

УДК 532.529.5

© 1998 г. К.О. САБДЕНОВ

## О БАРБОТАЖЕ ПЫЛЕГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Получена формула для коэффициента проскока частиц примеси, которая описывает существующие экспериментальные данные при числах Стокса  $S \leq 2$ .

В промышленности для очистки воздуха и других газов от пыли и капель аэрозоля находят широкое применение пенные и центробежно-барботажные аппараты [1–3]. Основной принцип их работы заключается в продувке очищаемого воздуха через малые щели или отверстия, по другую сторону которых находится слой жидкости (обычно воды). Пенные аппараты существуют уже более 30 лет. Экспериментальные исследования осаждения тонкодисперсного аэрозоля минеральных масел в пенном аппарате (например, [4, 5]) показывают, что коэффициент проскока – отношение концентрации пыли, прошедшей через аппарат, к исходной – зависит только от числа Стокса  $S$  и быстро падает с его ростом. Но теоретического объяснения этому еще не найдено. Считается, что пылеулавливание в пенном аппарате происходит по "механизму удара" [6] на стадии роста газового пузыря, но модели такого механизма к настоящему времени в литературе нет. Поэтому построение методов расчета пылеулавливания позволило бы ясно сформулировать рекомендации как по использованию указанных аппаратов, так и их проектированию.

В данной работе проводится теоретический анализ процессов пылеулавливания.

**1. Осаждение частиц центробежно-инерционными силами.** Рассмотрим одиночное отверстие диаметра  $d$  (фиг. 1), через которое поступает в пузырь запыленный газ с постоянной средней скоростью  $V_0$ . Частицы пыли могут быть удалены центробежными и инерционными силами, возникающими при вихревом циркуляционном движении очищаемого газа внутри пузыря. Это может произойти как до отрыва пузыря, так и после. Оценим вклад указанных сил  $F$ . В первом случае

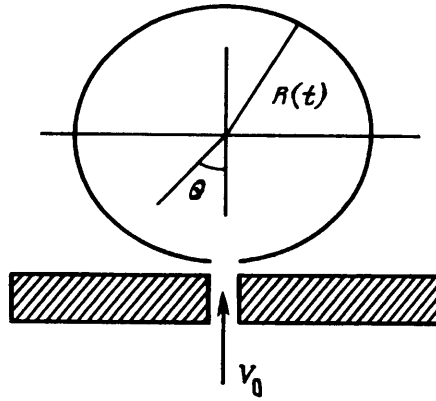
$$F_1 \sim V^2 \sim \frac{Q^2}{R^4} = \left( \pi \frac{V_0 d^2}{R^2} \right)^2$$

где  $V$  – характерная скорость газа в растущем пузыре,  $Q$  – расход газа через отверстие,  $R = R(t)$  – радиус пузыря.

Во втором случае  $F_2 \sim W^2$ , где  $W$  – скорость свободного подъема пузыря за счет сил Архимеда. Тогда

$$\frac{F_1}{F_2} \sim \left( \frac{\pi V_0 d^2}{R_0^2 W} \right)^2$$

Из экспериментов известно, что  $W \approx 0,3$  м/с [8] и  $d/2R_0 \approx 0,2$  [9], где  $R_0$  – радиус пузыря к моменту отрыва. При  $V_0 \sim 10$  м/с [5] находим  $F_1/F_2 \sim 10^2$ . Отсюда видно, что в основном осаждение пыли происходит до отрыва пузыря. Это объясняет экспериментальный факт слабой зависимости коэффициента проскока от толщины слоя жидкости в пенном аппарате [5]. В центробежно-барботажном аппарате имеется центробежная сила, возникающая при вращении газожидкостного кольца как целого.



Фиг. 1. Схема поступления запыленного газа в газовый пузырь

Если эта сила по абсолютной величине по крайней мере на порядок меньше  $F_1$ , то результаты данной работы применимы и для такого аппарата.

Газ с примесями пыли или капель аэрозоля представляет собой двухфазную среду. Учитывая мелкодисперсность частиц и их малую концентрацию, рассмотрим гидродинамическую задачу движения газа без частиц [7].

**2. Задача о росте газового пузыря при малых числах Рейнольдса.** В экспериментах наблюдается, что растущий пузырь имеет форму, близкую к сферической [6]. Представим отверстие, через которое поступает в жидкость пылегазовая смесь, точечным источником с заданным расходом  $Q$ . Тогда радиус сферического пузыря растет по закону

$$R(t) = \left( \frac{3}{4\pi} Qt \right)^{1/3}, \quad \frac{dR}{dt} = \frac{Q}{4\pi R^2}$$

В уравнениях Навье – Стокса для рассматриваемого течения

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \Delta v_r - \frac{2v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{2v_\theta \operatorname{ctg} \theta}{r^2} \right)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \nu \left( \Delta v_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} \right)$$

где  $\rho_g$  и  $\nu$  – плотность и кинематическая вязкость газа,  $\Delta_*$  – оператор Лапласа в размерных переменных.

В безразмерных переменных

$$V_r = \frac{4\pi R^2(t)}{Q} v_r, \quad V_\theta = \frac{4\pi R^2(t)}{Q} v_\theta, \quad \xi = \frac{r}{R(t)}, \quad P = \frac{4\pi R^3(t)}{\nu Q} \frac{p}{\rho_g}$$

преобразованные уравнения имеют вид

$$\operatorname{Re} \left[ - \left( 2V_r + \xi \frac{\partial V_r}{\partial \xi} \right) + V_r \frac{\partial V_r}{\partial \xi} + \frac{V_\theta}{\xi} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta^2}{\xi} \right] = - \frac{\partial P}{\partial \xi} + \Delta V_r - \frac{2V_r}{\xi^2} - \frac{2}{\xi^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{2V_\theta \operatorname{ctg} \theta}{\xi^2} \quad (2.1)$$

$$\operatorname{Re} \left[ - \left( 2V_\theta + \xi \frac{\partial V_\theta}{\partial \xi} \right) + V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial \xi} + \frac{V_\theta}{\xi} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r V_\theta}{\xi} \right] =$$

$$= -\frac{1}{\xi} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \Delta V_\theta + \frac{2}{\xi^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta}{\xi^2 \sin^2 \theta}$$

$$\Delta = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^2 \frac{\partial}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\xi^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right), \quad \text{Re} = \frac{Q}{4\pi R(t)v}$$

Наличие в (2.1) в явном виде переменной  $t$  говорит о неавтономности задачи о росте пузыря.

В случае  $\text{Re} \ll 1$  имеем квазистационарную задачу на нахождение скорости и давления в пузыре

$$-\frac{\partial P}{\partial \xi} + \Delta V_r - \frac{2V_r}{\xi^2} - \frac{2}{\xi^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{2V_\theta \text{ctg} \theta}{\xi^2} = 0 \quad (2.2)$$

$$-\frac{1}{\xi} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \Delta V_\theta + \frac{2}{\xi^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta}{\xi^2 \sin^2 \theta} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} (\xi^2 V_r \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\xi V_\theta \sin \theta) = 0$$

$$\theta = 0: \quad V_\theta = 0, \quad \frac{\partial V_r}{\partial \theta} = 0 \quad (2.3)$$

$$\theta = \pi: \quad V_\theta = 0, \quad \frac{\partial V_r}{\partial \theta} = 0$$

$$\xi \rightarrow 0: \quad V_\theta \neq \infty, \quad V_r \neq \infty$$

$$\xi = 1: \quad V_r = -\frac{2}{\sin \theta} \delta(\theta) + 1$$

Здесь  $\delta(\theta)$  – дельта-функция Дирака.

Решение (2.2), (2.3) ищем в виде

$$V_r = \sum_{n=1}^{\infty} F_n(\xi) P_n(x), \quad V_\theta = \sum_{n=1}^{\infty} G_n(\xi) \sqrt{1-x^2} \frac{dP_n}{dx} \quad (2.4)$$

где  $x = \cos \theta$ ,  $P_n(x)$  – полиномы Лежандра.

Подставив (2.4) в третье уравнение (2.2) и учитывая равенство [11]

$$\frac{d}{dx} \left[ (1-x^2) \frac{dP_n}{dx} \right] + n(n+1)P_n = 0$$

находим

$$\frac{d}{d\xi} (\xi^2 F_n) + n(n+1)\xi G_n = 0 \quad (2.5)$$

То же самое сделаем и с первыми двумя уравнениями в (2.2), приняв

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} H_n(\xi) P_n(x)$$

После несложных преобразований находим еще два обыкновенных дифференциальных уравнения

$$-\frac{dH_n}{d\xi} + \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{dF_n}{d\xi} \right) - \frac{n(n+1)}{\xi^2} (F_n + 2G_n) - \frac{2F_n}{\xi^2} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{H_n}{\xi} + \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{dG_n}{d\xi} \right) - \frac{n(n+1)}{\xi^2} G_n - \frac{2F_n}{\xi^2} = 0 \quad (2.7)$$

Три уравнения (2.5)–(2.7) сводятся к одному для  $F_n$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left[ \xi^2 \frac{d}{d\xi} \left( \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \xi^2 F_n \right) \right] \right\} - \\ - n(n+1) \left[ \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{dF_n}{d\xi} \right) + \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left( \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \xi^2 F_n \right) - \frac{2}{\xi} \frac{dF_n}{d\xi} \right] + \frac{n^2(n+1)^2}{\xi^2} F_n = 0$$

Поиск общего решения в форме  $F_n \sim \xi^k$  дает  $k_1 = n + 1$ ,  $k_2 = n - 1$ ,  $k_3 = -n$ ,  $k_4 = -n - 2$ . Учитывая условия при  $\xi \rightarrow 0$  в (2.3), отбросим  $k_3, k_4$ . Условия (2.3) по угловой переменной, очевидно, выполняются. Остается удовлетворить последним двум (2.3), исходя из выражений

$$V_r = \sum_{n=1}^{\infty} (A_1 \xi^{n+1} + A_2 \xi^{n-1}) P_n(x) \quad (2.8)$$

$$V_\theta = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} [A_1(n+3)\xi^{n+1} + A_2(n+1)\xi^{n-1}] \sqrt{1-x^2} \frac{dP_n}{dx}$$

$$A_1, A_2 = \text{const}$$

Несложные вычисления дают

$$A_2 = -\frac{n+3}{n+1} A_1, \quad A_1 = \frac{(2n+1)(n+1)}{2}$$

Найденные решения в виде бесконечных рядов свернем в конечные выражения. Для этого воспользуемся определением  $P_n(x)$  через производящую функцию  $\Psi(\xi, \cos\theta)$  [11]

$$\Psi(\xi, \cos\theta) = \frac{1}{\sqrt{1+\xi^2-2\xi\cos\theta}} = \sum_{n=0}^{\infty} \xi^n P_n(\cos\theta)$$

Легко убедиться, что

$$V_r = -(1-\xi^2) \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \xi \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} + \frac{\Psi-1}{2} \right] - 2 \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} - \frac{1}{\xi} (\Psi-1)$$

$$V_\theta = -\frac{1-\xi^2}{\xi} \left[ \xi \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi \partial \theta} + \frac{7}{2} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} + \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} \int_0^\xi (\Psi-1) \frac{d\xi}{\xi} \right]$$

После громоздких, но простых преобразований находим конечные выражения для скоростей

$$V_r = -\Psi^3 \{ \xi(1-\xi^2) \Psi^2 [2(\xi - \cos\theta)^2 - \sin^2\theta] + \\ + \left[ \frac{5}{2}(1-\xi^2) + 2 \right] (\xi - \cos\theta) \} - \frac{3-\xi^2}{2\xi} (\Psi-1) \quad (2.9)$$

$$V_\theta = -\Psi^3 (1-\xi^2) \left[ \Psi^2 \cos\theta (2\xi^2 - \xi \cos\theta - 1) - \frac{7}{2} \sin\theta \right] + \\ + \frac{3}{2} \frac{1-\xi^2}{\xi} \left( \Psi \frac{\xi - \cos\theta}{\sin\theta} + \text{ctg}\theta \right)$$

Анализ (2.9) показывает: движение газа в пузыре вихревое циркуляционное, что соответствует экспериментально наблюдаемой картине.

Заметим, что представление потока из отверстия в виде дельта-функции упрощает решение гидродинамической задачи, которое имеет принципиальное значение в правильной формулировке закона обтекания частиц и расчете коэффициента проскока.

**3. Расчет коэффициента проскока.** При расчете коэффициента проскока пренебрежем коагуляцией и дроблением частиц и ограничимся стоксовым законом обтекания частиц газом. Уравнения движения среды из частиц

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) u_r - u_r (\nabla \mathbf{u}) - \frac{u_\theta^2}{r} &= \frac{v_r - u_r}{\tau}, \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) u_\theta - u_\theta (\nabla \mathbf{u}) + \frac{u_r u_\theta}{r} &= \frac{v_\theta - u_\theta}{\tau} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\tau = \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu}$$

где  $d_p$ ,  $\rho_p$  – диаметр и плотность вещества частиц,  $\mu$  – динамическая вязкость газа, решаются при начальном условии  $\mathbf{u}|_{t=0} = \mathbf{v}$ . Поэтому примем  $\mathbf{u} = \mathbf{v} + \mathbf{u}_1$ , где считаем  $\mathbf{u}_1$  малой поправкой к  $\mathbf{v}$ :  $|\mathbf{u}_1| \equiv u_1 \ll |\mathbf{v}| \equiv v$ . С точностью до малых второго порядка по  $u_1$ , учитывая  $\nabla \mathbf{v} = 0$ , находим

$$u_r = v_r + \tau \left[ \frac{v_\theta^2}{r} - (\mathbf{v} \nabla) v_r - \frac{\partial v_r}{\partial t} \right], \quad u_\theta = v_\theta - \tau \left[ \frac{v_r v_\theta}{r} + (\mathbf{v} \nabla) v_\theta + \frac{\partial v_\theta}{\partial t} \right] \quad (3.2)$$

Распределение плотности частиц в пузыре находится из уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.3)$$

которое решается численным методом.

Так как  $\text{div} \mathbf{v} = 0$ , то (3.3) удобно привести к виду

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \rho \approx -\rho \text{div} \mathbf{u}_1 \quad (3.4)$$

с точностью до малых  $u_1/v \ll 1$ .

Коэффициент проскока  $k = \rho_1/\rho_0$ , где  $\rho_1$  – средняя плотность среды из частиц в пузыре к моменту отрыва,  $\rho_0$  – ее начальная плотность. Так как  $k$  – величина интегральная, то формулу для нее можно получить с точностью до некоторой неопределенной константы, используя только первую гармонику из ряда Фурье (2.10)

$$v_r \approx -\frac{3}{4\pi} \frac{Q}{R^2} (2 - \xi^2) \cos \theta, \quad v_\theta \approx \frac{3}{2\pi} \frac{Q}{R^2} (1 - \xi^2) \sin \theta$$

Используя последние выражения, находим компоненты  $\mathbf{u}_1$ , дающие ненулевой вклад в  $\text{div} \mathbf{u}_1$

$$\begin{aligned} u_{1r} &= \frac{Q^2 \tau}{16\pi^2 R^5} \left[ \frac{V_\theta^2}{\xi} - (\mathbf{V} \nabla) V_r \right] = \frac{9}{16\pi^2} \frac{Q^2 \tau}{R^5} \xi [1 + (3 - 2\xi^2) \cos 2\theta] \\ u_{1\theta} &= -\frac{Q^2 \tau}{16\pi^2 R^5} \left[ \frac{V_r V_\theta}{\xi} + (\mathbf{V} \nabla) V_\theta \right] = -\frac{9}{16\pi^2} \frac{Q^2 \tau}{R^5} \xi (3 - \xi^2) \sin 2\theta \end{aligned}$$

Тогда

$$\text{div} \mathbf{u}_1 = \frac{9}{16\pi^2} \frac{Q^2 \tau}{R^6} \xi^2 (1 - 9 \cos 2\theta) \quad (3.5)$$

Перейдем в (3.4) к полной производной по времени, отбросив в (3.5) угловую компоненту как высшую фурье-гармонику и полагая  $\xi \approx 1$ . Из решения уравнения

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{9}{16\pi^2} \frac{\tau Q^2}{R^6} = -\frac{\tau}{t^2} \rho$$

находим

$$\rho_1 = \rho_0 \exp \left[ -\frac{\tau}{t_1} \left( 1 - \frac{t_1}{t_2} \right) \right]$$

где  $t_1$  – время начала осаждения частиц,  $t_2 = 1/\omega$ ,  $\omega$  – частота отрыва пузырей. За  $t_1$  возьмем такой момент, когда диаметр пузыря равен диаметру отверстия:  $t_1 = d/3V_0$ . На практике  $t_1 \ll t_2$ , поэтому

$$k = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \exp(-3S) \quad (3.6)$$

где  $S = \tau V_0/d$  – число Стокса.

Согласно [10], точное решение (3.4) не изменит принципиально (3.6); может измениться только постоянный множитель перед  $S$ . Поэтому в (3.6) коэффициент 3 можно заменить некоторым параметром  $a$ . Экспериментальные данные [5] хорошо описываются для  $S < 0,2$  при  $a = 8$ .

На практике  $V_0 = 20 - 50$  м/с,  $d = (2 - 5) \cdot 10^{-3}$  м,  $Re \sim 100$ . При таких числах  $Re$  течение газа в пузыре можно рассматривать как вихревое движение идеальной жидкости [12, 13]. Но основная сложность такого подхода – в неопределенности формы вихря [12, 13].

Для расчета  $k$  при больших числах  $Re$  можно попытаться использовать решения (2.8), (2.9), так как они качественно и по порядку величин скоростей  $v_r, v_\theta$  правильно передают характер течения газа в пузыре.

Вид правых частей (3.1) соответствует стоксовому обтеканию частиц газом. Значение  $u_1 \sim 1$  м/с и число Рейнольдса для частиц  $Re_p = d_p u_1/\nu \sim 1$ . Но, как показывает анализ (2.11), течение внутри пузыря характеризуется большими градиентами скоростей. Особенно сильные пространственные изменения скоростей газа наблюдаются вблизи источника, где также велики и их абсолютные значения (поэтому осаждение частиц будет преимущественно происходить здесь). Частицы при этом будут обтекаться по более сложным законам, соответствующим большим числам  $Re_p$ , которые оцениваются по скорости  $v$ . Простая оценка дает  $Re_p = 20 - 60$ , что приводит к изменению правых частей (3.1).

Коэффициент сопротивления  $C$  для сферической частицы [7]

$$C = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}), \quad Re_p \leq 300$$

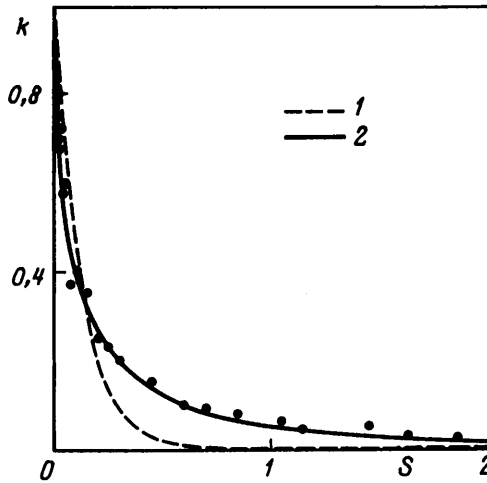
аппроксимируем в рассматриваемой области изменения  $Re_p$  более удобным выражением с ошибкой не более 10% при  $Re_p = 20$

$$C = \frac{11}{\sqrt{Re_p}}, \quad 20 \leq Re_p \leq 300 \quad (3.7)$$

Использование  $C$  в новой форме приводит к следующим значениям правых частей в (3.1) соответственно для первого и второго уравнения:

$$C_1 \frac{\sqrt{\rho_g \mu}}{\rho_p d_p^{3/2}} \sqrt{|v_r - u_r|} (v_r - u_r), \quad C_1 \frac{\sqrt{\rho_g \mu}}{\rho_p d_p^{3/2}} \sqrt{|v_\theta - u_\theta|} (v_\theta - u_\theta)$$

где  $C_1 = \text{const}$ .



Фиг. 2. Зависимость коэффициента проскока частиц  $k$  от числа Стокса  $S$ . Кривая 1 соответствует расчету по формуле (3.6) при  $a = 8$ , кривая 2 – расчету по (3.9) при  $\lambda = 3$ . Точки – экспериментальные данные [5]

Аналогичные приведенным выше рассуждения с использованием только первых гармоник ряда Фурье для скоростей дают

$$u_r \sim u_\theta \sim \frac{(\rho_p R)^{2/3} d_p}{t^{4/3} (\rho_g \mu)^{1/3}} \xi^{2/3}, \quad \text{div } \mathbf{u}_1 \sim \frac{\rho_p^{2/3} d_p}{t^{4/3} (\rho_g \mu R)^{1/3}} \xi^{1/3}$$

Полученное выражение для производной от  $\mathbf{u}_1$  непригодно при  $\xi \rightarrow 0$ , в этом пределе обтекание частиц происходит по закону Стокса. Поэтому расходимости в действительности нет. Так как осаждение частиц в основном происходит вблизи отверстия, то, исключая малую область вблизи  $\xi = 0$ , примем

$$\text{div } \mathbf{u}_1 \sim \frac{\rho_p^{2/3} d_p}{t^{4/3} (\rho_g \mu R)^{1/3}}$$

Используя это, находим

$$k = \exp \left\{ -\lambda \left( \frac{\rho_p}{\rho_g \text{Re}_d} \right)^{1/6} \sqrt{S} \left[ 1 - \left( \frac{d\omega}{3V_0} \right)^{4/9} \right] \right\}, \quad \text{Re}_d = \frac{dV_0}{\nu} \quad (3.8)$$

где  $\lambda = \text{const}$ .

Для рассматриваемых ниже условий, которые обычно реализуются на практике, имеем

$$\left( \frac{d\omega}{3V_0} \right)^{4/9} \approx 10^{-2} - 10^{-1}$$

Поэтому вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь. В (3.8) входят три безразмерных параметра:  $S \sim 1$ ,  $\rho_p/\rho_g \sim 10^3 \gg 1$ ,  $\text{Re}_d \sim 10^3 \gg 1$ . Согласно теории подобия и размерностей и ввиду малой степени  $1/6$  от числа порядка единицы можно считать

$$k = \exp(-\lambda \sqrt{S}) \quad (3.9)$$

Экспериментальные данные [5] хорошо описываются (3.9) при  $\lambda = 3$ . Результаты расчета по (3.6) и (3.9) приведены на фиг. 2. Несмотря на то что расчеты проведены для случая малых отклонений скорости частиц от скорости газа, формула (3.9) справедлива в достаточно широком диапазоне числа Стокса.

Заметим, что формулы (3.6) и (3.9) можно получить качественным методом. Сила, действующая на единицу массы среды из частиц, имеет порядок

$$\frac{v^2}{R} \sim \frac{1}{R} \left( \frac{Q}{4\pi R^2} \right)^2$$

а дрейфовая радиальная скорость частиц к стенке пузыря при стоксовом обтекании частиц газом порядка

$$\frac{\tau v^2}{R^2} = \frac{\tau Q^2}{16\pi^2 R^5}$$

Решая уравнение для плотности частиц в пузыре

$$\frac{d\rho}{dt} = -\omega_* \rho, \quad \omega_* = \frac{\tau Q^2}{16\pi^2 R^6}$$

где  $1/\omega_*$  – характерное время оседания частиц на стенку пузыря, с учетом

$$R^6 = \left( \frac{3}{4\pi} Q t \right)^2$$

приходим к формуле (3.6) с точностью до неопределенного коэффициента при  $S$ . Аналогично с использованием (3.7) также легко получается и (3.9).

**Заключение.** Пылеулавливание в пенных и центробежно-барботажных аппаратах преимущественно происходит на стадии роста газового пузыря вблизи отверстия, откуда в пузырь поступает пылегазовая смесь. Силу, действующую на частицы со стороны газа, необходимо рассчитывать по числу Рейнольдса, определенному по средней скорости пылегазовой смеси в отверстии.

Автор выражает благодарность И.М. Васенину, Г.Р. Шрагеру, А.В. Швабу, Л.Л. Минькову за плодотворные обсуждения работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю. Очистка газов мокрыми фильтрами. М.: Химия, 1972. 247 с.
2. Банит Ф.Г., Мальгин А.Д. Пылеулавливание и очистка газов в промышленности строительных материалов. М.: Стройиздат, 1979. 352 с.
3. Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю., Мягков Б.И., Решидов И.К. Очистка газов от промышленной пыли, М.: Химия, 1981. 392 с.
4. Бурдуков А.П., Дорохов А.Р., Казаков В.И. и др. Разработка вихревых барботажных аппаратов для абсорбционной очистки газа // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1985. Вып. 1. № 4. С. 99–102.
5. Бурдуков А.П., Дорохов А.Р., Нечаев П.Г. Экспериментальное исследование осаждения аэрозоля в пенном аппарате // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1985. Вып. 2. № 10. С. 48–51.
6. Бурдуков А.П., Гольдштик М.А., Дорохов А.Р., Нечаев П.Г. Осаждение аэрозоля в закрученном газожидкостном слое // Теоретические основы химической технологии. 1986. Т. 20. № 4. С. 566–568.
7. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974, 212 с.
8. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
9. Кунин Д., Левеншиль О. Промышленное псевдооживление. М.: Химия, 1976. 446 с.



10. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы математической физики. М.: Наука, 1973. 351 с.
11. Арсенин В.Я. Методы математической физики и специальные функции. М.: Наука, 1974. 431 с.
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
13. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1977. 407 с.

Томск

Поступила в редакцию  
18.V.1996