

УДК 532.525.2:532.529.5

ПЕРЕНОС ИНЕРЦИОННОЙ ПРИМЕСИ В ДВУХФАЗНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ

КАРГУШИНСКИЙ А. И.

При проведении экспериментальных исследований [1, 2] были обнаружены «аномальные» эффекты рассеивания примеси в двухфазной турбулентной струе. Они проявлялись в виде роста концентрации примеси в присоединенной зоне струи (эффект «шнурования»), резкого затухания концентрации в начальных сечениях струи (эффект «разбрасывания») и в виде «волнообразного» осевого распределения концентрации («промежуточный» эффект).

Существующие методы описания распределения примеси, основанные на турбулентно-диффузионном подходе, не дают объяснения наблюдаемым эффектам, что связано с наличием кроме процессов турбулентной диффузии других механизмов переноса примеси.

Предлагаемый в работе учет начальных условий и эффекта Магнуса позволяет теоретически и экспериментально объяснить аномальные явления, наблюдаемые при развитии и течении двухфазной турбулентной струи. Так, переход от эффекта шнурования примеси к эффекту разбрасывания связан с увеличением размера частиц или с ростом начальной неравновесности течения фаз, развивающейся от практически нулевой величины до величины, достигающей 30% и более. Если предположить, а в ряде работ [3, 4] это подтверждается экспериментально, что твердые частицы, вылетая из трубы, вращаются, то идея описания аномалий рассеивания с учетом эффекта Магнуса становится очевидной.

Даже отсутствие начального скольжения (разности скоростей) фаз, характерного для мелкой примеси, в дальних сечениях двухфазной струи в силу возникновения и развития стратификации полей скоростей фаз за счет эффекта Магнуса может вызвать существенный миграционный перенос инерционной примеси (эффект шнурования).

Причиной возникновения угловых скоростей вращения частиц [3, 4] служит их взаимное столкновение и взаимодействие со стенками трубы, однако из-за ничтожности объемной концентрации частиц в исследуемых двухфазных потоках $\beta \sim 0 [10^{-3} - 10^{-4}]$ первое причинное обстоятельство здесь не рассматривается. Расчеты подъемной силы ведутся по формуле Рубинова – Келлера [5], а не Саффмана, поскольку последняя ориентируется на сдвиговые течения с очень большими градиентами, удовлетворяющими условию $\sqrt{du/dr} \gg u/\sqrt{v}$.

Описание твердой примеси (дискретной фазы) проводилось в рамках теории двухскоростной модели сплошной среды [6], в которой дискретная фаза характеризовалась своими континуальными переменными: плотностью распределения ρ_s и скоростями движения u_s, v_s ; причем плотность дискретной фазы ρ_s связывалась с плотностью континуума газовой фазы с достаточно большой точностью (до третьего знака) соотношением $\rho_s = \alpha \rho$ (α – массовая концентрация примеси).

Система уравнений двухфазной турбулентной осесимметричной затопленной изобарической струи рассматривалась в приближении пограничного слоя с условиями ее замыкания в виде однопараметрической модели [7], а связь пульсационных параметров фаз осуществлялась моделью [8]. Опуская промежуточные выкладки, связанные с процедурой осреднения, оценкой пульсационных членов и формой их записи, а также обезразмериванием уравнений, где в качестве обезразмеривающих величин использовались плотность газовой фазы ρ , скорость газовой фазы на срезе сопла (трубы) в ее центральной точке u_{m0} и радиус трубы r_0 , получим окончательный вид системы уравнений двухфазной турбулентной струи

$$\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v_0}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \epsilon_0 \frac{\partial u_0}{\partial r} \quad (2)$$

$$u_0 \frac{\partial \epsilon_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \epsilon_0}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\gamma \epsilon_0 + \nu) \frac{\partial \epsilon_0}{\partial r} + \beta \epsilon_0 \left| \frac{\partial u_0}{\partial r} \right| \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} = 0 \quad (4)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \epsilon \frac{\partial u}{\partial r} - \quad (5)$$

$$- \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_p} \alpha \left[C_0 \frac{\sqrt{(u-u_s)^2 + (v-v_s)^2}}{\delta^*} (u-u_s) - 2\omega(v-v_s) \right] \\ u_s \frac{\partial \alpha}{\partial x} + v_s \frac{\partial \alpha}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\epsilon_s}{S_c} \frac{\partial \alpha}{\partial r} - \alpha \left(\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r u_s \right) \quad (6)$$

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + \left(v_s - \left(1 + \frac{1}{S_c} \right) \frac{\epsilon_s}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) \frac{\partial u_s}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \epsilon_s \frac{\partial u_s}{\partial r} + \quad (7)$$

$$+ \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_p} \left[C_0 \frac{\sqrt{(u-u_s)^2 + (v-v_s)^2}}{\delta^*} (u-u_s) - 2\omega(v-v_s) \right] \\ u_s \frac{\partial v_s}{\partial x} + \left(v_s - \left(1 + \frac{1}{S_c} \right) \frac{\epsilon_s}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) \frac{\partial v_s}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \epsilon_s \frac{\partial v_s}{\partial r} + \quad (8)$$

$$+ \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_p} \left[C_0 \frac{\sqrt{(u-u_s)^2 + (v-v_s)^2}}{\delta^*} (v-v_s) + 2\omega(u-u_s) \right] \\ u_s \frac{\partial \omega}{\partial x} + \left(v_s - \left(1 + \frac{1}{S_c} \right) \frac{\epsilon_s}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \epsilon_s \frac{\partial \omega}{\partial r} - \quad (9)$$

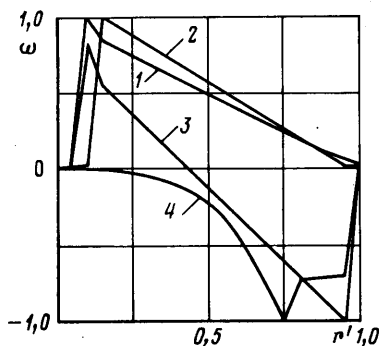
$$- \frac{30\rho}{\rho_p \delta^{*2} \text{Re}} \left(\omega + \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial r} \right)$$

$$\epsilon = \left(\frac{1+n\alpha+(1-n_0)\alpha}{1+\alpha} \right)^2 \epsilon_0, \quad \epsilon_s = \left(\frac{1-n+(1+n_0)\alpha}{1+\alpha} \right)^2 \epsilon_0 \quad (10)$$

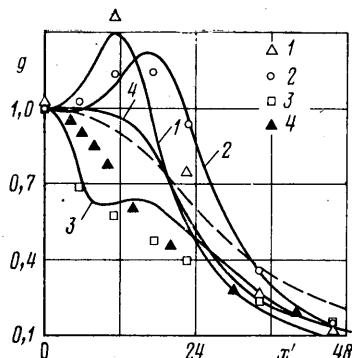
$$S_c = \frac{1-n+(1-n_0)\alpha}{1+n\alpha+(1-n_0)\alpha}, \quad n = \frac{v'-v_p'}{v_0'}, \quad \frac{dn}{dr} = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_0 n^2 (1+\alpha)^2}{(n-1)\delta^*} \quad (11)$$

Здесь C_0 , ρ_p , δ^* и Re — коэффициенты сопротивления, плотность материала частиц, относительный диаметр частиц ($\delta^* = \delta/2r_0$) и число Рейнольдса трубы, а ϵ , ϵ_s и S_c — коэффициенты турбулентной вязкости газовой фазы, «кажущейся» турбулентной вязкости дискретной фазы и число Шмидта в двухфазном потоке. Величина n характеризует увлекаемость частиц газовым потоком. Индекс s относится к твердой фазе, 0 — к газу без частиц, величины без индексов — к газовой фазе в двухфазном потоке.

Система уравнений (1)–(9) состоит из уравнений импульса газа без частиц (2), газовой фазы (5), дискретной фазы в продольном направлении (7) и дискретной фазы в радиальном направлении движения (8), а также соответствующих уравнений неразрывности (1), (4), (6). Кроме того, в систему уравнений входят уравнение переноса коэффициента турбулентной вязкости газа без частиц (3), являющее собой замыкание системы уравнений (1)–(9), и уравнение переноса момента вращения дискретной фазы (9). Коэффициенты ϵ , ϵ_s определялись по формулам модели [8].



Фиг. 1



Фиг. 2

Система уравнений (1)–(9) решалась при следующих граничных условиях:

$$x \geq 0, \quad r = 0, \quad \frac{\partial u_0}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial u_s}{\partial r} = \frac{\partial \alpha}{\partial r} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial r} = 0, \quad v_0 = v = v_s = 0 \quad (12)$$

$$x \geq 0, \quad r = \delta, \quad u_{0\delta} = u_\delta = u_{s\delta} = \alpha_\delta = \omega_\delta = 0,02, \quad v_{s\delta} = 0,0002, \quad \varepsilon_\delta = \nu \quad (13)$$

Начальные условия задавались по данным экспериментальных исследований [1, 2, 9], распределение вязкости ε_0 по сечению трубы заимствовалось из [10], а распределение угловой скорости и ее абсолютная величина выбирались из условий наилучшего совпадения результатов расчета с экспериментальными данными и находились в полном соответствии с исследованиями [3]. Величины n и n_0 в начальном сечении принимались близкими к единице (0,97).

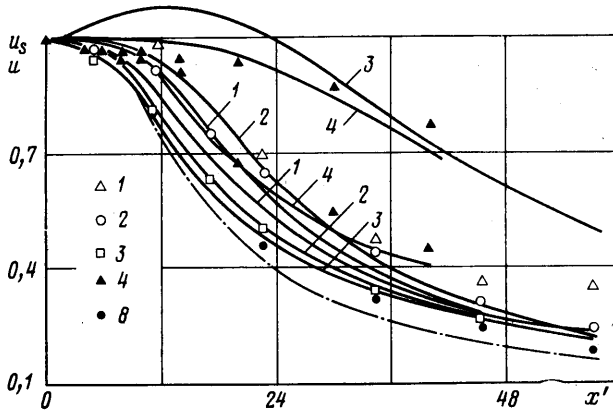
№	u , м/с	κ_0	r_0 , мм	σ , мкм	u_{r_0} , м/с	Ω
1	50	0,3	17,5	17	0	2500
2	50	0,3	17,5	32	0	141
3	50	0,3	17,5	70	-15	-9,4
4	35	1	15	45	0	-52
5	50	0,62	7,6	23	0	104
6	30	0,62	7,6	32	-3	20,5
7	50	0,62	7,6	32	-10	24

Если для вычислений величины n необходимо было решать уравнение (11) по всему пути транспортирования частицы, находящейся в газовом турбулентном образовании, то для нахождения величины n_0 пришлось ограничиться, согласно [8], лишь 0,1 этого пути и отсутствием в этом случае множителя $(1+\alpha)$ в уравнении.

Было найдено, что использование формул для числа Шмидта или его аналога, согласно [8], сильно занижает влияние процесса турбулентной диффузии примеси, поскольку темп осевого затухания концентрации твердой фазы мал по сравнению с результатами экспериментов. Для устранения расхождения расчетных и экспериментальных данных в распределении концентрации в [11] число Шмидта в двухфазных потоках принималось равным его значению для газов $Sc=0,7$. В работе [12] аналог числа Шмидта в двухфазных потоках был даже меньше его аналога для газов на величину пути, пройденного частицами в их пульсационном движении. В данной работе величина числа Шмидта в двухфазных потоках определялась из условия совместного транспортирования частиц и турбулентного образования по формуле (10).

Система уравнений двухфазной турбулентной струи с условиями ее замыкания, граничными и начальными условиями решалась в конечных разностях с использованием монотонной схемы аппроксимации при одностороннем задании пространственных производных и имела первый порядок точности [13]. Это позволяло обеспечивать гладкость искомых распределений ($u_0, \epsilon_0, u, \alpha, u_s$) в периферийных областях затопленного струйного течения. На каждом слое уравнения, записанные в неявной форме с использованием шеститочечного шаблона, решались известным методом прогонки. Погрешность вычислительного метода проверялась интегральными законами сохранения суммарного импульса двухфазной турбулентной струи и массы примеси и не превышала 3–5%.

На фиг. 1 приводится начальное радиальное распределение угловой скорости дискретной фазы на срезе сопла (трубы) для четырех исследуемых режимов. Осевые распределения потока массы примеси, определяемого как $g = \rho_s u_s = \rho \alpha u_s$, концентрации α и скорости фаз u и u_s изображены



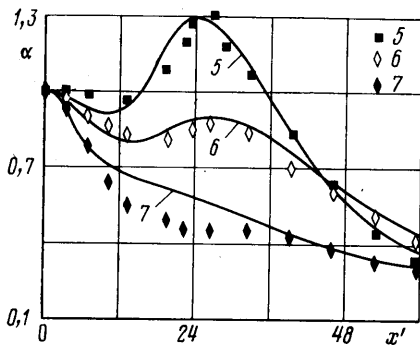
Фиг. 3

на фиг. 2, 3, 4, а радиальное распределение величины g — на фиг. 5. Осевые и радиальные координаты отнесены к радиусу выходного устройства $x' = x/r_0$ и $r' = r/r_0$. Сплошными кривыми, штриховой и штрихпунктирной на фиг. 1–5 отмечены расчетные результаты, точками — экспериментальные. Данные параметров каждого расчетного варианта и экспериментальный материал приведены в таблице.

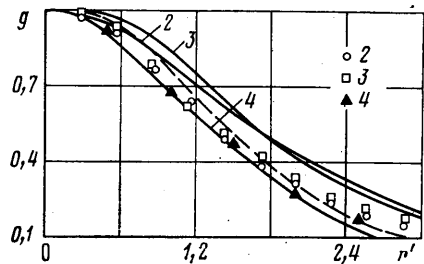
Здесь $u_{r0} = u_{s0} = u_{m0}$, $\Omega = \omega_{\max} (u_{m0}/r_0)^{-1}$.

Следует отметить, что весь рассматриваемый материал представлен в достаточно широком диапазоне изменения физических, геометрических и режимных величин. Экспериментальное исследование двухфазной турбулентной струи проводилось с примесью корунда ($\rho_p = 3950 \text{ кг/м}^3$, кривые 1–3, 5–7) и бронзы ($\rho_p = 8500 \text{ кг/м}^3$, кривая 4).

В зависимости от величины u_{r0} и величины и формы распределения угловой скорости частиц (фиг. 1) можно выйти на определенный процесс миграционного рассеивания примеси в двухфазной струе: либо движению примеси к оси, либо ее движению в периферийную область струи. Так, из фиг. 2 и 4 видно, что нулевое начальное скольжение фаз при соответствующем выборе профиля угловой скорости частиц приводит в дальних участках двухфазной струи (6–13 калибров) к явлению шнурования с характерным горбом в осевом распределении потока массы (кривые 1, 2 на фиг. 2) и концентрации примеси (кривая 5 на фиг. 4). Рост начального скольжения фаз, сначала незначительный ($u_{r0} < 7\%$), приводит к промежуточному явлению с характерным «волнообразным» распределением концентрации (кривая 6 на фиг. 4). При больших значениях скольжения ($u_{r0} \sim 20\%$) и при соответствующем задании угловой скорости частиц возникает явление «разбрасывания» примеси с характерным существенным градиентным затуханием потока массы (кривая 3 на фиг. 2) и концентра-



Фиг. 4



Фиг. 5

ции примеси (кривая 7 на фиг. 4) в ближних участках (до 5 калибров) двухфазной струи.

Штриховой кривой на фиг. 2 изображен режим, рассчитанный по турбулентно-диффузионной модели, т. е. при отсутствии миграционного переноса. Сравнение этой кривой с экспериментальным распределением показывает, что удовлетворительное сопоставление можно проводить лишь при условии учета в расчетной модели миграции частиц (кривая 3 на рис. 2).

Достаточно убедительным свидетельством существования миграционной модели является явление шнурования, наблюдаемое не только при распределении концентрации (кривая 5, фиг. 4), но и при распределении потока массы (кривые 1, 2, фиг. 2). Даже в предельном случае отсутствия турбулентной диффузии из уравнения (6) следует, что рост концентрации примеси пропорционален затуханию скорости дискретной фазы и величина потока массы примеси g в этом случае постоянна.

Радиальное распределение потока массы примеси представлено на фиг. 5. Более узкий профиль для бронзовой примеси (кривая 4) по сравнению с профилями для корундовой примеси (кривые 2, 3 и штриховая кривая) объясняется разницей в расстояниях от среза сопла, на которых снимались профили: для бронзы — это 15 калибров, а для корунда — 23 калибра. Профиль потока массы, рассчитанный на турбулентно-диффузионной модели (штриховая кривая), получается более узким по сравнению с профилем, рассчитанным по моделям, учитывающим миграционный перенос (кривая 3), поскольку темп осевого затухания этих величин неодинаков (фиг. 2).

Если рассмотреть осевое распределение скоростей фаз (фиг. 3), то можно заметить неравномерность течения в случае крупных частиц корунда (кривые 3) и в случае тяжелых бронзовых частиц (кривые 4). Для мелких частиц (кривые 1) наблюдается лишь слабое скольжение фаз в струе ($u_{r0} < 10\%$). Обозначения на этой фигуре надо рассматривать следующим образом: нижняя кривая с определенным обозначением относится к скорости газовой фазы, а верхняя кривая с аналогичным обозначением — к скорости дискретной фазы. Штрихпунктирной кривой на этой фигуре показано затухание скорости чистой струи, а точками 8 — экспериментальные данные (для этого случая $\alpha_0 = 0$, $u_0 = 50$ м/с, $r_0 = 17,5$ мм).

Рассмотрев результаты теоретического исследования двухфазной турбулентной струи с учетом предыстории потока в форме начального задания угловых скоростей частиц и скольжения фаз, а также с учетом подъемной силы, обусловленной эффектом Магнуса и вызывающей миграционный перенос частиц, и проведя сопоставление с экспериментальным материалом в широком диапазоне изменения физических, геометрических и режимных параметров, приходим к выводу о необходимости учета миграционной модели наряду с турбулентно-диффузионной моделью при проведении численного исследования.

В заключение автор выражает благодарность Г. Н. Абрамовичу и А. Н. Секундову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаатс М. К., Фришман Ф. А. О допущениях, применяемых при расчете двухфазной струи.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2, с. 186–191.
2. Навознов О. И., Павельев А. А., Мутьги А. С., Лаатс М. К. Влияние начального скольжения на рассеивание примеси в двухфазной струе.— В кн.: Турбулентные двухфазные течения. Матер. 3-го Всес. науч. совещ. по теор. и прикл. аспектам турбулент. течений. Ч. 2. Таллин, 1979, с. 149–157.
3. Бабуха Г. А., Шрайбер А. А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев: Наук. думка, 1972, с. 66.
4. Чернов А. П. Движение мелких твердых частиц в свободном воздушном потоке.— Докл. АН СССР, 1955, т. 105, № 6, с. 1170–1173.
5. Rubřnow S. I., Keller J. B. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid.— J. Fluid Mech., 1961, v. 11, № 3, p. 447–459.
6. Крайко А. Н., Стернин Л. Е. К теории течений двускоростной сплошной среды с твердыми или жидкими частицами.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 3, с. 418–429.
7. Секундов А. Н. Применение дифференциального уравнения для турбулентной вязкости к анализу плоских неавтономных течений. Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5, с. 114–127.
8. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А. Турбулентные струи, несущие твердые или капельно-жидкие примеси.— В кн.: Парожидкостные потоки. Минск: Изд. Ин-та тепло- и массообмена АН БССР, 1977, с. 155–175.
9. Гиршович Т. А., Каргушинский А. И., Лаатс М. К., Леонов В. А., Мутьги А. С. Экспериментальное исследование турбулентной струи, несущей тяжелые примеси.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 5, с. 26–31.
10. Хинце И. О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963, с. 606.
11. Melville W. K., Bray K. N. C. A model of the two-phase turbulent jet.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1979, v. 22, № 5, p. 647–656.
12. Зуев Ю. В., Лепешинский И. А. Математическая модель двухфазной турбулентной струи.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 6, с. 69–77.
13. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971, с. 145.

Таллин

Поступила в редакцию
8.XII.1982