

### ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ НА ТУРБУЛЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВЗВЕСИ В КАНАЛАХ

Турбулентные потоки газа с частицами реализуются в многочисленных аппаратах энергетики, химической промышленности. Широкий диапазон размеров и материалов транспортируемых частиц, расходных концентраций обуславливает необходимость надежного прогнозирования турбулентных характеристик дисперсных потоков в зависимости от режимов течения. Искажение параметров течения несущей фазы в присутствии дисперсной примеси определяет взвесенесущую способность потока, энергозатраты пневмотранспортных систем, степень эрозии стенок каналов в результате соударения частиц с поверхностью.

Механизм и интенсивность воздействия частиц на параметры несущего потока связаны с массовой концентрацией примеси и величиной отношения времени динамической релаксации частиц к характерному временному масштабу затухания энергоемких флуктуаций сплошной фазы. Хаотическое движение мелких частиц, время динамической релаксации которых меньше либо одного порядка с временным масштабом энергоемких пульсаций скорости газа, вызывается силой вязкого сопротивления, обусловленной межфазным пульсационным скольжением. В этом случае изменение пульсационных характеристик потока является результатом непосредственного воздействия примеси частиц на турбулентную мелкомасштабную структуру газа (см., например, [1—3]). Отличие осредненных характеристик запыленного потока от однофазного течения связано с изменением интенсивности турбулентного переноса импульса несущей фазы в присутствии частиц.

Для крупных частиц, время динамической релаксации которых значительно превосходит временной масштаб турбулентных флуктуаций сплошной фазы, наблюдается качественное изменение механизма воздействия дискретной примеси на несущий поток. Вследствие значительного отличия временных масштабов движения частиц и турбулентных вихрей непосредственное влияние частиц на интенсивность пульсаций скорости газа мало. Турбулентное движение примеси обусловлено столкновениями частиц со стенками канала, при котором частицы, с одной стороны, теряют часть импульса при неупругом ударе о стенку, а с другой — приобретают интенсивное вращение вокруг своей оси. Возникающая в результате вращения сила Магнуса является причиной интенсивного хаотического перемещения частиц поперек канала. Потеря импульса частиц при ударе о поверхность приводит к существенному осредненному скольжению фаз [4—6]. Скорость дискретной примеси больше скорости газа вблизи стенок канала и заметно меньше в ядре течения. Искажение профиля осредненной скорости газа — результат действия межфазной силы аэродинамического сопротивления. Изменение градиентов осредненной скорости сплошной фазы в потоке со сдвигом оказывает значительное влияние на уровень флуктуаций скорости газа. Кроме описанного выше механизма обратного воздействия примеси крупных частиц на поток возможна непосредственная дополнительная генерация мелкомасштабных вихрей вследствие срыва потока с поверхности частиц при их обтекании [7].

Прямое стохастическое моделирование динамики турбулентных потоков с частицами (см., например, [8]), когда рассчитываются лагранжевы траектории частиц в поле случайных флуктуаций скорости сплошной фазы, возбуждаемых стохастическим источником в уравнении движения сплошной среды, позволяет получать уникальную информацию о механизме воз-

действия примеси частиц на структуру турбулентных вихрей. Однако этот способ описания применим к течению только мелкой примеси с небольшой массовой концентрацией. Более экономичный с вычислительной точки зрения способ моделирования заключается в интегрировании ансамбля траекторий частиц, реализующихся вследствие включения случайной компоненты скорости газа с заданным вероятностным законом ее изменения в уравнения динамики частиц [9]. Уровень флуктуационного движения жидкой фазы рассчитывается по моделям турбулентности однофазного течения. Исследование этим способом обратного влияния на структуру потока примеси крупных частиц, случайным образом соударяющихся со стенками, может потребовать значительных затрат процессорного времени на ЭВМ.

Реальный метод описания гидродинамики газозвеси с учетом воздействия частиц на характеристики несущего потока основан на привлечении системы уравнений баланса характеристик сплошной и дискретной фаз, записанных в эйлеровом представлении. Для реализации этой программы необходимо разработать способ замыкания системы уравнений баланса и записать систему граничных условий, представляющих процесс столкновения частиц с поверхностью. В [10] впервые реализован эйлеров способ моделирования течения газозвеси частиц с учетом их вращения и соударения со стенками трубы. Расчеты проведены на основе системы уравнений для первых и вторых моментов флуктуаций скорости и угловой скорости вращения частиц. При определении моментов третьего порядка используется градиентная аппроксимация Буассинеска.

В [11] предложен принципиально другой способ описания динамики крупных частиц в каналах, основанный на уравнении для функции плотности вероятности распределения по координатам, скоростям и скоростям углового вращения частиц вокруг своей оси. Записана замкнутая система уравнений для первых и вторых моментов флуктуаций скорости и скорости углового вращения частиц. При этом выражения для вторых и третьих моментов, представляющих турбулентный перенос импульса, момента импульса, а также интенсивности флуктуационного движения примеси найдены из приближенного решения кинетического уравнения для функции плотности вероятности с учетом членов первого порядка по градиентам осредненных параметров дисперсной фазы. Привлечение соотношений, связывающих характеристики одиночной частицы до и после соударения, и приближенного решения кинетического уравнения позволяет записать граничные условия (третьего рода) для уравнений баланса первых и вторых моментов флуктуаций характеристик частиц. Для реализации системы уравнений в расчетах необходима только информация о динамике одиночных частиц.

В данной работе метод функции плотности вероятности распределения частиц по координатам, скоростям и скоростям углового вращения используется для замыкания системы уравнений баланса первых и вторых моментов флуктуаций скорости несущего газа с учетом межфазного взаимодействия. Привлечение метода функции плотности вероятности позволяет провести корректное замыкание уравнения для вторых моментов пульсаций скорости сплошной среды и учесть слагаемые, опущенные ранее в [10]. В уравнение для турбулентной энергии газа включено также слагаемое, описывающее дополнительную генерацию мелкомасштабных флуктуаций, возникающих вследствие обтекания частиц газом при больших числах Рейнольдса, вычисленных по относительной скорости скольжения фаз и диаметру частиц. На основе однопараметрического приближения для моделирования турбулентного течения газа с учетом межфазного взаимодействия исследован механизм подавления и генерации турбулентности несущей фазы в присутствии частиц, проведены расчеты гидравлического сопротивления при подъемном и опускном течении газозвеси в трубах. Результаты вычислений сравниваются с экспериментальными данными.

**1. Система уравнений для осредненной скорости и вторых моментов флуктуаций скорости газа.** Рассматривается течение газа с малой объемной концентрацией примеси частиц без учета столкновений частиц между собой.

Система уравнений, представляющая воздействие примеси на скорость сплошной фазы, имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_k} - \\ - \frac{\rho_2}{\rho_1} \sum_{p=1}^N \frac{q_p}{Q_N} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{R}_p(t)) F_i(\mathbf{R}_p, t), \quad \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0;$$

$$(1.2) \quad F_i(\mathbf{R}_p, t) = \frac{1}{\tau} (U_i(\mathbf{R}_p, t) - V_{pi}) - \gamma_\omega \varepsilon_{ijk} \Omega_{pk} (U_j(\mathbf{R}_p, t) - V_{pj}),$$

где  $U_i, P$  — скорость и давление газа;  $V_{pi}, R_{pi}, \Omega_{pi}$  — скорость, координата и скорость углового вращения  $p$ -й частицы;  $F_i$  — ускорение, обусловленное межфазным взаимодействием;  $g_i$  — ускорение массовых сил;  $\tau$  — время динамической релаксации скорости частиц, зависящее в общем случае от относительной скорости обтекания частиц и скорости их углового вращения;  $\nu$  — кинематическая вязкость газа;  $\rho_1, \rho_2$  — плотности газа и материала частиц;  $\gamma_\omega$  — параметр, пропорциональный отношению плотностей газа и частиц и зависящий от относительной скорости обтекания и интенсивности вращения;  $q_p = \pi d_p^3 / 6$  — объем  $p$ -й частицы;  $Q_N$  — объем течения, содержащий  $N$  частиц;  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака;  $\varepsilon_{ijk}$  — антисимметричный тензор.

Система уравнений, описывающая динамику частиц в потоке и механизм столкновения примеси со стенками, аналогична [11].

С целью перехода от лагранжева описания в (1.1) к эйлерову вводится функция плотности вероятности распределения частиц по координатам, скоростям и скоростям углового вращения:

$$(1.3) \quad \Phi_p(\mathbf{x}, \mathbf{V}, \Omega, t) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{R}_p) \delta(\mathbf{V} - \mathbf{V}_p) \delta(\Omega - \Omega_p).$$

В данной модели не учитывается эффект столкновений частиц между собой, поэтому для описания поведения ансамбля независимых частиц достаточно рассмотреть плотность вероятности одиночной частицы  $\Phi_p$ .

Для получения информации о характеристиках турбулентного течения осредняем уравнение (1.1) и уравнения для вторых моментов флуктуаций скорости газа по ансамблю турбулентных реализаций. При этом в уравнениях для осредненной скорости и вторых моментов пульсаций скорости сплошной фазы возникают слагаемые, связанные с межфазным взаимодействием и выражающиеся через функцию плотности вероятности (1.3):

$$(1.4) \quad A_i = \int d\mathbf{V} \int d\Omega \langle \Phi_p \left[ \frac{U_i(\mathbf{x}, t) - V_i}{\tau} - \gamma_\omega \varepsilon_{ijk} \Omega_k (U_j(\mathbf{x}, t) - V_j) \right] \rangle;$$

$$(1.5) \quad B_{im} = \int d\mathbf{V} \int d\Omega \langle \Phi_p \left[ \frac{U_i(\mathbf{x}, t) - V_i}{\tau} - \gamma_\omega \varepsilon_{ijk} \Omega_k (U_j(\mathbf{x}, t) - V_j) \right] u_m(\mathbf{x}, t) \rangle, \quad U_i = \langle U_i \rangle + u_i.$$

Здесь угловыми скобками обозначены результаты осреднения. Для раскрытия выражений (1.4), (1.5) необходима формула для коррелятора  $\langle \Phi_p u_m \rangle$  [11]:

$$(1.6) \quad \langle \Phi_p u_m \rangle = -f \langle u_m u_l \rangle \frac{\partial \langle \Phi_p \rangle}{\partial V_l} - T_E \gamma_\omega \varepsilon_{klm} \langle u_m u_l \rangle \Omega_k \frac{\partial \langle \Phi_p \rangle}{\partial V_n}, \\ f = 1 - \exp(-T_E / \tau)$$

( $T_E$  — характерное время турбулентных энергоемких флуктуаций скорости газа).

Подставив (1.6) в (1.4) и (1.5), записываем уравнения для осредненной скорости и вторых одноточечных моментов флуктуаций скорости газа в присутствии частиц:

$$(1.7) \quad \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_k \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\langle u_i u_k \rangle - \nu \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_k}) = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \langle C \rangle \left\{ \frac{\langle U_i \rangle - \langle V_i \rangle}{\tau} - \gamma \omega \varepsilon_{ijk} \left[ \langle \Omega_k \rangle (\langle U_j \rangle - \langle V_j \rangle) - \langle \omega_k v_j \rangle \right] \right\};$$

$$(1.8) \quad \begin{aligned} & \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial t} + \langle U_k \rangle \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_k} + \frac{\partial \langle u_i u_j u_k \rangle}{\partial x_k} + \\ & + \langle u_i u_k \rangle \frac{\partial \langle U_j \rangle}{\partial x_k} + \langle u_j u_k \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_k} = \\ & = - \frac{1}{\rho_1} \left( \frac{\partial \langle u_i p \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j p \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\rho_1} \left\langle p \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\rangle + \\ & + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_k \partial x_k} - 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right\rangle - \\ & - \frac{\rho_2}{\rho_1} \langle C \rangle (B_{ij} + B_{ji}) + \langle C \rangle G_{ij}, \\ & B_{ij} = \frac{1}{\tau} \langle u_i u_j \rangle (1 - f) + \gamma \omega \varepsilon_{kni} \langle \Omega_k \rangle \langle u_n u_j \rangle - \\ & - 2T_E / \tau \gamma \omega \varepsilon_{kni} \langle u_j u_i \rangle \langle \Omega_k \rangle - T_E \gamma^2 \omega \varepsilon_{kim} \varepsilon_{pln} \times \\ & \times \langle u_j u_l \rangle (\langle \Omega_k \rangle \langle \Omega_p \rangle + \langle \omega_k \omega_p \rangle), \\ & \langle N \rangle = \int dV \int d\Omega \langle \Phi \rangle, \quad \langle V_i \rangle \langle N \rangle = \int dV \int d\Omega V_i \langle \Phi \rangle, \\ & \langle \Omega_i \rangle \langle N \rangle = \int dV \int d\Omega \Omega_i \langle \Phi \rangle, \quad \langle \Phi \rangle = \sum_{p=1}^N \langle \Phi_p \rangle, \\ & \langle C \rangle = \langle N \rangle q_p / Q_N, \quad v_i = V_i - \langle V_i \rangle, \quad \omega_i = \Omega_i - \langle \Omega_i \rangle. \end{aligned}$$

Здесь  $\langle N \rangle$ ,  $\langle C \rangle$  — числовая и объемная концентрации частиц в потоке;  $\langle V_i \rangle$ ,  $\langle \Omega_i \rangle$ ,  $v_i$ ,  $\omega_i$  — осредненные и пульсационные компоненты скорости и угловой скорости частиц. Слагаемые в формуле для  $B_{ij}$  представляют дополнительную диссипацию интенсивности флуктуационного движения несущей фазы в результате пульсационного скольжения фаз, обусловленного как силой вязкого сопротивления при поступательном движении частицы, так и силой Магнуса.

Слагаемое  $G_{ij}$  в правой части уравнения (1.8) отображает дополнительную генерацию мелкомасштабных флуктуаций в газе, возникающих вследствие обтекания частицы. Для описания этого механизма влияния дискретной примеси на турбулентность жидкой фазы предполагаем, что интенсивность порождения пульсаций газа в результате обтекания одиночной частицы пропорциональна работе компоненты силы вязкого сопротивления, связанной с нестоксовостью обтекания, на относительное перемещение частицы в единицу времени. В этом случае выражение для  $G_{ij}$  принимает вид

$$(1.9) \quad G_{ij} = \delta_{ij} \beta_g (3/4) C'_D |U - V|^3 / d_p (1 - \exp(-Re_p / Re_{pc})), \\ C_D = 24 / Re_p + C'_D, \quad Re_p = d_p |U - V| / \nu,$$

где  $Re_p$  — число Рейнольдса обтекания частицы;  $C_D$  — полный коэффициент аэродинамического сопротивления сферической частицы;  $C'_D$  — компонента

аэродинамического сопротивления, учитывающая нестоксовость обтекания;  $Re_{pc}$  — характерное число Рейнольдса обтекания, начиная с которого наблюдается срыв вихрей с поверхности частицы;  $\beta_g$  — эмпирическая постоянная.

Система уравнений (1.7)–(1.9) совместно с уравнениями баланса для концентрации, осредненной скорости и угловой скорости вращения, вторых моментов флуктуаций скорости частиц, а также с граничными условиями, учитывающими процесс столкновения частиц со стенками канала [11], позволяет моделировать течение газа с примесью крупных частиц с учетом обратного воздействия дисперсной компоненты на характеристики несущего потока.

**2. Результаты расчетов.** Рассматривается течение на стабилизированном участке в круглой вертикальной трубе. Расчет характеристик турбулентного течения сплошной фазы с частицами проводится в рамках однопараметрической модели турбулентности. Уравнения для осредненной скорости течения и пульсационной энергии газа имеют вид

$$(2.1) \quad \frac{1}{(1-y')} \frac{d}{dy'} \left[ (1-y') \frac{1}{Re} (1+v'_i) \frac{dU'_x}{dy'} \right] - \frac{1}{2} \frac{\rho_2}{\rho_1} \langle \dot{C} \rangle \frac{U'}{St} = -K - \frac{1}{2} \frac{\rho_2}{\rho_1} \langle C \rangle \left[ \frac{V'_x}{St} - \gamma_\omega (\Omega^2 V'_y + \langle \omega' v'_y \rangle) \right];$$

$$(2.2) \quad \frac{1}{(1-y')} \frac{d}{dy'} \left[ (1-y') \left( \frac{1}{Re} + c_1 Re_t \right) \frac{de'}{dy'} \right] - \frac{c_2}{2} \frac{e'^{3/2}}{L'} - \frac{c_3}{Re} \frac{e'}{L'^2} - \frac{\rho_2}{\rho_1} \langle C \rangle \left[ \frac{1}{St} \exp\left(-\frac{T'}{St}\right) - \gamma_\omega b T' (\Omega'^2 + \langle \omega'^2 \rangle) \right] e' = -\frac{v'_i}{Re} \left( \frac{dU'}{dy'} \right)^2 - \langle C \rangle G',$$

$$\langle \omega' v'_y \rangle = -(1 + \tau/\tau_\omega)^{-1} St \sigma'_{ij} \partial \Omega' / \partial y',$$

$$\langle \omega'^2 \rangle = \tau/\tau_\omega (1 + \tau/\tau_\omega)^{-1} St^2 \sigma'_{ij} (\partial \Omega' / \partial y')^2,$$

$$G' = (9/8) \beta_g C'_D |U'_x - V'_x|^3 / d' (1 - \exp(-Re_p/Re_{pc})),$$

$$T' = T_E U_m / R, \quad v'_i = c_4 Re_t^2 / (c_5 + Re_t),$$

$$K = -R / (2\rho_1 U_m^2) \partial \langle P \rangle / \partial x,$$

где  $St = \tau U_m / R$  — число Стокса частиц;  $U_m$  — среднемассовая скорость течения;  $R$  — радиус канала;  $Re = 2RU_m/\nu$  — число Рейнольдса потока;  $e' = 0,5 \langle u_i u_i \rangle / U_m^2$  — безразмерная турбулентная энергия газа;  $\Omega' = \Omega R / U_m$  — безразмерная скорость вращения частиц вокруг своей оси;  $\omega' = \omega R / U_m$  — безразмерная флуктуация угловой скорости вращения частиц;  $\sigma'_{ij} = \langle v_i v_j \rangle / U_m^2$ ;  $V'_i = \langle V_i \rangle / U_m$  — безразмерная осредненная скорость частиц;  $L' = L_E / R$  — безразмерный масштаб турбулентного перемешивания Никурадзе;  $Re_t = L' e'^{1/2}$  — число Рейнольдса турбулентности; значение постоянной  $b$  в (2.2) выбирается из условия  $e'_{xx} + e'_{yy} = be$ . Интенсивности продольных и поперечных флуктуаций скорости газа принимались пропорциональными турбулентной энергии  $e'_{xx} = \kappa_x e'$ ,  $e'_{yy} = \kappa_y e'$  ( $\kappa_x = 1,17$ ,  $\kappa_y = 0,25$ ). Характерное время турбулентных энергоемких пульсаций скорости газа оценивается аналогично [11]. Значения постоянных  $c_1, c_2, c_3, c_4, c_5$  выбирались равными соответствующим значениям для случая однофазной турбулентности [2], постоянная  $\beta_g$  в выражении для генерации пульсаций скорости газа в результате срыва вихрей принималась равной 0,25,  $Re_{pc} = 40$ .

Граничные условия для уравнений динамики газа вытекают из условия прилипания и симметрии  $y' = 0$ :

$$(2.3) \quad U'_x = e' = 0; y' = 1: \partial U'_x / \partial y' = \partial e' / \partial y' = 0.$$

Совместное решение системы уравнений (2.1) — (2.3) проводилось численно итерационными методами до достижения заданной точности расчетов. Масштаб характеристик дискретной фазы значительно превосходит масштаб характеристик газа в сечении. В связи с этим расчет динамики частиц и газа проводился на независимых сетках. Параметры частиц определялись чисто неявным методом установления на почти равномерной сетке, при этом характеристики течения газа аппроксимировались кубическими сплайнами. Итерационный расчет течения несущей фазы был реализован на существенно неравномерной сетке, сгущающейся вблизи стенки трубы. В этом случае параметры дискретной фазы аппроксимировались кубическими сплайнами.

Параметр  $K$  в (2.1), представляющий гидравлическое сопротивление потока, рассчитывался путем применения процедуры расщепления  $k$  (2.1) и на основе соотношения, получаемого из (2.1) в результате интегрирования по сечению канала:

$$(2.4) \quad K = \frac{2}{Re} \frac{dU'}{dy'} \Big|_{y'=0} + \frac{1}{2} \frac{\rho_2}{\rho_1} \left\{ \frac{1}{St} [ \langle (C)U'_x \rangle_m - \langle (C)V'_x \rangle_m ] + \gamma_w [ \langle (C)\Omega'V'_y \rangle_m + \langle (C)\langle \omega'v'_y \rangle \rangle_m ] \right\}.$$

Здесь индексом  $m$  обозначены среднемассовые величины.

Формирование профилей осредненных характеристик дискретной примеси крупных частиц происходит в результате взаимодействия частиц со стенками канала. В частности, колоколообразный профиль концентрации частиц реализуется под действием силы Магнуса, возникающей вследствие вращения частиц после столкновения со стенками. На рис. 1 показано распределение сферических частиц в трубе  $2R = 16$  мм при скорости течения 30 м/с (кривая 1 соответствует бронзовым частицам  $d_p = 45$  мкм,  $k_n = k_t = 0,6$ , кривая 2 — частицам электрокорунда  $d_p = 55$  мкм,  $k_n = 0,2, k_t = 0,6$ , точки — экспериментальные данные [12]). Потеря импульса частицами при соударении с поверхностью вызывает интенсивное осредненное скольжение фаз. На рис. 2 результаты расчета осредненного скольжения сопоставляются с экспериментальными данными [13] (диаметр трубы  $2R = 30,5$  мм,  $k_n = k_t = 0,6$ ,  $U_c$  — скорость газа на оси трубы, кривая 1 для частиц  $d_p = 200$  мкм,  $Re = 3,3 \cdot 10^4$ , 2 —  $d_p = 500$  мкм,  $Re = 1,6 \cdot 10^4$ , 3 —  $d_p = 3000$  мкм,  $Re = 3,1 \cdot 10^4$ , 4 —  $d_p = 1000$  мкм,  $Re = 1,6 \cdot 10^4$ , штриховая линия — скорость газа). Колоколообразный профиль концентрации примеси и равномерное распределение скорости частиц в сечении приводят к тому, что максимальное межфазное взаимодействие сосредоточено в ядре течения. При этом наблюдается значительное искажение

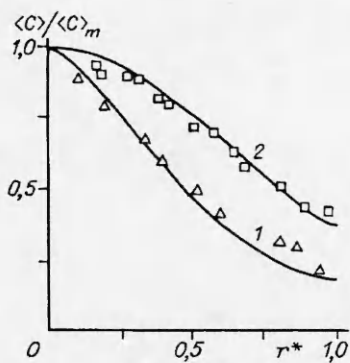


Рис. 1

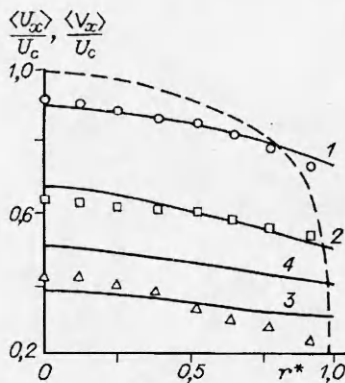


Рис. 2

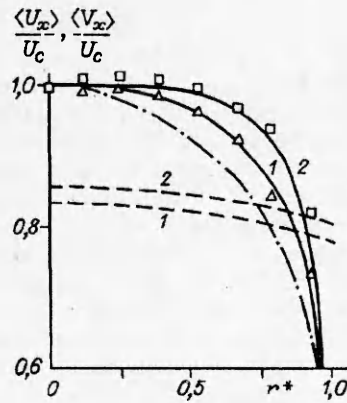


Рис. 3

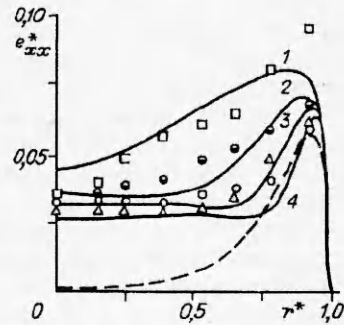


Рис. 4

профиля осредненной скорости газа. На рис. 3 представлены профили скорости газа и частиц в соответствии с экспериментальными данными [13] (штрихпунктирная линия — скорость газа в отсутствие примеси, штриховые — скорости частиц, сплошные — скорости газа с примесью частиц  $d_p = 200$  мкм; кривые 1 получены при массовой расходной концентрации примеси 2 кг/кг, 2 — при 3,2 кг/кг). Из рис. 3 видно, что степень искажения скорости несущей фазы увеличивается с ростом концентрации примеси. Скорость частиц с увеличением концентрации возрастает, что соответствует экспериментам [13]. Снижение градиентов осредненной скорости несущей фазы в ядре течения приводит к уменьшению интенсивности порождения флуктуаций скорости газа. Этот эффект отчетливо иллюстрируется на рис. 4, где представлено сравнение с экспериментальными данными [13] для интенсивности продольных флуктуаций скорости газа в случае течения частиц  $d_p = 200$  мкм,  $Re = 2,3 \cdot 10^4$  (кривым 1—4 соответствуют расходные концентрации 0; 1; 1,9; 3,2, штриховой линией нанесены результаты расчета без учета дополнительной генерации флуктуаций скорости газа вследствие срыва вихрей с поверхности частиц при их обтекании). Воздействие примеси инерционных частиц на турбулентность сплошной фазы обусловлено, с одной стороны, снижением уровня порождения флуктуационного движения из-за уменьшения градиентов скорости в объеме течения, с другой — прямой генерацией пульсаций скорости газа в результате обтекания частиц газом при больших числах Рейнольдса частиц ( $Re_p \gg 1$ ). Эффект дополнительной генерации мелкомасштабного движения в несущей фазе отчетливо проявляется в присутствии сравнительно крупной примеси частиц с заметным осредненным скольжением фаз. На рис. 5 представлено сопоставление результатов расчета интенсивности продольных флуктуаций газа с данными опытов [13], полученными для течения

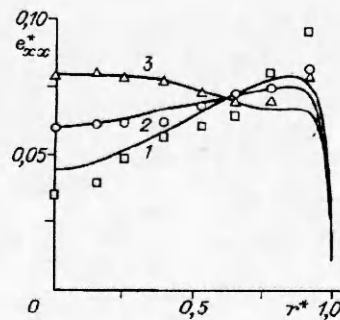


Рис. 5

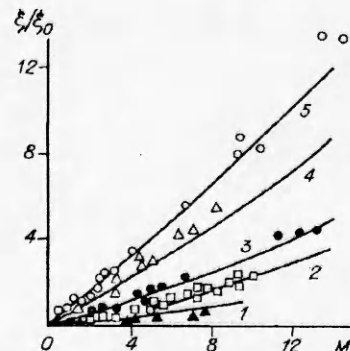


Рис. 6



газа при  $Re = 2,3 \cdot 10^4$  с частицами  $d_p = 1000$  мкм (кривым 1—3 отвечают массовые расходные концентрации 0; 1; 3).

Как следует из формулы (2.4), в гидравлическое сопротивление при транспортировке газозвеси в трубах по сравнению с течением однофазного потока существенный вклад дает сила межфазного сопротивления. Так как межфазное скоростное скольжение формируется под действием силы тяжести частиц и потери импульса частиц при столкновении со стенками, то эти эффекты неявным образом учитываются при вычислении параметра  $K$  в (2.1),

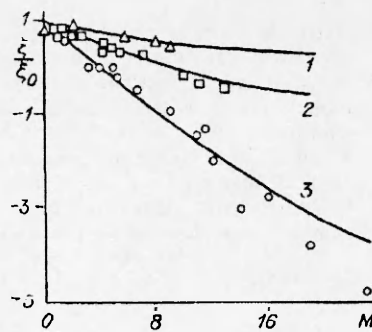
пропорционального коэффициенту гидравлического сопротивления запыленного потока.

На рис. 6 показано сравнение рассчитанных и измеренных экспериментально [14] отношений гидравлических сопротивлений чистого газа  $\xi_0$  и газозвеси  $\xi$  в зависимости от массовой расходной концентрации угольных частиц  $M$  с  $d_p = 230$  мкм при подъемном течении в вертикальной трубе диаметром 16 мм (кривым 1—5 соответствуют числа Рейнольдса потока  $32 \cdot 10^3$ ,  $19 \cdot 10^3$ ,  $11,6 \cdot 10^3$ ,  $7,6 \cdot 10^3$ ,  $6,5 \cdot 10^3$ ). При снижении скорости потока, как следует из рис. 6, возрастают затраты энергии несущей фазы на работу против силы тяжести. В случае опускного течения газозвеси движение частиц в поле силы тяжести может приводить к увеличению перепада давлений по ходу течения. На рис. 7 представлены теоретические и опытные данные по гидравлическому сопротивлению при опускном течении [14]. Расчеты проведены для газозвеси того же типа, что и на рис. 6, за исключением направления течения (кривым 1—3 отвечают числа Рейнольдса потока  $20 \cdot 10^3$ ,  $11,5 \cdot 10^3$ ,  $6,3 \cdot 10^3$ ).

Таким образом, в работе представлен вероятностный способ описания турбулентного течения газозвеси сравнительно крупных частиц, основанный на привлечении аппарата функции плотности вероятности распределения частиц по их характеристикам. Предлагаемая методика позволяет строить замкнутые модели для расчета сложных двухфазных течений газа с частицами, имеющие практические приложения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси. — Киев: Наук. думка, 1987.
2. Деревич И.В., Ерошенко В.М., Зайчик Л.И. Течение и теплообмен мелкодисперсных турбулентных потоков в каналах // ИФЖ. — 1987. — Т. 53, № 5.
3. Деревич И.В. Спектр пульсаций скорости газа с частицами при однородной изотропной турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1987. — № 1.
4. Дурст Ф. Комбинированные измерения скорости, распределения по размерам и концентрации частиц // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Теорет. основы инж. расчетов. — 1982. — Т. 104, № 3.
5. Деревич И.В., Ерошенко В.М. Расчет осредненного скоростного скольжения фаз при турбулентном течении дисперсных потоков в каналах // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1990. — № 2.
6. Louge M.Y., Mastarakos E., Jenkins J.T. The role of particle collisions in pneumatic transport // J. Fluid Mech. — 1991. — V. 231, N 2.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
8. Squires K.D., Eaton J.K. Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence // Phys. Fluids A. — 1990. — V. 2, N 7.
9. Adeniji-Fashola, Chen C.P. Modeling of confined turbulent fluid-particle flows using Eulerian and Lagrangian schemes // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 1990. — V. 33, N 4.
10. Кондратьев Л.В., Шор В.В. Исследование турбулентного течения газозвеси в трубе с учетом соударения частиц со стенкой и вращения частиц // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1990. — № 1.



Р и с. 7



11. Деревич И.В. Расчет турбулентного течения газозвеси частиц, интенсивно взаимодействующих со стенками канала // ПМТФ. — 1992. — № 6.
12. Мульги А.С. Экспериментальное исследование течения газа с однородными сферическими частицами в трубе // Турбулентные двухфазные течения. — Таллинн, 1979. — Ч. 2.
13. Tsuji T., Morikawa Y., Shiomi H. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe // J. Fluid Mech. — 1984. — V. 139, N 1.
14. Сукомел А.С., Цветков Ф.Ф., Керимов Р.В. Теплообмен и гидравлическое сопротивление при движении газозвеси в трубах. — М.: Энергия, 1977.

г. Москва

Поступила 20/IV 1993 г.

УДК 532.526.2

В.М. Козин, А.В. Онищук

### МОДЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ В СПЛОШНОМ ЛЕДЯНОМ ПОКРОВЕ ОТ ДВИЖЕНИЯ ПОДВОДНОГО СУДНА

Одним из перспективных направлений в решении проблемы круглогодичной эксплуатации северных морских путей является создание подводного транспортного флота, способного под водой преодолевать ледовые препятствия. Очевидно, условия эксплуатации таких судов должны предусматривать возможность аварийного всплытия в сплошном ледяном покрове. В настоящее время технология такого всплытия заключается в статическом нагружении ледяной пластины снизу за счет создания положительной остаточной плавучести путем осушения цистерн главного балласта после предварительного подрыва льда в районе всплытия. Опыт практической реализации подобного всплытия на отечественных и зарубежных подводных лодках показывает неизбежность повреждения рубки, строений верхней палубы, а часто и легкого корпуса. Избежать этих нежелательных последствий можно путем частичного или полного разрушения ледяного покрова посредством возбуждения во льду изгибно-гравитационных волн (ИГВ) определенной амплитуды [1]. Для этого судно всплывает на безопасную глубину и движется подо льдом с определенной скоростью. В ледяном покрове развиваются ИГВ, при определенной интенсивности которых происходит растрескивание или полное разрушение льда. После чего судно возвращается в район воздействия на лед ИГВ и всплывает в ослабленном или битом льду. Данная технология всплытия сопровождается шумами, спектр частот которых близок к естественным. Поэтому такое всплытие подводных лодок повышает также и их скрытность.

Разрушение льда посредством ИГВ может осуществляться как при движении водоизмещающих судов [2], так и амфибийных судов на воздушной подушке (СВП). В первом случае судно движется вдоль кромки льда или по каналу, возбуждая систему корабельных волн, которые затем трансформируются в ИГВ. При достижении судном определенной скорости амплитуда ИГВ возрастает до максимальных значений и ледяной покров соответствующей толщины начинает разрушаться на значительной площади (ширина разрушаемой полосы при движении средних ледоколов может достигать сотен метров [3]). Во втором случае СВП движется с резонансной скоростью по льду [4]. Возбуждаемая система ИГВ при определенной массе судна также приводит к разрушению ледяного покрова на большой площади.

Настоящая работа посвящена модельным исследованиям возбуждения подводными судами ИГВ амплитудой, достаточной для разрушения ледяного покрова реальной толщины при безопасных заглоблениях. Среди теоретических работ, посвященных этому вопросу, можно отметить исследования

© В.М. Козин, А.В. Онищук, 1994