентрации дисперсной фазы на периферии. Данное обстоятельство обусловлено отсутствием в модели DSF описания переноса частиц

турбулентными молями несущего потока. Наиболее хорошее согласие с экспериментом получается при использовании моделей SSF [8] и предлагаемой здесь.

Более сильное смещение профилей  $G$  в сторону оси потока, получаемое в рамках предлагаемой модели, по сравнению с результатами расчета, полученными по модели SSF, обусловлено различной степенью учета пульсационной структуры дисперсной фазы и взаимодействия частиц с пульсационным полем потока. Неравномерность профиля пульсационной энергии газа и частиц поперек потока приводит к появлению турбулентной миграции (силы турбофореза) [17, 18], которая направлена к оси струи. Вследствие этого сила турбофореза частично компенсирует центробежную силу, что приводит к смещению максимума  $\Phi V_x$  к оси струи. Учет этого эффекта обуславливает и более хорошее согласование расчетов с экспериментальными данными, что продемонстрировано на фиг. 4, б.

С ростом параметра закрутки происходит смещение максимума профиля массовой концентрации частиц и периферии струи. Однако в силу роста энергии дисперсной фазы на оси с ростом  $S_v$  данное смещение не столь ярко выражено, как описывается моделями, основанными на расчете лагранжевых траекторий.

Сравнение полученных результатов по радиальному изменению интенсивности пульсаций дисперсной фазы  $k_{p1} = (2k_p/3)^{1/2}/V_{sm}$  в сечении  $x/2R_0 = 5$  представлено на фиг. 5 (1 —  $S_u = 0$ ,  $S_v = 0$ ; 2 —  $S_u = 0,16$ ,  $S_v = 0,08$ ; 3 —  $S_u = 0,3$ ,  $S_v = 0,12$ ). Как экспериментальные данные [8], так и результаты расчетов по предлагаемой модели свидетельствуют о росте пульсационной энергии частиц при увеличении тангенциальной скорости, что аналогично влиянию закрутки в случае однофазного потока. Результаты расчета и эксперимента хорошо согласуются между собой.

Удовлетворительное согласие результатов расчетов по предлагаемой модели и модели SSF свидетельствует о необходимости учета взаимодействия частиц с турбулентными пульсациями несущего потока. Однако для реализации модели SSF [8] необходимо выполнить стохастическое моделирование на основе большого числа случайных реализаций траекторий частиц, интегрирование вдоль которых существенно ограничено временным и пространственным масштабами пульсационного поля несущего потока  $\Delta t \leq T$ ,  $\Delta x \leq L$ . Кроме того, недостатком модели SSF является отсутствие возможности учета взаимодействия частиц с микропульсационным движением газа, что достаточно просто реализуется в рамках предлагаемой модели [10, 11, 14].

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теория турбулентных струй/Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Наука, 1984. 716 с.
2. Sloan D. G., Smith P. J., Smoot L. D. Modeling of swirl in turbulent flow systems//Prog. Energy Combust. Sci. 1986. V. 12. № 3. P. 163—250.
3. Ахмедов Р. Б., Балагула Т. Б., Рашидов Ф. К., Сакаев А. Ю. Аэродинамика закрученной струи. М.: Энергия, 1977. 240 с.
4. Гунта А. К., Лилли Д., Сайпед Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
5. Modarres D., Tan H., Elghobashi S. Two-component LDA measurement in a two-phase turbulent jet//AIAA Journal. 1984. V. 22. № 5. P. 624—630.
6. Tsuji Y., Morikawa Y., Karimine K., Tanaka T., Nishida S. Measurement of an axisymmetric jet laden with coarse particles//Int. J. Multiphase Flow. 1988. V. 14. № 5. P. 565—574.
7. Elghobashi S. E., Abou-Arab T. W. A two-equation turbulence model for two-phase flows//Phys. Fluids. 1983. V. 26. № 4. P. 931—938.
8. Bulzan D. L., Shuen J. S., Faeth G. M. Particle-laden swirling free jets: measurements and predictions//AIAA Pap. 1987. № 303. P. 1—26.
9. Liu C. H., Nouri J. M., Whitelaw J. H., Tse D. G. H. Particle velocities in a swirling confined flow//Combust. Sci. and Techn. 1989. V. 68. № 4—6. P. 131—145.

10. Винберг А. А., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Модель расчета турбулентных газодисперсных струйных течений//Инж.-физ. журн. 1991. Т. 61. № 4. С. 554—567.
11. 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.
12. Mostafa A. A., Mongia H. C., McDonnell V. G., Samuelsen G. S. On the evolution of particle-laden jet flows: A theoretical and experimental study//AIAA Rep. 1987. № 2181. 13 p.
13. 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.
14. Зайчик Л. И., Першуков В. А. Влияние частиц на начальную стадию вырождения однородной турбулентности//Инж.-физ. журн. 1990. Т. 58. № 4. С. 556—560.
15. Стуров Г. Е. О влиянии закрутки потока на процессы турбулентного переноса//Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1984. № 16. Вып. 3. С. 32—33.
16. Derevich I. V., Yeroshenko V. M., Zaichik L. I. Hydrodynamics and heat transfer of turbulent gas suspension flows in tubes. 1. Hydrodynamics//Int. J. Heat and Mass Transfer. 1989. V. 32. № 12. P. 2329—2339.
17. Винберг А. А., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Диффузионно-миграционное описание распространения мелкодисперсной примеси в турбулентной струе//Инж.-физ. журн. 1990. Т. 59. № 4. С. 609—614.
18. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П. Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наук. думка, 1987. 239 с.

Москва

Поступила в редакцию  
24.III.1992