

УДК 532.529.5

© 1996 г. Ш.Ф. АРАСЛАНОВ, Ш.Х. ЗАРИПОВ

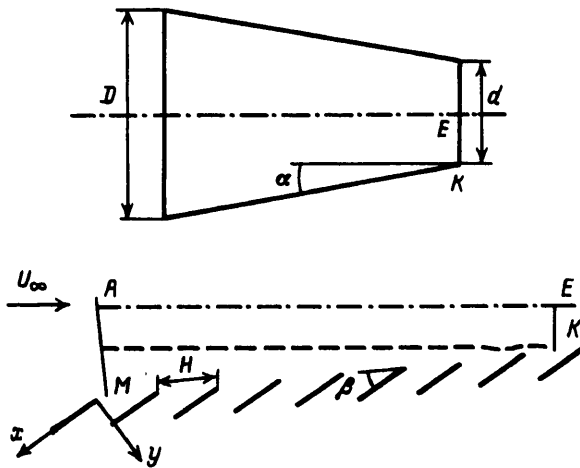
**РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ ЗАПЫЛЕННОГО ГАЗА
В ИНЕРЦИОННОМ ВОЗДУХООЧИСТИТЕЛЕ**

Решена задача о течении запыленного газа в коническом инерционном воздухоочистителе. Рассчитаны коэффициенты пропуска пыли для различных значений конструктивных параметров решетки. Построена приближенная формула для коэффициента пропуска пыли.

Для описания течения несущей среды, моделируемой плоским стационарным потоком несжимаемой жидкости, используется известное решение задачи о струйном обтекании бесконечной решетки пластин. В предположении об отсутствии обратного влияния частиц пыли на газовый поток расчет траекторий частиц осуществляется численным интегрированием уравнений движения частиц в плоскости годографа скорости. При моделировании движения частиц учитывается их многократное отражение от пластин.

1. Постановка задачи. В рассматриваемом коническом воздухоочистителе, общий вид которого показан на фиг. 1 (D и d – диаметры входного и выходного отверстий воздухоочистителя, стрелкой показано направление запыленного потока), неоднородности возникающие в газе при обтекании колец, находятся на значительном расстоянии от оси симметрии и их масштаб мал по сравнению с этим расстоянием. Поэтому движение среды в меридиональной плоскости приближенно может быть описано плоским течением несжимаемой жидкости через решетку плоских пластин бесконечной длины (фиг. 1), установленных с шагом H под углом β к фронтальной поверхности решетки. Такая модель удовлетворительно описывает поле течения при длинах реальных пластин, превышающих период решетки [1]. Считается, что невозмущенный поток газа движется со скоростью U_∞ и его направление составляет угол α с фронтальной поверхностью решетки. При повороте около кромок пластин поток газа отрывается, образуя струи со скоростью на бесконечности U_0 . Обладающие инерцией частицы пыли, продолжая свой путь, могут достигать поверхности пластин и отскакивать от них. Часть отскакивающих частиц отсасывается у выхода из воздухоочистителя в пылесборник с частью поступающего газа. Штриховой линией на фиг. 1 изображена линия тока газа, разделяющая поступающий в воздухоочиститель поток газа с массовым расходом $(1 + q)G$ на две части. Одна часть, с расходом qG , попадает в пылесборник, другая, с массовым расходом G , уходит между пластин. Оси конуса соответствует штрихпунктирная линия. Геометрия рассматриваемой конструкции однозначно определяется заданием безразмерных параметров α , β , H/\sqrt{F} , d/D (F – площадь фронтальной поверхности решетки).

Пусть $w = \varphi + i\psi$ – комплексный потенциал течения несущей среды в плоскости $z = x + iy$ (φ – потенциал скорости, ψ – функция тока). В предположении о периодичности течения через решетку комплексный потенциал $w(\zeta)$ ($\zeta = dw/dz$ – комплексно-сопряженная скорость) может быть построен в аналитическом виде. Величины z , w , ζ будем считать безразмерными, за масштабы длины, скорости, времени и потенциала скорости примем соответственно величины H , U_0 , H/U_0 , HU_0 .



Фиг. 1. Общий вид воздухоочистителя и схема течения

При известной зависимости $dw/d\zeta$ от ζ отображающая функция $z = f(\zeta)$ может быть найдена интегрированием выражения

$$\frac{dz}{d\zeta} = \frac{1}{\zeta} \frac{dw}{d\zeta} \quad (1.1)$$

В пренебрежении силами тяжести уравнения движения невзаимодействующих частиц представляются в безразмерном виде

$$St \frac{dv}{dt} = \Phi(Re_p)(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (1.2)$$

$$St = \frac{\tau U_0}{H}, \quad \tau = \frac{\rho_p \delta^2}{18\mu}, \quad Re_p = \sqrt{18 St Re_\rho} |\mathbf{u} - \mathbf{v}|, \quad Re_\rho = Re \frac{\rho}{\rho_p}, \quad Re = \frac{\rho H U_0}{\mu}$$

где \mathbf{u} и \mathbf{v} – безразмерные скорости среды и частицы, t – безразмерное время, δ – диаметр частицы, ρ_p – плотность ее вещества, ρ – плотность газа, μ – динамическая вязкость, St – число Стокса, Re – число Рейнольдса потока, Re_p – местное число Рейнольдса для частицы. Функция $\Phi(Re_p)$ выражается с хорошей точностью в интервале $Re_p \in [0, 700]$ по формуле $\Phi(Re_p) = (1 + 0,15 Re_p^{0,687})^{-1}$ [2].

В декартовой системе координат из уравнения (1.2) следует

$$\frac{dv_x}{dt} = \Phi(Re_p) \frac{u \cos \theta - v_x}{St}, \quad \frac{dv_y}{dt} = \Phi(Re_p) \frac{u \sin \theta - v_y}{St} \quad (1.3)$$

$$\frac{dx}{dt} = v_x, \quad \frac{dy}{dt} = v_y \quad (1.4)$$

где $u = |\zeta|$, $\theta = -\arg \zeta$. Как и в [3], считая u и θ в правых частях (1.3) неизвестными величинами, с учетом (1.4) и соотношений

$$d\zeta = e^{-i\theta}(du - iud\theta), \quad dz = dx + idy \quad (1.5)$$

из (1.1) получим уравнения для производных du/dt и $d\theta/dt$ в виде

$$\frac{du}{dt} = u \frac{p_x v_x + p_y v_y}{p_x^2 + p_y^2}, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{p_y v_x - p_x v_y}{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.6)$$

где $p_x = p_x(u, \theta) = \text{Re}(dw/d\zeta)$ и $p_y = p_y(u, \theta) = \text{Im}(dw/d\zeta)$. Уравнения (1.3), (1.4) вместе с уравнениями (1.6) составляют замкнутую систему уравнений для шести переменных $u_x, u_y, x, y, u, \theta$, решение которой позволяет определить траектории частиц.

В рассматриваемой задаче используется выражение, полученное из решения задачи о струйном течении через решетку [4]

$$\frac{2\pi}{u_1} \frac{dw}{d\zeta} = \frac{e^{-i\gamma}}{\zeta - u_1 e^{-i\alpha_0}} + \frac{e^{i\gamma}}{\zeta - u_1^{-1} e^{-i\alpha_0}} + \frac{e^{i\gamma}}{\zeta - u_1 e^{i\alpha_0}} + \frac{e^{-i\gamma}}{\zeta - u_1^{-1} e^{i\alpha_0}} - \frac{4 \cos \gamma}{\zeta - 1} \quad (1.7)$$

$$u_1 = \frac{U_\infty}{U_0} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha + \sin(\alpha + \beta)}, \quad \gamma = \frac{\pi}{2} - \alpha, \quad \alpha_0 = \pi - \alpha - \beta$$

Из (1.7) определяется вид функций $p_x = p_x(u, \theta)$ и $p_y = p_y(u, \theta)$. В качестве геометрического места точек, с которых начинается интегрирование уравнений для траекторий частиц (1.3), (1.4), (1.6), выбирается изоклина MA , на которой направление вектора скорости газа совпадает с направлением невозмущенного потока. Отметим, что точка M находится на расстоянии $D/2$ от оси конуса. Координаты x_f и y_f изоклины MA определяются с помощью отображающей функции $z = f(\zeta)$.

Начальные условия для уравнений (1.3), (1.4), (1.6) записываются в виде

$$u_x = u_f \cos \alpha_0, \quad u_y = u_f \sin \alpha_0, \quad x = x_f, \quad y = y_f, \quad u = u_f, \quad \theta = \alpha_0 \quad (1.8)$$

Из приведенных уравнений и начальных условий следует, что траектория частицы при выбранном начальном положении однозначно определится, если задан безразмерный комплекс $St, Re_p, q, \alpha, \beta, H/\sqrt{F}, d/D$.

2. Результаты расчетов. Система уравнений (1.3), (1.4), (1.6) интегрируется с помощью метода Рунге – Кутты. Расчет траекторий частиц осуществляется с учетом их многократного отражения от пластин, т.е. предполагается, что составляющие скорости частицы до удара u_{x1}, u_{y1} и составляющие скорости частицы после удара u_{x2}, u_{y2} связаны соотношениями $u_{x2} = u_{x1}, u_{y2} = -k u_{y1}$ ($k \in [0, 1]$, при $k = 0$ частица после удара продолжает движение вдоль пластины, описываемое уравнениями (1.3), (1.4), (1.6)). Для удобства расчетов для частиц, достигающих оси конуса, ставится условие упругого отражения. Отметим также, что при прохождении частиц через зоны отрыва струй расчет их траекторий осуществляется по формулам, описывающим движение частиц в неподвижной среде.

Образ бесконечно удаленной точки невозмущенного потока в плоскости ζ – точка A – является особой точкой для системы уравнений (1.3), (1.4), (1.6). Интегрирование уравнений для траекторий частиц, находящихся в ϵ -окрестности вихреисточника точки A в плоскости ζ , осуществляется с нулевыми правыми частями (1.6). При выходе из области в физической плоскости, соответствующей ϵ -окрестности точки A , значения u, θ подправляются с помощью формул, полученных асимптотическим разложением отображающей функции $z = f(\zeta)$.

При интегрировании уравнений (1.3), (1.4), (1.6) максимальный шаг по безразмерной переменной t выбирается из интервала $[0,01-0,05]$, а радиус ϵ -окрестности задается равным 10^{-5} . В расчетах для определенности полагается, что $d/D = 0,3$.

Одной из основных целей расчета течения запыленного газа в воздухоочистителе является определение коэффициента пропуска пыли. Для различных начальных положений частицы на входе методом итераций находят значения критических чисел Стокса, т.е. таких, что при числах Стокса меньше критического, частица с тем же начальным положением уйдет с очищенным воздухом, а при больших числах Стокса попадет в пылесборник. В качестве условия сепарации частицы выбирается условие пересечения отрезка EK , ортогонального к оси конуса. Точка K является точкой пересечения линии тока, разделяющей входной поток газа в пропорции $1/q$, с фронталь-

ной поверхностью решетки. Частицы, пересекающие фронтальную поверхность дальше точки K , также считаются сепарированными.

Расчеты показали, что траектория частицы при критическом числе Стокса является разделительной между сепарируемым потоком частиц и уходящим между пластин. При этом в предположении о равномерном распределении частиц во входном сечении коэффициент пропуска пылевых частиц одного размера, определяемый как отношение массового расхода пыли в очищенном воздухе к массовому расходу пыли во входном сечении, может быть записан в виде

$$\varepsilon = 1 - \left(\frac{y_{f0} - y_0}{y_M - y_0} \right)^2 \quad (2.1)$$

где y_0 – начальная ордината разделительной траектории, y_0 – ордината точки пересечения оси конуса с изоклиной.

Проведя расчеты для разных начальных положений частицы, строим зависимость $y_{f0}(St)$, от которой с помощью (2.1) можно перейти к зависимости $\varepsilon(St)$. При $St = 0$ разделительная траектория совпадает с разделительной линией тока и коэффициент пропуска пыли определяется по формуле $\varepsilon = (1 + q)^{-1}$.

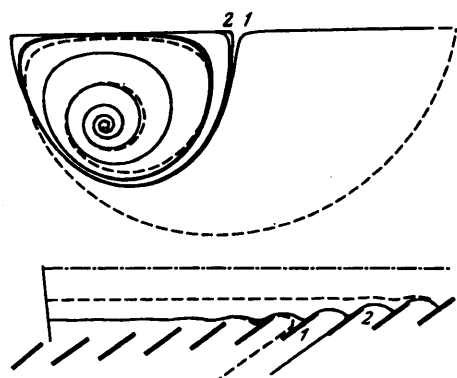
Общий коэффициент пропуска полидисперсной пыли с интегральным весовым распределением частиц по размерам $\sigma(\delta)$ и известными парциальными коэффициентами пропуска пыли $\varepsilon(\sigma)$ определяется по формуле

$$E = \int_0^1 \varepsilon(\sigma) d\sigma \quad (2.2)$$

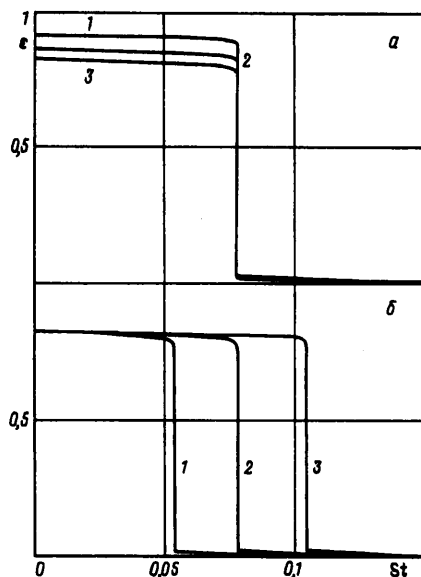
В качестве иллюстрации на фиг. 2 показаны линия тока газа (штриховая линия) и рассчитанные при числах $St = 0,0750$ и $0,0781$ ($Re_p = 0, k = 1$) траектории частиц (сплошные кривые) в физической плоскости и в плоскости ζ при следующих значениях конструктивных параметров: $\alpha = 6^\circ$, $\beta = 30^\circ$, $H = 3,2$ см, $F = 0,07$ м², $q = 0,22$. Штрихпунктирной линией на рисунке изображена ось конуса, расположенная под ней штриховая линия соответствует разделительной линии тока. Траектории частиц, практически совпадающие на начальном участке, разделяются на одной из пластин. Частица с $St = 0,0750$ уходит вдоль пластины вниз, траектория другой частицы продолжается, повторяясь через период решетки, пока она не пересечет выходное сечение воздухоочистителя. Образ второй траектории в плоскости ζ представляет собой замкнутую линию. Критическое число Стокса находится в этом случае между приведенными значениями St .

Проведены исследования зависимости $\varepsilon(St)$ от параметров $q, \alpha, \beta, H/\sqrt{F}, k, Re_p$. Варьировался один из этих параметров, в то время как остальные оставались равными приведенным выше значениям, кроме величины H , которая принималась равной 0,8 см. Зависимости $\varepsilon(St)$, полученные для некоторых значений варьируемых параметров, показаны на фиг. 3. Кривые 1, 2, 3 на фиг. 3, а соответствуют значениям $q = 0,1, 0,16, 0,22$, на фиг. 3, б – $\alpha = 4, 6, 8^\circ$. Зависимости $\varepsilon(St)$ при разных β и H/\sqrt{F} незначительно отличаются друг от друга и поэтому здесь не приводятся. Отметим также, что варьирование величины k практически не влияет на зависимость $\varepsilon(St)$.

Расчетные исследования выявили интересный эффект: существует значительный участок на изоклине, с которого начинаются траектории с практически одинаковыми критическими числами Стокса. Частицы с такими траекториями, попадая на одной из пластин в ε -окрестность точки ветвления потока, продолжают двигаться по пути, периодически повторяющемуся в плоскости ζ и не зависящему от начального положения частицы. Поэтому наблюдается близкое к ступенчатому распределение $\varepsilon(St)$. Будем обозначать критическое число Стокса, соответствующее вертикали в распределении $\varepsilon(St)$, через St^* .



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Линия тока газа (штриховая линия) и траектории частиц при $St = 0,0750$ (кривая 1) и $St = 0,0781$ (кривая 2) в физической плоскости и в плоскости годографа скорости газа

Фиг. 3. Зависимости ϵ от St : а – при разных значениях q (кривые 1, 2, 3 соответствуют $q = 0,1, 0,16, 0,22$); б – при разных значениях α (кривые 1, 2, 3 соответствуют $\alpha = 4, 6, 8^\circ$)

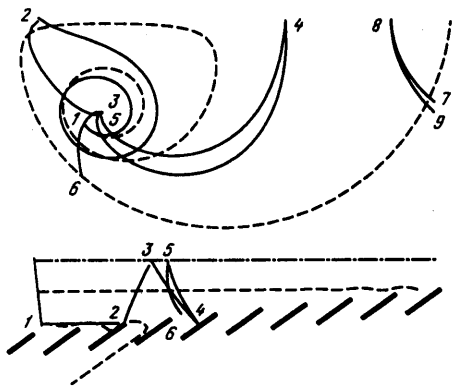
Зависимость значения критического числа Стокса от начального положения частицы проявляется в двух случаях. В первом частицы, стартующие с изоклины достаточно близко от точки M , сталкиваются с пластиной ниже точки ветвления и уходят с очищенным воздухом при числах Стокса, больших St^* . Во втором случае частицы начинают свой путь так далеко на изоклине от точки M , что они достигают конца воздухоочистителя, не успевая приблизиться достаточно близко к пластинам.

Вместе с тем отметим, что при числах Стокса, значительно превышающих критическое, некоторые частицы могут попадать в очищенный воздух, а не в пылесборник. Траектория одной из таких частиц при $St = 10$ и тех же значениях исходных данных, что и на фиг. 2, показана на фиг. 4 (цифрами 1–9 отмечены точки траектории в плоскости годографа скорости и соответствующие им точки в физической плоскости). Приведенный рисунок демонстрирует траекторию частицы, которая испытывает отражения от пластин, пересекает ось конуса, попадает в зону отрыва и тормозится в ней.

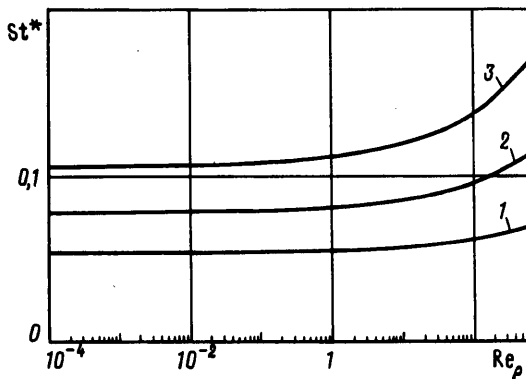
Для учета отличия реального сопротивления от стоксова закона ($Re_p = 0$) были рассчитаны значения St^* по описанной выше процедуре для различных чисел Re_p . Результаты расчетов при варьировании Re_p приведены на фиг. 5, кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $\alpha = 4, 6, 8^\circ$ (значения других параметров те же, что и на фиг. 2). Для $U_\infty = 6,5$ м/с, $H = 0,8$ см, $\mu = 1,83 \cdot 10^{-4}$ г/(см · с), $\rho_p = 2,6$ г/см³, $\rho = 1,2 \cdot 10^{-3}$ г/см³ получается $U_0 = 9$ м/с, $Re_p = 2,18$ и $St^* = 0,0826$, в то время как $St^* = 0,078$ при $Re_p = 0$. При этом для наблюдаемых на участках траекторий около фронта решеток максимальных значений $|v - u| \approx 0,3$ имеем $Re_p = 0,54$.

Учитывая характер зависимости распределения $\epsilon(St)$, аппроксимируем его выражением

$$\epsilon = (1 + q)^{-1}, \quad St \leq St^*; \quad \epsilon = 0, \quad St > St^* \quad (2.3)$$



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Линия тока газа (штриховая линия) и траектория частицы при $St = 10$ (сплошная кривая) в физической плоскости и в плоскости годографа скорости газа

Фиг. 5. Зависимость St^* от параметра Re_p (кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $\alpha = 4, 6, 8^\circ$)

Кроме того, анализ полученных результатов позволяет с точностью 2% зависимость St^* от α и Re_p представить выражением

$$St^* = 0,0132\alpha + 10^{-4}\alpha^2 Re_p^{0,35} \quad (2.4)$$

где α измеряется в градусах. Погрешность, связанная с пренебрежением в этой формуле зависимостью St^* от β и H/\sqrt{F} , оказывается в пределах 3% по параметру β и 1% по параметру H/\sqrt{F} для рассматриваемого диапазона изменения входных параметров: $\alpha = 4-8^\circ$, $\beta = 20-40^\circ$, $H/\sqrt{F} = 0,03-0,12$, $Re_p = 0-560$.

После интегрирования (2.2) с учетом введенных приближений (2.3), (2.4) получим приближенную формулу для определения коэффициента пропуска E

$$E = \frac{\sigma(\delta^*)}{1+q}, \quad \delta^* = \sqrt{\frac{\mu H [0,238\alpha + 0,0018\alpha^2 Re_p^{0,35}] \sin \beta}{\rho_p U_\infty (\sin \alpha + \sin(\alpha + \beta))}} \quad (2.5)$$

С целью проверки этой формулы сравнивались значения E , полученные по (2.5) и численным интегрированием (2.2). Выбиралась полидисперсная пыль с удельной поверхностью $S_p = 1700 \text{ см}^2/\text{г}$ и плотностью $\rho_p = 2,6 \text{ г/см}^3$ и с табличным распределением $\sigma(\delta)$, для которого в [1] приведены экспериментальные данные. Проверка показала, что в указанных выше диапазонах изменения параметров максимальное расхождение между приближенным и вычисленным после расчета траекторий значением E достигает 5 и 3% по параметрам H/\sqrt{F} и β соответственно, а также 1% по каждому параметру α и Re_p .

В [1] дается сравнение зависимости величины $E(1+q)$ от q , рассчитанной при указанных выше значениях исходных параметров в рамках приближенной модели поля скоростей несущей среды, с экспериментальными данными. Хорошее согласование с экспериментом в этом случае достигается подбором поправочного коэффициента. Полученное для этих же условий и $Re_p = 2,18$ по (2.5) значение $E(1+q) = 0,03973$ оказывается близким к экспериментальным значениям [1].

Заключение. Отметим, что приближенная формула для коэффициента пропуска пыли пригодна как для конического, так и плоскорешетчатого инерционного воздухоочистителя.

Авторы благодарят Г.Ю. Степанова и О.М. Киселева за оказанную помощь.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00111).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Степанов Г.Ю., Цицер И.М.* Инерционные воздухоочистители. М.: Машиностроение, 1986. 181 с.
2. *Райст П.* Аэрозоли. Введение в теорию. М.: Мир, 1987. 278 с.
3. *Мелихов И.В., Зеленко В.Л., Орлов Ю.Н., Подкопов В.М.* Разрушение частиц движущейся суспензии на стенках // Коллоид. журн. 1993. Т. 55. № 5. С. 120–128.
4. *Гуревич М.И.* Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979. 536 с.

Казань

Поступила в редакцию
13.II.1995