

УДК 532.529:532.517.4

© 1998 г. А.И. КАРТУШИНСКИЙ, А.С. МУЛЬГИ, Ф.А. ФРИШМАН,
М.Т. ХУСАИНОВ**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСОБЕННОСТИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ПРИМЕСИ
В ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ТРУБА – СТРУЯ**

Представлена попытка численного моделирования особенности распределения примеси мелких твердых частиц в турбулентном течении труба – струя и проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

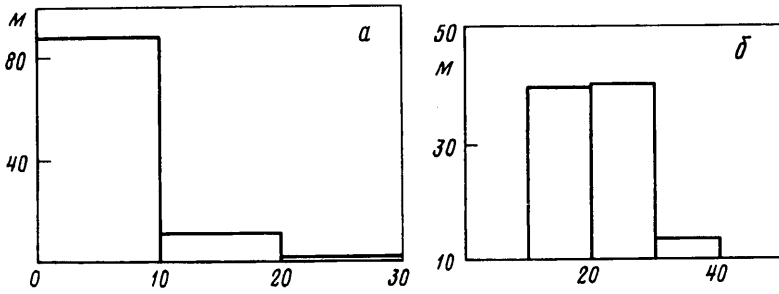
В процессе экспериментальных исследований двухфазной турбулентной круглой струи [1, 2] обнаружены аномальные распределения концентрации примеси в струе: шнурование – рост концентрации на некотором участке струи при движении мелких частиц; разбрасывание – резкое уменьшение концентрации в начальных сечениях струи при движении крупных частиц. Анализ движения примеси в трубе и струе показал тесную взаимосвязь эффектов шнурования и разбрасывания с особенностями движения примеси в трубе. Так, при разбрасывании примеси в струе частицы в канале движутся с существенным скоростным скольжением фаз [3]. Эффект шнурования наблюдается при течении с мелкими частицами, движущимися в канале с нулевым скоростным скольжением [1, 2].

Для описания аномалий наряду с турбулентным переносом в [4] показано, что необходимо рассматривать и миграционный перенос. Предполагалось, что на вращающиеся частицы, движущиеся со скоростным скольжением фаз, действует только сила Магнуса. При определенных значениях параметров потока на выходе из трубы в расчетах удается описать наблюдаемые в экспериментах аномалии, если отказаться от гипотезы скоростного равновесия фаз в радиальном направлении, которая применялась в [5–7].

Отсутствие необходимой информации в [3] о распределениях угловой, а также радиальной скоростей частиц на выходе из трубы привело к выводу, что для корректного моделирования эффектов шнурования и разбрасывания требуется сквозной расчет двухфазного турбулентного течения труба – струя.

Как показали экспериментальные исследования двухфазного турбулентного течения в горизонтальной трубе, стабилизированное движение дисперсной примеси в трубе может в зависимости от определяющих параметров течения происходить как с существенным скоростным скольжением фаз (разность скоростей между газовой фазой и частицами), так и без него [8]. Скоростное скольжение фаз характерно для крупных тяжелых частиц и достигает 25% от скорости несущей фазы, а распределение концентрации в поперечном сечении трубы имеет максимум в центре. При отсутствии скольжения фаз максимум концентрации находится вблизи стенки, что характерно для движения мелких частиц.

Движение примеси со скольжением наблюдалось при экспериментальном изучении вертикальных течений в трубах [9, 10] и каналах [11]. Профиль концентрации близок к равномерному с небольшим увеличением концентрации в направлении к стенке [11].



Фиг. 1. Распределения частиц по массе для средних размеров частиц: а – $\delta = 7$; б – 23 км. M – массовая доля частиц данного размера, %

Движение двухфазных течений в вертикальных восходящих потоках моделировалось в [12, 13], которые различаются способом замыкания уравнений переноса дисперсной фазы. Замыкание в рамках теории быстрых гранулированных потоков, когда обмен импульсами в дисперсной фазе моделируется столкновением частиц, используется в [12]. В этой модели замыкание рассматривается в квазиравновесном приближении в отличие от [13], где используются уравнения переноса для различных компонент тензора напряжений дисперсной фазы.

В настоящей работе используется алгебраическая модель замыкания уравнений движения полифракционной примеси. Механизм обмена импульсами внутри дисперсной фазы основывается на учете столкновений частиц различных фракций. Наряду с механизмом межчастичного столкновения, обуславливающим пульсации скоростей частиц, также учитывается влияние пульсаций среды на движение частиц с использованием подхода [14]. При описании взаимного влияния пульсаций среды и дисперсной фазы используется двухпараметрическая $k - \epsilon$ -модель, которая также применялась при численном моделировании свободной турбулентной двухфазной струи. Благодаря учету межчастичных столкновений, а также учету силы Саффмена и силы турбофореза, появляющейся при неравномерном распределении интенсивности пульсаций, радиальная компонента скорости дисперсной фазы существенно отличается от скорости газовой фазы и нет необходимости в использовании гипотезы равновесности при описании процессов в двухфазных свободных турбулентных струях [5–7]. Начальные условия определяются из расчета полей скорости обеих фаз и концентраций в трубе.

В настоящем исследовании численные расчеты проводятся для двухфазного течения труба – струя с мелкой примесью, когда наблюдается в эксперименте [2] эффект шнурования примеси.

1. Модель. Численное моделирование турбулентного двухфазного течения труба – струя базируется на эйлеровом описании движения дисперсной фазы, рассматриваемой как сплошной многоскоростной континуум [15], поскольку она считается полифракционной. Распределение состава примеси частиц показано на фиг. 1. При математическом моделировании движение этой примеси описывается движением конечного числа фракций частиц, характеризующихся размерами, концентрацией и скоростью. Полифракционность приводит к тому, что при течении дисперсной фазы между частицами различных фракций происходят столкновения.

Для описания влияния столкновительных процессов на движение полифракционной примеси в рассмотрение вводятся псевдовязкостные коэффициенты, расчет которых базируется на кинетической теории [16] с рассмотрением вероятности столкновения частиц. В результате для них получены выражения, учитывающие характер течения (через распределения линейных и угловых скоростей, а также массовой концентрации), инерционные свойства частиц (через размер частиц и отношение плотностей частиц и газа) и характер столкновений (через коэффициенты восстановления тангенциальных и нормальных компонент скоростей частиц).

В целях упрощения расчетов, полидисперсная примесь моделируется тремя фракциями частиц: основной с массовой долей 50% от общей массы (с индексом 2) и двумя дополнительными фракциями с одинаковыми массовыми долями, существенно меньшими основной фракции (по 25%), и с размером частиц, меньшим (индекс 1) и большим размера частиц основной фракции (индекс 3). Различие в размерах частиц мелкой и основной фракций и основной и крупной фракций составляет соответственно 8 и 15% от размера частиц основной фракции. Таким образом, дисперсная фаза характеризуется следующими параметрами: размерами частиц фракций $\delta_1 < \delta_2 < \delta_3$; компонентами скоростей u_{si}, v_{si} в осевом и поперечном направлениях соответственно; угловыми скоростями частиц ω_{si} и массовыми концентрациями частиц фракций α_j .

Решается двумерная задача движения газа с твердыми частицами в трубе и струе в приближении турбулентного пограничного слоя. При замыкании уравнений дисперсной фазы используется концепция вихревой вязкости (приближение Буссинеска). Система уравнений переноса массы, импульса (в осевом и радиальном направлениях) и момента импульса записывается для каждой фракции частиц с учетом введенных псевдовязкостных коэффициентов, характеризующих дополнительный (диффузионный) перенос этих субстанций. Формулы для этих коэффициентов получены из рассмотрения динамики единичного (парного) столкновения частиц [16] с учетом вероятности столкновения частиц различных фракций [17].

Помимо учета межчастичных столкновений рассматривается влияние турбулентных пульсаций несущей среды на движение дисперсной фазы. Дополнительные слагаемые в уравнениях переноса массы и импульса в осевом и радиальном направлениях и в уравнении переноса момента дисперсной фазы описывают диффузию эйлеровых корреляций в дисперсной фазе за счет пульсаций среды. Одно из дополнительных слагаемых в уравнении переноса импульса в радиальном направлении описывает диффузию нормальной компоненты тензора напряжений дисперсной фазы и представляет собой силу турбофореза, обусловленную неравномерным распределением турбулентной энергии частиц. Выражение для этой силы, записанное для одиночной частицы [18], преобразуется для дисперсной фазы в результате применения метода пространственного осреднения $-0,5\rho r^{-1}\alpha\partial\left(r\langle v_p'^2\rangle\right)/\partial r$.

Дополнительные слагаемые в уравнениях переноса импульса в осевом направлении движения характеризуют силовое воздействие, обусловленное процессом диффузии касательной составляющей тензора турбулентного напряжения дисперсной фазы $-\rho\alpha r^{-1}\partial\left(r\langle u_p'u_p'\rangle\right)/\partial r$ и в уравнении переноса момента импульса – диффузией корреляции $-\rho\alpha r^{-1}\partial\left(r\langle\omega_p'\mu_p'\rangle\right)/\partial r$. Они характеризуют обмен импульсами частиц дисперсной фазы с несущей средой за счет турбулентных пульсаций.

Выражения для эйлеровых корреляций $\langle u_p', v_p' \rangle$, $\langle v_p'^2 \rangle$, $\langle \omega_p' \mu_p' \rangle$ получены в модели [14]. Влияние частиц на турбулентность учитывается в уравнениях переноса турбулентной энергии газовой фазы и скорости ее диссипации дополнительными слагаемыми ϵ_p, Φ_p . В расчетах учитываются сила вязкого сопротивления, подъемные силы Магнуса и Саффмена. Выражение для последней обобщено на случай движения частиц для различных чисел Рейнольдса частиц [19]. Угловые скорости частицы приобретают в результате соударения со стенками трубы, а также за счет градиента скорости газовой фазы. Поэтому в систему уравнений добавляется уравнение переноса момента импульса дисперсной фазы.

Гравитационная сила не учитывается в расчетах из-за ее малости, так как рассматривается горизонтальное движение мелких частиц (7–32 мкм), у которых скорость оседания на 1–2 порядка меньше скорости частиц, вызванной подъемной силой Саффмена, а также пульсационной скорости частиц, обусловленной межчастичными столкновениями, т. е. исследуется осесимметричное двухфазное течение в горизонтальном направлении.

Остальные силовые факторы (сила Бассе, эффект присоединенных масс) в расчете также не учитываются из-за их малости (отношение плотностей частиц и газа существенно больше единицы).

Граничные условия для дисперсной фазы на стенке записываются с учетом гипотезы скольжения частиц, как это делается в теории разреженных газов [16].

2. Уравнения движения и граничные условия для газовой и дисперсной фаз. Уравнения переноса газовой и дисперсной фаз в приближении двухфазного турбулентного пограничного слоя в круглой трубе имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial rv}{\partial r} = 0 \quad (2.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{dP}{\rho dx} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} rv \frac{\partial u}{\partial r} \right] - \frac{18\rho v}{\rho_p} \sum_{i=1,3} \frac{C'_{Di} \alpha_i (u - u_{si})}{\delta_i^2} \quad (2.2)$$

$$u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(v_1 + v) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \varepsilon - \varepsilon_p - 2v \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2 \quad (2.3)$$

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} + v \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + \frac{C_{\varepsilon 1} \varepsilon v_t}{k} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} - \Phi_p + 2v v_t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} \right)^2 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial(\alpha_i u_{si})}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \alpha_i u_{si})}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(D_{si} + D_{pi}) \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \right] \quad (2.5)$$

$$u_{si} \frac{\partial u_{si}}{\partial x} + \left(v_{si} - \frac{(D_{si} + D_{pi} + v_{si}^1) \partial \alpha_i}{\alpha_i} \right) \frac{\partial u_{si}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(v_{si}^1 \frac{\partial u_{si}}{\partial r} - \langle u'_{pi} v'_{pi} \rangle \right) + \frac{3\rho}{4\rho_p} \left[\frac{24C'_{Di}(u - u_{si})v}{\delta_i^2} - (v - v_{si}) \Omega_i \right] \quad (2.6)$$

$$u_{si} \frac{\partial v_{si}}{\partial x} + \left(v_{si} - \frac{(D_{si} + D_{pi} + v_{si}^2) \partial \alpha_i}{\alpha_i} \right) \frac{\partial v_{si}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(v_{si}^2 \frac{\partial v_{si}}{\partial r} - \langle v_{pi}'^2 \rangle - k_{si} \right) + \frac{3\rho}{4\rho_p} \left[\frac{24C'_{Di}(v - v_{si})v}{\delta_i^2} + (u - u_{si}) \left(\Omega_i - \frac{4,1f(\text{Re}_{pi}, \text{Re}_{si})\sqrt{v}}{\delta_i} \sqrt{\frac{\partial u}{\partial r}} \right) \right] \quad (2.7)$$

$$u_{si} \frac{\partial \omega_{si}}{\partial x} + \left(v_{si} - \frac{(D_{si} + D_{pi} + v_{si}^3) \partial \alpha_1}{\alpha_i} \right) \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(v_{si}^3 \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r} - \langle \omega'_{pi} v'_{pi} \rangle \right) + \frac{60\rho v}{\rho_p \delta_i^2} \Omega_i \quad (2.8)$$

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.9)$$

$$\Omega_i = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \omega_{si}, \quad \text{Re}_p = \sqrt{(u - u_{si})^2 + (v - v_{si})^2} \delta_i v^{-1}, \quad \text{Re}_{si} = \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right| \delta_i^2 (4v)^{-1}$$

$$f(\text{Re}_{pi}, \text{Re}_{si}) = \left(1 - 0,23434 \frac{\text{Re}_{si}}{\text{Re}_{pi}} \right) \exp\left(-\frac{\text{Re}_{pi}}{10} \right) + 0,23434 \frac{\text{Re}_{si}}{\text{Re}_{pi}}, \quad \text{Re}_{pi} \leq 40$$

$$f(\text{Re}_{pi}, \text{Re}_{si}) = 0,0371 \sqrt{\text{Re}_{si}}, \quad \text{Re}_{pi} > 40$$

где Ω_i – скольжение угловых скоростей фаз, а функция $f(\text{Re}_{pi}, \text{Re}_{si})$ определяется из [19], Re_{pi} – число Рейнольдса частицы, C'_{Di} – коэффициент сопротивления частицы, отличный от стоковского ее обтекания, $C_{\mu}, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, \sigma_{\epsilon}$ – коэффициенты $k - \epsilon$ -модели замыкания.

Комбинируя уравнения (2.1) и (2.2), можно получить выражение для перепада давления и радиальной скорости, как это делается в [20]. Уравнения (2.3), (2.4) и (2.9) – уравнения $k - \epsilon$ -модели замыкания (2.6)–(2.8) – уравнения переноса массы, импульса и углового импульса дисперсной фазы, записанные для i -й фракции частиц.

При записи диффузионных членов использовалось выражение для тензора напряжения, определяемого через тензор скоростей деформаций и вводимые псевдовязкостные коэффициенты (в приближении Буссинеска)

$$\langle u'_{si} v'_{si} \rangle = -v_{si}^1 \frac{\partial u_{si}}{\partial r}, \langle v'_{si} v'_{si} \rangle = -v_{si}^2 \frac{\partial v_{si}}{\partial r} + \frac{2}{3} k_{si}, \langle \omega'_{si} v'_{si} \rangle = -v_{si}^3 \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r}, \langle \alpha'_i v'_{si} \rangle = -D_{si} \frac{\partial \alpha_i}{\partial r}$$

Здесь флуктуационные параметры являются результатом межчастичных столкновений, происходящих в полифракционной дисперсной фазе. Эти выражения получены из выражения для кинетического тензора напряжения с использованием гипотезы вихревой вязкости и обобщены на дисперсную фазу, как это делается в [13]. Параметр k_s характеризует кинетическую энергию частиц i -й фракции, обусловленную столкновениями с частицами других фракций.

Частицы вводились в поток с малой осевой скоростью (15% от скорости газовой фазы), одинаковой для всех фракций, а начальные поля концентраций различных фракций частиц задавались равномерными по сечению; радиальная и угловая скорости частиц принимались равными нулю.

Граничные условия для газовой фазы стандартны – условия прилипания и непроницаемости стенки и равенства нулю турбулентной энергии и скорости ее диссипации с учетом пристеночной функции [21]. На стенке ставятся граничные условия скольжения дисперсной фазы вдоль нее при отсутствии потерь импульса частиц на стенке по аналогии с [18]

$$r = 1: \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial u_{si}}{\partial r} = 0, \quad v_{si} = 0, \quad \omega_{si} = \gamma_{wi} \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r}$$

На оси ставятся условия симметрии для обеих фаз.

Уравнения для струи преобразовывались с учетом новых переменных: $x = x'R$, $\eta = \eta'R$, где x', η' – безразмерные переменные, причем $\eta' = r'/(1 + Tx')$, $r' = r/R$ (R – радиус трубы) [22].

Начальные поля скоростей газовой и дисперсной фаз получались в результате расчета двухфазного течения в трубе.

Граничные условия для газовой и дисперсной фаз на оси задавались из условия осевой симметрии потока, а на внешней границе струи (на бесконечности) ставились следующие условия:

$$\eta = \infty: \quad u = 0, 045u_0, \quad k = 0, \quad \epsilon = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0$$

$$u_{si} = 0, 045u_0, \quad v_{si} = 0, \quad \frac{\partial \omega_{si}}{\partial \eta} = 0, \quad \alpha_i = 0, 045\alpha_0$$

Здесь u_0, α_0 – скорость газовой фазы и относительная массовая концентрация на оси трубы на выходе из нее.

Система уравнений для описания течения в трубе и струе представляет собой систему параболических уравнений двухфазного пограничного слоя. Эта система решалась численным методом с использованием неявной схемы и одностороннего задания производных по радиальной координате.

3. Коэффициенты псевдовязкости. Для определения псевдовязкостных коэффициентов найдем разность скоростей до и после удара двух частиц, как это делается в [16, 23], которая рассматривается как пульсационная скорость частиц. Для нахождения компонент тензора напряжения перемножим различные компоненты разности скоростей и проведем осреднение по двум углам и параметру, характеризующему расстояние между центрами частиц в момент их столкновения [23]. В результате получим следующие комбинации при фиксированных значениях φ , χ , θ :

$$\begin{aligned} & \langle (u'_{sij} - u_{si})(v'_{sij} - v_{2si}) \rangle, \quad \langle (v'_{sij} - v_{si})^2 \rangle \\ & \langle (\omega'_{sij} - \omega_{si})(v'_{sij} - v_{si}) \rangle, \quad \langle [(u'_{sij} - u_{si})^2 + (v'_{sij} - v_{si})^2] \rangle \end{aligned}$$

Процедура осреднения при φ , χ , θ производится по формуле

$$\langle (u'_{sij} - u_{si})(v'_{sij} - v_{si}) \rangle = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\varphi_{ij}} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^1 \chi d\chi \int_0^{\varphi_{ij}} (u'_{sij} - u_{si})(v'_{sij} - v_{si}) d\varphi \left(\int_0^1 \chi d\chi \right)^{-1}$$

Формулы для различных компонент тензора скоростей деформаций приведены в [24]. Полученные величины существенно зависят от величины угла φ , по которому происходит осреднение. Этот угол определяется различием траекторий частиц различных фракций

$$\varphi_{ij} = \left| \arctg \left(\left(\frac{v_{si}}{u_{si}} - \frac{v_{sj}}{u_{sj}} \right) \left(1 + \frac{v_{si} v_{sj}}{u_{si} u_{sj}} \right)^{-1} \right) \right|$$

Для определения псевдовязкостных коэффициентов перемножим найденные компоненты тензора напряжений на время межчастичного столкновения Δt , которое определяется через вероятность столкновения частиц [25]. Согласно результатам [17], вероятность столкновения двух частиц в самом простейшем случае однократного столкновения частиц i -й фракции со всеми частицами других фракций записывается как $P_{ij} = \pi(\delta_i + \delta_j)^2 / (4l_i^2)$, а расстояние между частицами определяется как

$$l_i = \delta_i \sqrt[3]{\pi \rho / 6 \rho_p \alpha_1}.$$

Опуская громоздкие вычисления и используя выражения [24] в точке (θ, ψ, φ)

$$\begin{aligned} v_{si}^1 &= \langle (u'_{sij} - u_{si})(v'_{sij} - v_{si}) \rangle \Delta t, \quad v_{si}^2 = \langle (v'_{sij} - v_{si})^2 \rangle \Delta t \\ v_{si}^3 &= \langle (\omega'_{sij} - \omega_{si})(v'_{sij} - v_{si}) \rangle \Delta t, \quad D_{si} = \langle (u'_{sij} - u_{si})^2 \rangle + \langle (v'_{sij} - v_{si})^2 \rangle \Delta t \end{aligned}$$

запишем формулы псевдовязкостных коэффициентов для уравнений переноса различных фракций

$$\begin{aligned} v_{si}^k &= g_0 \sum_{j=1, j \neq i}^3 \frac{\beta_{ji}^2}{\sqrt[3]{\alpha_j}} (V_i + V_j) \delta_j X_{ij}^k \\ g_0 &= \sqrt[3]{\pi \rho_p / 6 \rho}, \quad \beta_{j1} = m_{pj} / (m_{pi} + m_{pj}) \end{aligned}$$

Здесь β_{ji} – отношение массы частицы к суммарной массе сталкивающихся частиц. Коэффициенты X_{ij}^k определяются, как показано в [24]. Обозначим коэффициент псевдодиффузии как $D_{si} = v_{si}^4$. Выражение для параметра k_{si} , характеризующего собой обмен кинетической энергией при столкновении частиц (приобретение или потеря энергии), может быть получено в результате умножения квадрата разности пульсационных скоростей частиц на вероятность столкновения частиц i -й фракции с частицами других

фракций P_{ij} , т. е. когда $j = 1, 3$ и $j \neq i$. Это выражение имеет вид

$$k_{si} = \sum_{j=1, j \neq i}^3 \beta_{ji}^2 (V_i + V_j)^2 P_{ij} Y_{ij}$$

Здесь члены Y_{ij} определяются с учетом квадрата разности скоростей частицы до и после столкновения. Коэффициент восстановления касательной составляющей скорости k_{np} принимался в расчетах равным 0,31, а $k_{np} = -1$.

В выражениях полученных псевдовязкостных коэффициентов учитываются как свойства течения (линейные и угловые скорости частиц, их массовая концентрация) и релаксационные параметры частиц (их размеры, плотность материала частиц), так и параметры столкновения (коэффициенты восстановления тангенциальной и радиальной компонент скоростей сталкивающихся частиц).

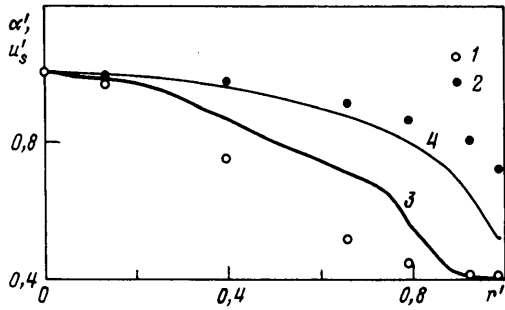
4. Результаты и обсуждение. Проведен сквозной расчет двухфазного турбулентного течения труба – струя с целью описания особенностей распределения концентрации, которые выражались в разнообразии формы профилей концентрации примеси в поперечном сечении трубы и в эффекте шнурования примеси в струе при движении мелких частиц. Расчеты сравнивались с экспериментальными данными, полученными для различных режимов течения – потока частиц электрокорунда ($\rho_p = 3960 \text{ кг/м}^3$) с размерами ($\delta = 7\text{--}32 \text{ мкм}$) в трубах диаметрами $D = 15,2; 35 \text{ мм}$ при следующих значениях средних скоростей несущего потока: $u = 30; 50 \text{ м/с}$ и массовых нагрузках потока 0,34; 0,62 кг пыли на кг воздуха.

Распределения относительной массовой концентрации $\alpha' = \alpha/\alpha_0$ и скорости дисперсной фазы $u'_s = u_s/u_{s0}$ (отнесенных к своим значениям на оси трубы) на стабилизированном участке течения в сечении на расстоянии 200 калибров от начального сечения для частиц со средним размером фракции 23 мкм в трубе диаметром 15,2 мм со скоростью несущей газовой фазы 50 м/с ($Re = 5 \cdot 10^4$) на фиг. 2 сравниваются с экспериментальными данными [8]. Распределение концентрации неравномерно по сечению с максимумом на оси. Распределения относительной массовой концентрации частиц и скорости газовой фазы на расстоянии 200 калибров от начального сечения в сечении на выходе из трубы для частиц 7, 17 и 32 мкм в трубе $D = 35 \text{ мм}$ при скорости газовой фазы 50 м/с показаны на фиг. 3.

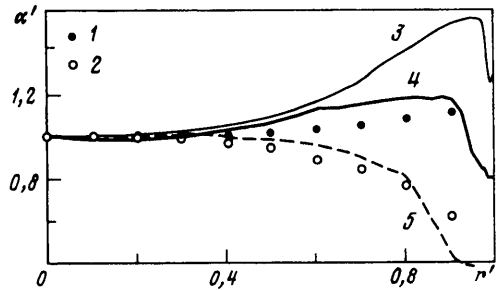
Как показывают эксперименты, движение такой мелкой примеси характеризуется отсутствием скоростного скольжения фаз на стабилизированном участке течения. При этом можно выделить два режима двухфазного течения: с очень мелкой примесью частиц, удовлетворяющий условию $Stk_* < 1$, и с мелкой примесью большего размера, когда $1 < Stk_* < 3$.

Здесь число Стокса определялось как $Stk_* = 2\rho_p \delta'^2 Re_*/(9\rho)$, $\delta' = \delta/D$ – относительный диаметр частицы, число Рейнольдса $Re_* = Dv_*/(2\nu)$ выражено через динамическую скорость газа v_* . Верхняя граница значений числа Стокса соответствует движению крупной примеси со скоростным скольжением фаз на стабилизированном участке течения [3]. Эти два различных режима течения мелкой примеси характеризуются существенно различными распределениями концентрации примеси в поперечном сечении трубы.

При движении очень мелкой примеси (7 и 17 мкм), для которой $Stk_* < 1$, распределение концентрации неравномерно по сечению трубы с максимумом вблизи стенки, а при движении более крупной примеси (23 и 32 мкм), когда $1 < Stk_* < 3$, оно имеет максимум величины на оси. Анализ силовых факторов, действующих на мелкие частицы в трубе, показывает, что заметное влияние на их движение оказывает подъемная сила Саффмена, связанная с градиентом скорости газовой фазы, которая существенна вблизи стенки и приводит к неравномерному профилю концентрации.



Фиг. 2. Распределения скорости u'_s и концентрации α' частиц $\delta = 23$ мкм в поперечном сечении трубы: 1, 2 – эксперимент для α' , u'_s ; 3, 4 – расчетные кривые для α' , u'_s .



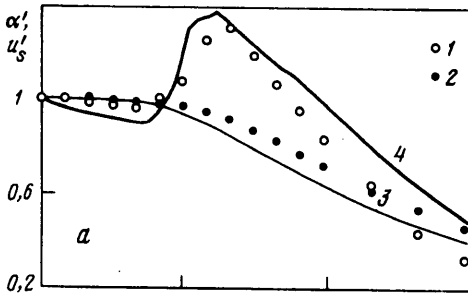
Фиг. 3. Распределения концентрации α' в сечении на выходе из трубы частиц различного размера: 1, 2 – эксперимент для $\delta = 17, 32$ мкм; 3–5 – расчетные кривые для $\delta = 7, 17, 32$ мкм

Рассмотрим распределения скоростей обеих фаз и относительной массовой концентрации в двухфазной турбулентной струе. Распределения относительной массовой концентрации α' и скорости частиц u'_s в двухфазной струе вдоль оси при движении частиц 23 мкм из трубы диаметром 15 мм со скоростью истечения 50 м/с на фиг. 4, а сравниваются с экспериментальными данными [2]. Режим течения мелкой примеси характеризуется ярко выраженным эффектом шнурования примеси в струе, который, как уже упоминалось, выражается в росте концентрации вдоль оси струи, при этом профили концентрации частиц в поперечных сечениях струи становятся уже профилями скоростей газовой фазы. Распределения относительной массовой концентрации α' и скорости дисперсной u'_s и газовой $u' = u/u_0$ фаз в двух сечениях двухфазной струи (16 и 25 калибров) показывают (фиг. 5, а, б), что на расстоянии 10–15 калибров от выходного сечения трубы наблюдается эффект шнурования. Из фиг. 4, а видно, что сразу после концентрирования примеси в приосевой области струи (~ 12 калибров) начинается резкое уменьшение концентрации дальше вниз по потоку.

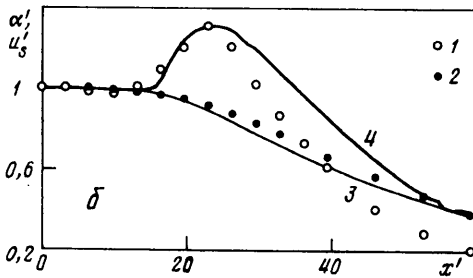
Распределения аналогичных параметров, но для другого режима, когда скорость истечения из трубы составляла 30 м/с, показаны на фиг. 4, б. Как и в предыдущем случае, сразу после пика концентрации наблюдалось ее интенсивное рассеивание в дальних сечениях двухфазной турбулентной струи. Распределения относительной массовой концентрации α' частиц 23 мкм в струе, истекающей из трубы диаметром 15,2 мм со скоростью 50 м/с, для случая, когда на частицы действуют силовые факторы – сила сопротивления и подъемные силы Саффмена и Магнуса, учитывается полидисперсность примеси (столкновения частиц) и влияние турбулентности несущей среды, включая силу турбофореза, представлены на фиг. 6. Кривая 3 соответствует распределению концентрации для случая, когда отсутствует влияние турбулентности среды на движение частиц, а также отсутствует эффект турбофореза.

Удовлетворительное описание эффекта шнурования наблюдается тогда, когда учитываются все факторы, включая влияние турбулентности среды. Основной причиной шнурования является сила турбофореза, обусловленная неоднородностью поля турбулентной энергии на начальном участке струи и столкновениями частиц и приводящая к их радиальной миграции, т. е. сила, фигурирующая в уравнении переноса импульса дисперсной фазы в радиальном направлении: $F_r = -\rho\alpha(1 + Tx')^{-1}\eta^{-1}\partial(\eta(\langle v_p'^2 \rangle + k_{si}))/\partial\eta$.

При этом второе слагаемое в выражении, связанное с величиной k_s , это сила, аналогичная турбофорезу, но появляющаяся в результате учета столкновения частиц (при записи нормальной компоненты тензора напряжения).

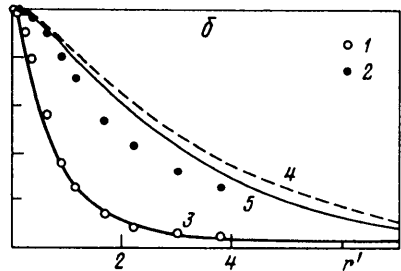
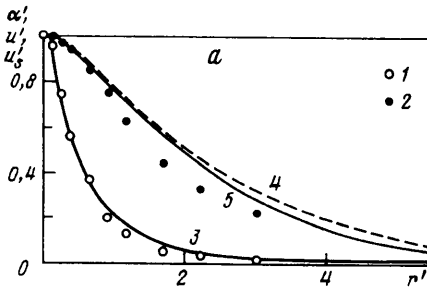


Фиг. 4. Распределения скорости u'_s и концентрации α' частиц $\delta = 23$ -мкм вдоль оси струи для скоростей истечения 50, 30 м/с (а, б); 1, 2 – эксперимент для α' , u'_s ; кривые 3, 4 – u'_s , α'



Фиг. 5. Распределения скорости газовой фазы, концентрации и скорости частиц в сечениях струи 16, 25 калибров – а, б (параметры потока соответствуют фиг. 4, а): 1, 2 – эксперимент для α' , u'_s ; расчетные кривые 3–5 – α' , u' , u'_s

Фиг. 4



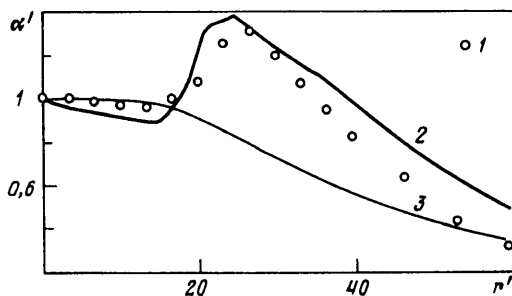
Фиг. 5

Заключение. 1. Получены результаты численного моделирования эффекта аномального распределения примеси в двухфазной турбулентной струе с малоинерционными частицами, обнаруженного авторами еще в 70-х годах и не нашедшего удовлетворительного объяснения.

2. Так как причины, вызывающие аномалии, не были известны, предлагаемая модель учитывает влияние практически всех факторов, которые могут вызвать подобные распределения в реальных потоках: полидисперсность примеси, ее влияние на турбулентность несущего потока, силы Магнуса, Саффмена, турбофореза, взаимодействие частиц со стенкой и друг с другом.

3. Особое внимание уделялось влиянию полидисперсности, как как реальная примесь состоит из конечного числа фракций частиц. Разработана модель замыкания уравнений переноса, учитывающая влияние столкновительных процессов в этих примесях на параметры двухфазного потока. Показано, что без учета этих процессов, а также силы турбофореза описание аномалий в распределении примеси невозможно.

4. С помощью предложенной модели рассчитывалось движение не только в струе, но и в трубе, из которой она истекает. Это позволило корректно задать начальные



Фиг. 6. Распределения концентрации α' частиц $\delta = 23$ мкм вдоль оси струи: 1 – эксперимент, 2, 3 – расчетные кривые

условия для струи, в том числе и начальные распределения параметров, не поддающиеся пока непосредственным измерениям.

Теоретическая часть работы была выполнена при финансовой поддержке правительства Эстонии и Международного научного фонда (ISF) (грант LK 6100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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 С.И., Павельев А.А., Мульги А.С., Лаатс М.К. Влияние начального скольжения на рассеивание примеси в двухфазной струе // Турбулентные двухфазные течения. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1979. С. 149–157.
3. Hussainov M., Kartushinsky A., Mulgi A., Rudi Ü. Gas–solid flow with the slip velocity of particles in a horizontal channel // J. Aerosol Sci. 1996. V. 27. № 1. P. 41–59.
4. Картушинский А.И. Перенос инерционной примеси в двухфазной турбулентной струе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 36–41.
5. Абрамович Г.Н., Бажанов В.И., Гиринович Т.А. Турбулентная струя с тяжелыми примесями // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 6. С. 41–49.
6. Васильков А.П. Расчет турбулентной двухфазной изобарической струи // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 5. С. 57–63.
7. Melville W.K., Bray K.N.C. A model of the two-phase turbulent jet // Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1979. V. 22. № 5. P. 647–656.
8. Лаатс М.К., Мульги А.С. Экспериментальное исследование кинематической картины мелкодисперсного трубного течения // Турбулентные двухфазные течения. Таллин: Изд-во АН ЭССР, 1979. С. 32–46.
9. Крамер Т., Дену С. Экспериментальное определение средних характеристик газового потока с твердыми частицами // Теоретические основы инженерных расчетов. М.: Мир, 1972. № 2. С. 254–262.
10. Tsuji Y., Morikava Y., Shiomi H. LDV measurements of an air–solid two-phase flow in a vertical pipe // J. Fluid Mech. 1984. V. 139. P. 417–434.
11. Kulick J.D., Fessler J.R., Eaton J.K. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow // J. Fluid Mech. 1994. V. 277. P. 109–134.
12. Louge M.Y., Mastorakos E., Jenkins J.T. The role of particle collisions in pneumatic transport // J. Fluid Mech. 1991. V. 231. P. 345–359.
13. He J., Simonin O. Non-equilibrium prediction of the particle-phase stress tensor in vertical pneumatic conveying // EDF Report HE-44. 1993. № 15. P. 1–24.
14. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наук. думка, 1987. 239 с.
15. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
16. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 510 с.

17. Трушин Г.И., Липатов Н.Н. Вероятность столкновения взвешенных частиц при их направленном движении // Изв. вузов. Пищевая технология. 1963. № 5. С. 110–114.
18. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981. 174 с.
19. Mei R. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number // Intern. J. Multiphase Flow. 1992. V. 18. № 1. P. 145–147.
20. Абрамович Г.Н., Гиринович Т.А., Крашенинников С.Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
21. Durst F., Rastogi A.K. 1977 Calculation of turbulent boundary layer flows with drag reducing polymer additives // Phys. Fluids. 1977. № 20. P. 1975–1985.
22. Крашенинников С.Ю. К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 71–80.
23. Бабуха Г.Л., Шрайбер А.А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев: Наук. думка, 1972. 175 с.
24. Hussainov M., Kartushinsky A., Mulgi A. et al. Experimental and theoretical study of the distribution of mass concentration of solid particles in the two-phase laminar boundary layer on a flat plate // Intern. J. Multiphase Flow. 1995. V. 21. № 6. P. 1141–1161.
25. Sommerfeld M., Zivkovic G. Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe system // Comput. Methods in Appl. Sci. Amsterdam: Elsevier, 1992. P. 201–212.

Таллин

Поступила в редакцию
19.IX.1996