

УДК 532.529:532.517.3

© 1992 г.

**И. Н. ГУСЕВ, Е. И. ГУСЕВА, Л. И. ЗАЙЧИК**

**МОДЕЛЬ ОСАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ИЗ ТУРБУЛЕНТНОГО  
ГАЗОДИСПЕРСНОГО ПОТОКА В КАНАЛАХ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ  
СТЕНКАМИ**

Несмотря на значительный интерес к проблеме, теория, последовательно описывающая процесс осаждения частиц в каналах, к настоящему времени не построена. Первые модели по расчету скорости осаждения [1, 2] основаны на концепции «свободного пробега» частиц. В этих работах предполагалось, что в ядре потока вплоть до некоторой условной границы перенос частиц происходит в результате турбулентной диффузии, а на заключительной стадии имеет место инерционный пробег к стенке за счет энергии, ранее сообщенной турбулентными вихрями несущей фазы. Дальнейшее совершенствование теории основывалось на модификации коэффициентов и параметров модели Фредландера и Джонстона [3, 4], введении элементов стохастического подхода [5, 6], а также более аккуратном учете структуры турбулентности вблизи стенки [7].

Основными недостатками рассмотренных работ являются большое количество эмпирических констант и возможность использования предположенных подходов только в относительно узких диапазонах изменения размеров частиц. По этим причинам применение диффузионных моделей в сочетании с достаточно искусственным приемом переноса граничных условий на длину «свободного пробега» не вполне удовлетворительно. В последнее время рядом авторов [8, 9] проведено прямое численное моделирование процессов осаждения. Анализ результатов данных исследований позволяет заключить, что характеристики дисперсной фазы в пристеночной области не могут быть получены на основе локально-равновесных предположений.

В настоящей работе развивается нелокальная модель осаждения частиц без привлечения эмпирической информации о структуре пульсационного движения частиц. Описание эффектов, обусловленных инерционностью частиц, получено на основе системы дифференциальных уравнений для моментов скорости дисперсной фазы. Апробация модели проводится на примерах течений в каналах с гладкими стенками и с ворсистой шероховатостью.

1. Рассматривается стационарное стабилизированное течение газодисперсной среды в плоскопараллельных ( $\alpha=0$ ) и осесимметричных ( $\alpha=1$ ) каналах с поглощающими стенками. Массовая и тем более объемная концентрации частиц предполагаются малыми, что позволяет пренебречь их столкновениями и обратным влиянием на несущую среду. Динамические свойства частиц характеризуются временем релаксации  $\tau$  и коэффициентом броуновской диффузии  $D$ . В предположении о гауссовом случайном поле турбулентных пульсаций скорости газа уравнение для плотности распределения частиц  $P$  в фазовом пространстве координат  $x_k$  и скоростей  $V_k$  имеет следующий вид [10]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + V_k \frac{\partial P}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial V_k} \left( \frac{U_k - V_k}{\tau} + F_k \right) P = \\ = g \langle u_i' u_k' \rangle \frac{\partial^2 P}{\partial x_i \partial V_k} + \left( \frac{f}{\tau} \langle u_i' u_k' \rangle + \frac{D}{\tau^2} \delta_{ik} \right) \frac{\partial^2 P}{\partial V_i \partial V_k} \quad (1.1)$$

Здесь  $U_k$  и  $u_k'$  — осредненная и пульсационная составляющие скорости газа;  $\langle u_i' u_k' \rangle$  — вторые одноточечные моменты пульсаций;  $F_k$  — ускорение, вызываемое внешней массовой силой.

Коэффициенты вовлечения частиц в пульсационное движение газа

$$f = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \psi(s) \exp\left(-\frac{s}{\tau}\right) ds, \quad g = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \psi(s) \left(1 - \exp\left(-\frac{s}{\tau}\right)\right) ds \quad (1.2)$$

$$\psi(s) = \langle u_i'(t) u_j'(t+s) \rangle / \langle u_i'(t) u_j'(t) \rangle$$

определяются двухвременной корреляционной функцией пульсации скорости газа  $\psi(s)$ , взятой вдоль траектории частиц.

Выведем из (1.1) уравнение для моментов. Корреляции, содержащие угловую компоненту скорости (при  $\alpha=1$ ), определяем из условия устранения расходимостей на оси канала. Уравнение баланса массы твердой фазы  $C$  получаем, интегрируя (1.1) по пространству скоростей

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} r^\alpha \langle V_r \rangle C + \frac{\partial}{\partial x} \langle V_x \rangle C = 0$$

$$\langle V_r^a V_x^b \rangle = \frac{1}{C} \int P V_r^a V_x^b dV, \quad C = \int P dV \quad (1.3)$$

где  $x$  и  $r$  — координаты соответственно в продольном и поперечном, отсчитываемом от оси (плоскости симметрии) канала, направлениях.

Умножая (1.1) на  $V_r$  и интегрируя по  $V$ , получаем уравнение баланса поперечной компоненты импульса твердой фазы

$$\frac{\partial}{\partial r} \langle V_r^2 \rangle C + \frac{\partial}{\partial x} \langle V_r V_x \rangle C = \left( -\frac{\langle V_r \rangle}{\tau} + F_r \right) C - g \langle u_r'^2 \rangle \frac{\partial C}{\partial r} - \left\{ g \langle u_r' u_x' \rangle \frac{\partial C}{\partial x} \right\} \quad (1.4)$$

Входящие в выражение (1.4) компоненты плотности потока импульса частиц включают как турбулентные напряжения в твердой фазе, так и непосредственный перенос импульса осредненным движением.

Из (1.4) получается уравнение для радиальной компоненты потока частиц

$$j = C \langle V_r \rangle = -\tau \left( \langle V_r^2 \rangle + g \langle u_r'^2 \rangle \right) \frac{\partial C}{\partial r} - \tau C \frac{\partial \langle V_r^2 \rangle}{\partial r} +$$

$$+ \tau F_r C - \tau \left( \frac{\partial}{\partial x} \langle V_r V_x \rangle C + g \langle u_r' u_x' \rangle \frac{\partial C}{\partial x} \right)$$

в соответствии с которым движение твердой фазы по направлению к стенке канала обуславливается главным образом турбулентной диффузией с коэффициентом диффузии  $D_r = \tau \left[ \langle V_r^2 \rangle + g \langle u_r'^2 \rangle \right]$ , зависящим от уровня пульсаций скорости частиц, турбулентной миграцией под действием градиента турбулентной энергии частиц и влиянием массовой силы.

Уравнение для момента  $\langle V_r^2 \rangle$  принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \langle V_r^3 \rangle C + \frac{\partial}{\partial x} \langle V_r^2 V_x \rangle C = 2 \langle V_r \rangle C F_r -$$

$$- 2g \left[ \langle u_r'^2 \rangle \frac{\partial}{\partial r} \langle V_r \rangle C + \langle u_r' u_x' \rangle \frac{\partial}{\partial x} \langle V_r \rangle C \right] + \frac{2C}{\tau} \left( \chi \langle u_r'^2 \rangle + \frac{D}{\tau} \langle V_r^2 \rangle \right) \quad (1.5)$$

Из (1.5) в предположении малости переносных членов вытекает следующее выражение для энергии частиц, приходящейся на поперечную

степень свободы:

$$\frac{1}{2}\langle V_r^2 \rangle = \frac{1}{2}(f\langle u_r'^2 \rangle + D/\tau) \quad (1.6)$$

Локально-равновесное приближение, базирующееся на (1.6), хорошо выполняется в турбулентном ядре потока, однако может нарушаться в пристеночной области, где имеют место большие градиенты всех переменных. Учет нелокальных эффектов выполняется на основе решения уравнения (1.5). Для определения  $\langle V_r^3 \rangle$  используем предположение о квазигaussianовом распределении частиц по поперечной компоненте скорости, аналогичное гипотезе Миллионщикова в теории однофазных турбулентных потоков,  $\langle V_r^4 \rangle = 3\langle V_r^2 \rangle^2$ . В этом случае из уравнения для третьих моментов в приближении пограничного слоя, позволяющем опустить производные по  $x$  в уравнениях для старших моментов, имеем [11]

$$\langle V_r^3 \rangle = -D_r \frac{d\langle V_r^2 \rangle}{dr} + \langle V_r \rangle \left[ \langle V_r^2 \rangle + 2 \left( f\langle u_r'^2 \rangle + \frac{D}{\tau} \right) \right] \quad (1.7)$$

Таким образом, полный третий момент описывает диффузионный перенос энергии частиц  $\langle V_r^2 \rangle/2$  и конвективный, возникающий за счет нарушения симметрии в распределении  $P$  по  $V_r$ .

Приведем также получаемые из (1.1) уравнения для моментов  $\langle V_x \rangle$  и  $\langle V_r V_x \rangle$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} r^\alpha \langle V_r V_x \rangle C + \frac{\partial}{\partial x} \langle V_x \rangle^2 C = & \left( \frac{\langle U_x \rangle - \langle V_x \rangle}{\tau} + F_x \right) C - \\ & - g \langle u_r' u_x' \rangle \frac{\partial C}{\partial r} - \left\{ g \langle u_x'^2 \rangle \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \langle V_x'^2 \rangle C \right\} \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \langle V_r^2 V_x \rangle C + \frac{\partial}{\partial x} \langle V_r V_x^2 \rangle C = & C \left[ \langle V_r \rangle \left( \frac{\langle U_x \rangle}{\tau} + F_x \right) + \right. \\ & \left. + \langle V_x \rangle F_r \right] - g \left[ \langle u_r'^2 \rangle \frac{\partial}{\partial r} \langle V_x \rangle C + \langle u_r' u_x' \rangle \left( \frac{\partial}{\partial x} \langle V_x \rangle C + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial}{\partial r} \langle V_r \rangle C \right) + \langle u_x'^2 \rangle \frac{\partial}{\partial x} \langle V_r \rangle C \right] + \frac{2C}{\tau} (f\langle u_r' u_x' \rangle - \langle V_r V_x \rangle) \end{aligned} \quad (1.9)$$

В приближении пограничного слоя, дополненном условием  $\langle V_r^2 \rangle \langle V_x \rangle \gg \langle V_r^2 V_x' \rangle$ , из (1.9) и (1.4) имеем

$$\langle V_r V_x \rangle = f\langle u_r' u_x' \rangle + \frac{\tau}{2} \left[ \langle V_r \rangle \left( \frac{\langle V_x \rangle + \langle U_x \rangle}{\tau} + F_x \right) - D_r \frac{d}{dr} \langle V_x \rangle \right] \quad (1.10)$$

Согласно выражению (1.10), порождение момента  $\langle V_r V_x \rangle$  осуществляется посредством вовлечения частиц в турбулентное движение газа, описываемого локально-равновесным членом  $f\langle u_r' u_x' \rangle$ , конвекции и диффузии.

В силу принятой постановки задачи все характеристики дисперсной фазы, за исключением концентрации  $C$ , не изменяются вдоль оси  $x$ , а распределения  $C$  в различных сечениях канала подобны. В этом случае из (1.3) следует

$$\frac{\partial C}{\partial x} = -CR^\alpha (C\langle V_r \rangle) \Big|_{r=R} \left( \int_0^R r^\alpha C \langle V_x \rangle dr \right)^{-1} \quad (1.11)$$

где  $R$  — радиус (полуширина канала).

Кроме того, так как  $\langle V_x \rangle \gg \langle V_r \rangle$ , членами в фигурных скобках уравнений (1.4), (1.8) можно пренебречь.

Система нелинейных дифференциальных уравнений (1.3)–(1.5), (1.8) совместно с замыкающими соотношениями (1.7), (1.10), (1.11) составляет основу моделирования турбулентного переноса частиц в каналах.

2. Граничные условия для полученных уравнений определяются характером взаимодействия частиц со стенками канала. Введем коэффициент восстановления продольной компоненты скорости  $\xi$  и вероятность отскока  $\chi$  частиц от границы после удара. Тогда плотность вероятности перехода частицы в фазовом пространстве при столкновении со стенкой принимает вид

$$P(V_-|V_+) = \chi \delta(V_{r-} + V_{r+}) \delta(V_{x-} - \xi V_{x+}), \quad V_{r+} > 0 \quad (2.1)$$

где индексы плюс и минус обозначают параметры до и после удара.

Примем гауссово распределение дисперсной фазы по  $V_{r+}$  на стенке

$$P(V_{r+}) \sim \exp\left(-\frac{V_{r+}^2}{2\langle V_r^2 \rangle}\right)$$

Тогда моменты скорости связаны следующими отношениями [11]:

$$\langle V_r \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1-\chi}{1+\chi} \langle V_r^2 \rangle^{1/2}, \quad \langle V_r^3 \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{1-\chi}{1+\chi} \langle V_r^2 \rangle^{3/2} \quad (2.2)$$

Основными причинами, вызывающими отклонение  $\langle V_r V_x \rangle$  от локально-равновесного значения на стенке, являются потеря импульса при взаимодействии частиц со стенкой и осаждение. Представим момент  $\langle V_r V_x \rangle$  как сумму равновесного и неравновесного членов:  $\langle V_r V_x \rangle = f \langle u_r' u_x' \rangle + \Delta \langle V_r V_x \rangle$ . Определяем  $\Delta \langle V_r V_x \rangle$  из условия статистической независимости распределения  $P$  по  $V_r$  и  $V_x$  во фракциях падающих и отраженных частиц. Из (2.1) находим

$$\begin{aligned} \langle V_r \rangle &= \frac{\langle V_r \rangle_+ C_+ + \langle V_r \rangle_- C_-}{C_+ + C_-} = \langle V_r \rangle_+ \frac{1-\chi}{1+\chi} \\ \langle V_x \rangle &= \langle V_x \rangle_+ \frac{1+\xi\chi}{1+\chi} \\ \Delta \langle V_x V_r \rangle &= \langle V_x \rangle_+ \langle V_r \rangle_+ \frac{1-\xi\chi}{1+\chi} \end{aligned}$$

Таким образом, с учетом (2.2) получаем

$$\Delta \langle V_r V_x \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1-\chi\xi}{1+\chi\xi} \langle V_r^2 \rangle^{1/2} \langle V_x \rangle$$

Аналогичное выражение для смешанного момента скорости крупных частиц было получено в [12] на основе метода малого параметра. Окончательно находим

$$\langle V_r V_x \rangle = f \langle u_r' u_x' \rangle + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1-\chi\xi}{1+\chi\xi} \langle V_r^2 \rangle^{1/2} \langle V_x \rangle \quad (2.3)$$

Граничные условия (2.2), (2.3), дополненные условиями симметрии на оси канала, замыкают систему уравнений переноса.

3. Система дифференциальных уравнений (1.3)–(1.5), (1.8) решалась численно для случая полного поглощения частиц на стенках ( $\chi=0$ ).

Для расчета распределения скорости газа использовалась аппроксимационная формула для коэффициента турбулентной вязкости

$$v_{t+} = \frac{1}{6} \left[ \sqrt{1+4 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{R_+ - r_+}{A} \right)^2 \kappa^2 (R_+ - r_+)^2 \right]} - 1 \right] \times \\ \times \left( 1 + \frac{r_+}{R_+} \right) \left( \frac{1}{2} + \left( \frac{r_+}{R_+} \right)^2 \right) \quad (3.1)$$

переходящая вдали от стенки в формулу Рейхардта, а в пристеночной области — в соотношение Ван-Дрифта [13] ( $\kappa=0,4$ ,  $A=26$ ). Индекс плюс обозначает, что все величины обезразмерены по скорости трения  $u_*$  и кинематической вязкости  $\nu$ .

Коэффициенты вовлечения  $f$ ,  $g$ , согласно (1.2), зависят от параметра  $\Omega=T/\tau$ , где  $T$  — временной масштаб энергоемких пульсаций. Временной масштаб турбулентности связывается с длиной пути смешения Прандтля — Никурадзе  $l$  [14]

$$T_+ = \sqrt{l_+^2 + 100} \\ l = R \left( 0,14 - 0,08 \left( \frac{r}{R} \right)^2 - 0,06 \left( \frac{r}{R} \right)^4 \right) \quad (3.2)$$

Интенсивность турбулентных пульсаций газа в поперечном направлении вычисляется по формуле

$$\langle u_r'^2 \rangle = v_i / T Sc_i \quad (3.3)$$

На фиг. 1, а проводится сопоставление расчета по формуле (3.3) с учетом (3.1), (3.2) при  $Sc_i=0,9$  с экспериментальными данными, приведенными в [15]. Видно удовлетворительное соответствие зависимости (3.3) результатам эксперимента в пристеночной области ( $y=R-r$ ).

На фиг. 1, б и в показаны распределения пульсационной энергии частиц. Штриховым и сплошным линиям соответствуют результаты расчетов, полученные без учета и с учетом действующей в поперечном направлении и возникающей в сдвиговом потоке при рассогласовании скоростей несущей и твердой фаз силы Сэффмена [16]. Сила Сэффмена вызывает ускорение

$$F_r = \frac{9,6}{\pi} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{U_x - \langle V_x \rangle}{d} \frac{dU_x}{dr} \left( \frac{\nu}{-dU_x/dr} \right)^{1/2}$$

где  $\rho_x$  и  $\rho_p$  — соответственно плотности газа и материала частицы с диаметром  $d$ .

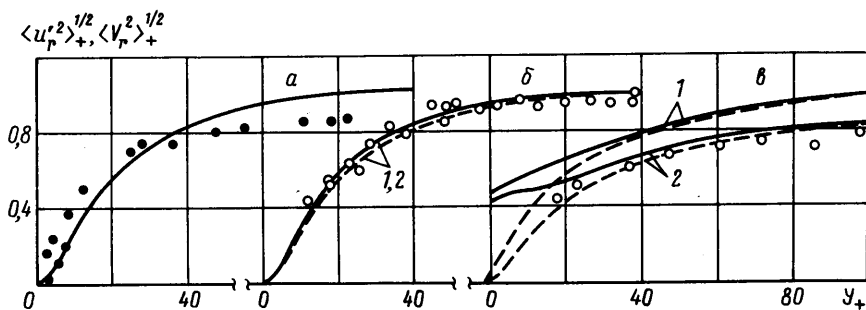
Впервые существенное влияние силы Сэффмена на перенос частиц в вязком подслое и процессы осаждения было отмечено в [17].

Для аппроксимации двухвременной коррелирующей функции  $\psi(s)$  наиболее часто используются следующие выражения: ступенчатая [18] и экспоненциальная [19] зависимости

$$\psi(s) = (1 - H(s - T)), \quad \psi(s) = \exp(-s/T)$$

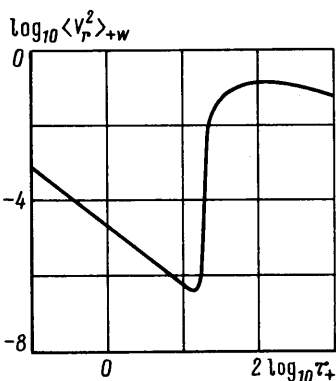
( $H$  — функция Хевисайда), дающие различные значения коэффициентов вовлечения.

При небольших временах динамической релаксации ( $\tau_+=1,1$ ) частицы хорошо вовлекаются в пульсационное движение газа и обе аппроксимации  $\psi(s)$  (ступенчатая — 1, экспоненциальная — 2) приводят к близким значениям пульсационной энергии (фиг. 1, б) в пристеночной области плоского канала. Экспериментальные данные Горена — Эрхарта, приведенные в [9], хорошо согласуются с расчетами. На фиг. 1, в в тех же обозначениях, что и на фиг. 1, б, приведены распределения пульсацион-

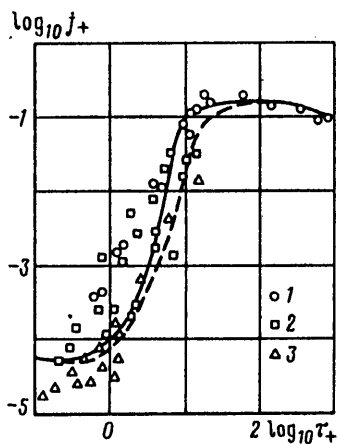


Фиг. 1

ной энергии более инерционных частиц ( $\tau_+ = 14,3$ ). Увеличение размера частиц приводит к снижению уровня интенсивности турбулентных пульсаций скорости твердой примеси с одновременным выполаживанием пульсационного профиля. Сравнение с опытными данными позволяет сделать выбор в пользу экспоненциальной аппроксимации корреляционной функции  $\psi(s)$ .



Фиг. 2



Фиг. 3

Пульсационная энергия крупных частиц в пристеночной области может превышать значение турбулентной энергии газа, причем интенсивность пульсаций на стенке становится отличной от нуля. Следует отметить, что этот эффект мог быть получен только на основе нелокального моделирования турбулентности в твердой фазе и обусловлен диффузионным и конвективным механизмами переноса пульсаций инерционными частицами.

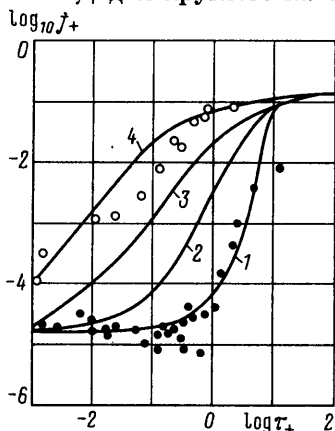
Характерной особенностью зависимости интенсивности пульсаций поперечной скорости твердой фазы на стенке от параметра инерционности  $\tau_+$  является наличие максимума при  $\tau_+ \approx 100$  (фиг. 2). Повышение  $\langle V_r'^2 \rangle_w$  объясняется возрастанием роли диффузионного и конвективного механизмов переноса энергии частиц из ядра потока к стенке с увеличением инерционности частиц. Снижение  $\langle V_r'^2 \rangle_w$  после достижения максимума связано с уменьшением интенсивности турбулентной энергии частиц в ядре потока с ростом их инерционности, так как вдали от стенки  $\langle V_r'^2 \rangle = f \langle u_r'^2 \rangle$ . На уровень пульсаций мелких частиц существенное влияние оказывает броуновское движение; при этом падение  $\langle V_r'^2 \rangle_w$  с увеличением инерци-

онности броуновских частиц связано с уменьшением коэффициента броуновской диффузии  $D$ .

Характер поведения турбулентной энергии дисперсной фазы находит отражение в зависимости безразмерного потока на стенке, определяемого выражением [3]

$$j_+ = - \frac{1}{u_* R^\alpha} \int_0^R r^\alpha U_x dr \frac{\partial \ln C}{\partial x}$$

от параметра инерционности  $\tau_+$ . На фиг. 3 представлены результаты расчета  $j_+$  для круглого канала при  $Re=50\,000$ ,  $\rho_p/\rho_f=770$ . Сплошная и штриховая линии соответствуют расчетам с учетом и без учета влияния силы Сэфмена. Анализ полученных результатов свидетельствует, что весь диапазон изменения  $\tau_+$  условно может быть разделен на три области: осаждение мелких ( $\tau_+ \leq 1$ ), средних ( $1 \leq \tau_+ \leq 100$ ) и крупных ( $\tau_+ \geq 100$ ) частиц. Основными механизмами, определяющими осаждение мелких частиц, являются турбулентная и броуновская диффузии.



Фиг. 4

Снижение интенсивности осаждения с ростом  $\tau_+$  связано с уменьшением коэффициента броуновской диффузии при увеличении размера частиц. Основными механизмами, определяющими осаждение средних частиц, являются турбулентная диффузия и турбулентная миграция, обусловленные неоднородностью распределений концентрации

частиц и интенсивности турбулентных пульсаций скорости несущего потока, а также сила Сэфмена; вклад броуновской диффузии в осаждение становится незначительным. Повышение скорости осаждения с ростом  $\tau_+$  объясняется увеличением роли миграционного механизма переноса. Скорость осаждения определяется главным образом значением пульсационной энергии частиц на стенке. Поэтому снижение коэффициента осаждения (после достижения максимального значения при  $\tau_+ \approx 100$ ) с ростом инерционности крупных частиц связано с уменьшением интенсивности турбулентных пульсаций поперечной скорости (фиг. 2). Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными по коэффициентам осаждения разных авторов ([3] — 1; [1] — 2; [20] — 3).

С целью интенсификации осаждения на стенке канала представляется перспективным использование ворсистой шероховатости (покрытия типа «травяной покров»). В диапазоне размеров частиц  $10^{-3} < \tau_+ < 10$  обнаружено возрастание скорости осаждения на несколько порядков [20]. Авторы имеющихся публикаций, в частности [21], связывают данное явление с ростом эффективности захвата части и полагают, что в этом случае осаждение обусловлено иными механизмами — инерционным обтеканием ворсинок в поперечном направлении. Однако на гладких стенках применение покрытий, обеспечивающих практически полное поглощение дисперсной фазы, не увеличивало скорость осаждения.

Явление аномально высокого осаждения может быть объяснено, если принять во внимание, что покрытие типа «травяной покров» не приводит к заметному искажению структуры турбулентного потока [20]. В то же время фактическая поверхность поглощения перемещается на расстояние  $h$ , равное размеру ворса, в глубь потока. Предлагаемая модель осаждения дает правильные результаты и в этом случае без изменения физических

предпосылок. В действительности расчет для частиц  $d=0,65$  мкм,  $\rho_p/\rho_f=1000$  при турбулентном течении в канале с  $h=100$  мкм привел к результатам, хорошо согласующимся с экспериментом [22]. На фиг. 4 кривым 1–4 соответствуют масштабы шероховатости 0; 10; 30; 100 мкм. Влияние покрытия «травяной покров» на частицы с  $\tau_+ > 100$  отсутствует.

Приведенные данные в некоторой степени проясняют причины значительного разброса экспериментальных данных по осаждению на гладких поверхностях: наличие даже небольшой шероховатости приводит к резкому увеличению скорости осаждения.

Таким образом, представленная модель описывает процессы переноса и осаждения в широком диапазоне изменения инерционности частиц как на гладких, так и на поверхностях с ворсистой шероховатостью.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Friedlander S. K., Johnstone H. F.* Deposition of suspended particles from turbulent gas stream // *Ind. Engng. Chem.* 1957. V. 49. № 7. P. 1151–1156.
2. *Davies C. N.* Deposition of aerosols from turbulent flow through pipes // *Proc. Roy. Soc. London.* 1966. V. A289. № 1417. P. 235–246.
3. *Liu B. Y. H., Agarwal J. K.* Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow // *J. Aerosol Sci.* 1974. V. 5. № 2. P. 145–155.
4. *Kitamoto A., Takashima Y.* Transport theory of aerosol in turbulent flow // *Bull. Tokyo Inst. Technol.* 1974. № 121. P. 41–65.
5. *Hutchinson P., Hewitt G., Dukler A. E.* Deposition of liquid or solid dispersions from turbulent gas streams: a stochastic model // *Chem. Engng. Sci.* 1971. V. 26. № 3. P. 419–439.
6. *Beeks M. W., Skyrme G.* The dependence of particle deposition velocity on particle inertia in turbulent pipe flow // *J. Aerosol Sci.* 1976. V. 7. № 6. P. 485–495.
7. *Cleaver J. W., Yates B.* A sublayer model for the deposition of particles from a turbulent flow // *Chem. Engng. Sci.* 1975. V. 30. № 8. P. 983–992.
8. *Fichman M., Gutfinger C., Pnueli D.* A model for turbulent deposition of aerosols // *J. Aerosol Sci.* 1988. V. 19. № 1. P. 129–136.
9. *Kaillio G. A., Reeks M. W.* A numerical simulation of particle deposition in turbulent boundary layers // *Int. J. Multiphase Flow.* 1989. V. 15. № 3. P. 433–446.
10. *Деревич И. В., Зайчик Л. И.* Осаждение частиц из турбулентного потока // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 5. С. 96–104.
11. *Гусев И. Н., Зайчик Л. И.* Моделирование динамики частиц в пристеночной области газодисперсного турбулентного потока // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1991. № 1. С. 50–60.
12. *Деревич И. В., Ерошенко В. М.* Расчет осредненного скоростного скольжения фаз при турбулентном течении дисперсных потоков в каналах // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1990. № 2. С. 69–78.
13. *Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А.* Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1974. 407 с.
14. *Гусев И. Н., Гусева Е. И., Зайчик Л. И.* Осаждение частиц на стенках канала в турбулентном потоке // *Инж.-физ. журн.* 1990. Т. 59. № 5. С. 735–742.
15. *Lauffer J.* The structure of turbulence in fully developed pipe flow // *NACA Rep.* 1954. № 1174. P. 18.
16. *Saffman P. G.* The lift on a small sphere in a slow-shear flow // *J. Fluid Mech.* 1965. V. 22. № 2. P. 385–400; *Corrigendum* // *J. Fluid Mech.* 1968. V. 31. № 3. P. 624.
17. *Роухайнен, Станевич.* Об осаждении частиц небольших размеров из турбулентных потоков // *Теплопередача.* 1970. Т. 92. № 1. С. 118–127.
18. *Деревич И. В., Ерошенко В. М., Зайчик Л. И.* Влияние частиц на интенсивность турбулентного переноса запыленного газа // *Инж.-физ. журн.* 1983. Т. 45. № 4. С. 554–560.
19. *Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П.* Турбулентные течения газовзвеси. Киев: Наук. думка, 1987. 239 с.
20. *Wells A. C., Chamberlain A. C.* Transport of small particles to vertical surfaces // *Brit. J. Appl. Phys.* V. 18. № 12. P. 1793–1799.
21. *Медников Е. П.* Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981. 174 с.
22. *Chamberlain A. C., Garland J. A., Wells A. C.* Transport of gases and particles to surfaces with widely spaced roughness elements // *Boundary-Layer Meteorology.* 1984. V. 29. № 4. P. 343–360.

Москва

Поступила в редакцию  
4.II.1991