

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПОТОКОВ
В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ОБЛАСТЯХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ**

© И. Х. Еникеев

*Московский политехнический университет
Россия, 107023 г. Москва, ул. Большая Семеновская, 38.**Email: enickeev.iX@yandex.ru*

Статья посвящена разработке газодинамической модели движения полидисперсных сред в областях произвольной формы, моделирующих конфигурацию высокоскоростных сепараторов сухой очистки, в частности, сопловых сепараторов. Создана математическая модель и схема расчета, позволяющие в широком диапазоне изменения определяющих параметров учесть влияние полидисперсности твердой фазы на структуру течения газопылевого потока в проточной части сепаратора. Особое внимание уделено режимам движения газодисперсных потоков в криволинейных каналах (соплах) с большим массовым содержанием дисперсной фазы во входном сечении канала (сопла). На основе разработанной математической модели, удалось учесть влияние частиц, отскочивших от стенок сопла, на распределение характеристик многофазного континуума во всей рассматриваемой области. Показано, что учет отскочивших частиц в широком диапазоне изменения размеров дисперсных включений приводит к существенному торможению потока в проточной части сепаратора.

Ключевые слова: газодисперсные потоки, сопловые сепараторы, взаимопроникающие континуумы, уравнения в частных производных.

Введение

В настоящее время разработка конструкций пылеулавливающих аппаратов является одной из актуальных задач современной науки и техники. Среди существующих методов очистки газовых потоков от взвешенных твердых частиц наиболее распространенным является метод сухой механической очистки. Он может быть успешно использован для обработки газопылевых потоков, содержащих большое количество дисперсной примеси. Несмотря на успехи, достигнутые в разработке теоретических основ пылеулавливания, до сих пор нет единого подхода, позволяющего адекватно описывать сложную газодинамическую обстановку в проточной части сепараторов в широком диапазоне изменения определяющих параметров. Практически во всех работах, посвященных этой тематике рассматривается либо движение частиц дисперсной фазы в заданном поле скоростей несущей среды, рассчитанным на основе уравнений Эйлера, Навье-Стокса, Рейнольдса [1–3], без учета обратного влияния движения частиц на движение несущей среды, либо не учитываются частицы, отскочившие от твердых стенок [4–6]. Отсутствие учета отскочивших частиц приводит к искажению картины течения, несовпадению расчетных и экспериментальных данных и, соответственно, к конструктивным просчетам при проектировании пылеулавливающей аппаратуры. В настоящей статье движение газодисперсных потоков рассмотрено на основе модели взаимопроникающих континуумов [7], позволяющей при соответствующем выборе количества фаз описать все эффекты, происходящие в рабочей зоне сепаратора. Математическая модель движения газа и частиц в рамках этого подхода представляет из себя сложную нелинейную систему уравнений в частных производных. В силу того, что в рамках этого подхода исходная система уравнений рассматривается в отсутствие каких-либо упрощающих предположений о структуре потока в исследуемой области, то получение аналитических решений для этой системы возможно только для узкого круга модельных задач, не описывающих в полном объеме всю картину течения для рассматриваемой задачи. Поэтому единственным методом, с помощью которого реализуется интегрирование исходных уравнений в полной постановке – это численное интегрирование. В данной статье для интегрирования уравнений был использован метод крупных частиц [8].

**Постановка задачи и математическая
модель течения**

Рассмотрим движение дисперсной среды, состоящей из несущего сжимаемого газа и, в общем случае, полидисперсных твердых частиц, в осесимметричном канале с радиусом входного сечения R , моделирующем работу двухступенчатого сепаратора, принципиальная схема работы которого приведена на *рис. 1*.

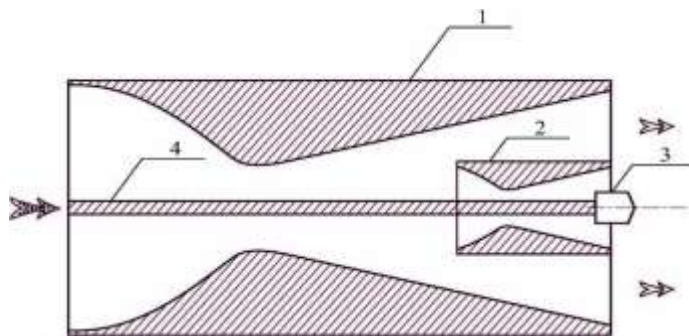


Рис. 1. Схема работы двухступенчатого соплового сепаратора с центральным отводом пыли.
 1 – корпус первой ступени, 2 – корпус второй ступени, 3 – пылеприемник, 4 – перегородка.

Принцип работы сепаратора заключается в следующем. Во входное сечение сопла первой ступени подается запыленный газ, который в проточной части сопла за счет взаимодействия с внешней стенкой сопла первой ступени и перегородкой разделяется на чистый (без частиц) газ и газ, содержащий частицы взвешенной фазы. Чистый газ попадает в кольцевой зазор между соплом первой и второй ступени, а запыленный – во входное сечение сопла второй ступени. В результате такого разделения все частицы, попавшие в сепаратор, оказываются вблизи перегородки и попадают в пылеприемник. Задача исследования заключается в том, чтобы за счет подбора формы внешней стенки сепаратора организовать течение газопылевого потока в проточной части сопла первой ступени воздухоочистителя таким образом, чтобы все частицы, отскочившие от внешней стенки сепаратора первой ступени и перегородки, а также частицы, попадающие в сепаратор вместе с газовым потоком из входного сечения, попали во вторую ступень воздухоочистителя, а затем в пылеприемник. Конструктивно сопла 1-ой и 2-ой ступени сепаратора имеют подобную геометрию, структура течения газовой фазы в них практически одинакова, все частицы дисперсной фазы во 2-ой ступени расположены вблизи перегородки, поэтому наибольший интерес с точки зрения газодинамики взаимодействия фаз и расчета формы сопла представляет течение в соплах 1-ой ступени. Для решения этой задачи была создана четырехфазная модель движения взаимопроникающих континуумов. В качестве 1-ой фазы рассматривался несущий газ, 2-ой фазы – фракция частиц, попадающих в сепаратор из входного сечения сопла первой ступени, т.е. частиц, летящих как к боковой поверхности сопла первой и второй ступени, так и пролетающих насквозь от входного сечения сопла первой ступени до пылеприемника, 3-ей фазы – фракция частиц, отскочивших от боковой поверхности сопла первой ступени и 4-ой фазы – фракция частиц, отскочивших от внутренней стенки сопла (перегородки), расположенной вдоль оси симметрии воздухоочистителя. Учет полидисперсности такого многофазного потока осуществлялся при помощи задания различного диаметра дисперсных включений во входном сечении сопла первой ступени. Так как между частицами разных фракций возникают столкновения, приводящие к обмену импульсом между частицами различных фаз, то необходимо вводить в рассмотрение эффективную силу взаимодействия между фракциями частиц. Учет этих слагаемых и дополнительной фазы частиц существенно усложняют систему уравнений: возникают дополнительные, заранее неизвестные параметры. Примем ось симметрии канала за ось OX цилиндрической системы координат (X, Y, φ) . Уравнения, описывающие движение данной среды в рамках модели взаимопроникающих континуумов, будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div} \rho_i \vec{v}_i &= 0 \\ \frac{\partial \rho_i \vec{v}_i}{\partial t} + \nabla^k (\rho_i v_i^k \vec{v}_i) &= (\delta - 1) \nabla p + \vec{f}_{ij} \\ \sum_{i=1}^n \left[\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \text{div} (\rho_i E_i + (1 - \delta) p) \vec{v}_i \right] &= 0 \\ \frac{\partial \rho_i e_i}{\partial t} + \text{div} \rho_i e_i \vec{v}_i &= q_{1i} + \vec{f}_{ij} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \end{aligned} \tag{1}$$

где $\delta = \begin{cases} 0, i = 1 \\ 1, i \neq 1 \end{cases}$, нижний индекс $i \neq j$; $i, j = 1, 2, 3, 4$ относится соответственно к параметрам газа и соответствующих фракций частиц; $\rho_i, \vec{v}_i, e_i, E_i, p$ – приведенная плотность, вектор скорости, внутренняя и полная энергия i -ой фазы, давление в газе; \vec{f}_{ij} – интенсивность силового взаимодействия между фазами, а q_{1i} – теплообмен

между газом и частицами разных фракций. Как показано в работе [7] при $\frac{\rho_1^0}{\rho_2^0} \ll 1$ основной вклад в выражение для силового взаимодействия фаз дает сила трения между газовой и дисперсной фазой, имеющая вид:

$$\bar{f}_{li} = \frac{0.75 \rho_1^0 \rho_2 C_{di} |\bar{v}_1 - \bar{v}_i| (\bar{v}_1 - \bar{v}_i)}{\rho_2^0 d^2} \Psi_{\alpha_i}, C_{di} = \frac{24}{\text{Re}_{li}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}_{li}}} + 0.4,$$

$$\text{Re}_{li} = \frac{\rho_1^0 |\bar{v}_1 - \bar{v}_i| d}{\mu_1}, \Psi_{\alpha_i} = (1 - \alpha_i)^{-2.7}, \alpha_i = \frac{\rho_i}{\rho_1^0}$$

$$q_{li} = \frac{6 \rho_i \lambda_1 \text{Nu}_{li} (T_1 - T_i)}{\rho_2^0 d^2}, \text{Nu}_{li} = 2 + 0.6 \text{Re}_{li}^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{\frac{1}{3}}.$$

Здесь ρ_i^0 – истинная плотность фазы; C_{di} , Re_{li} , Nu_{li} , Pr – коэффициент аэродинамического сопротивления, число Рейнольдса и число Нуссельта относительного обтекания частицы i -ой фазы, число Прандтля соответственно; μ_1, d – коэффициент динамической вязкости газа и диаметр частицы. Выражение для эффективной силы взаимодействия между частицами различных фракций \bar{F}_{se} такое же, как и в [9–10]:

$$\bar{F}_{sl} = \frac{k^{(F)} \rho_s \rho_l (\bar{v}_s - \bar{v}_l) |\bar{v}_s - \bar{v}_l|}{\beta^{(v)}}, \beta^{(v)} = \frac{\rho_l^0 d}{\rho_1^0 R}.$$

Здесь величина $k^{(F)}$ определяет интенсивность силового взаимодействия фаз, а $\beta^{(v)}$ – степень инерционности частиц. В работе [10] по изучению гидродинамики полидисперсных потоков в трубах приведена зависимость этого коэффициента от разности скоростей фаз. Для скоростей газа $v_1 \cong 10$ м/с, $k^{(F)} \cong 0.1$.

В качестве замыкающих соотношений для системы (1) использовались уравнения состояния фаз:

$$p = \rho_1^0 (\gamma - 1) e_1, e_1 = c_{v1} T_1, e_2 = c_2 T_2,$$

где γ – показатель адиабаты газа; c_{v1}, c_2 – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме и удельная теплоемкость частиц; T_i – температура фазы.

Для интегрирования уравнений движения необходимо задать граничные и начальные условия. Предполагалось, что левая граница области, откуда происходит истечение газодисперсного потока, расположена достаточно далеко. Тогда при $x \rightarrow -\infty$ реализуется течение без динамического (по скорости) и теплового (по температуре) отставания частиц, с вертикальными составляющими скоростей газа и частиц равными нулю. В этом случае можно считать справедливым выполнение условия однородности потока [11–12], т.е. считать, что выполнено условие:

$$\frac{\partial v_1^{(x)}}{\partial x} = 0.$$

Предполагалось также, что течение смеси на этом участке является изоэнтропическим и изоэнтальпическим, т.е. $H_0 = \text{const}$, $S = \text{const}$. Также считалось, что приведенная плотность второй фазы на этом участке канала являлась величиной заданной. При проведении расчетов эти граничные условия сносились в сечение $x = -2$. На боковых стенках для газа выполняется условие непротекания, а для частиц – условие нормального отражения с коэффициентом отражения k^n ($\mathbf{v}_s^{(\tau)} = \mathbf{v}_e^{(\tau)}$, $\mathbf{v}_s^{(n)} = -k^{(n)} \mathbf{v}_e^{(n)}$). На выходе из канала в качестве граничных условий для газа использовались соотношения, полученные для одномерного изоэнтропического истечения газа из сопла [13]. В качестве начальных данных использовались параметры невозмущенного потока в сечении $x = -2$, с $F_{li} = 0$ и $q_{li} = 0$. При интегрировании системы уравнений конечно-разностным методом в криволинейной области, происходит замена непрерывной области на сеточную. Непосредственная замена приводит к появлению вблизи границы области нерегулярных узлов (или расчетных ячеек). В этом случае для постановки граничных условий в слое нерегулярных расчетных ячеек в методе крупных частиц вводят в рассмотрение дробные ячейки [8]. Практика проведения расчетов с использованием дробных ячеек показала, что этот алгоритм является достаточно громоздким, особенно в случае, когда число Маха невозмущенного потока $M_0 \ll 1$. Поэтому целесообразней ввести такие новые переменные $\xi = \xi(x, y)$, $\eta = \eta(x, y)$, в которых криволинейная область становится прямоугольной. В работах [9–11] показано, что если при таком преобразовании якобиан преобразования

$I = D(\xi, \eta)/D(x, y)$ существует и не обращается в нуль ни в одной точке области, то дивергентная форма уравнений (1) сохраняется. При помощи замены независимых переменных $x = x, \xi = \frac{-G(x)}{F(x) - G(x)}$,

где $F(x)$ и $G(x)$ – уравнения верхней и нижней границы канала, криволинейная область переходит в прямоугольную,

$$N (0 \leq x \leq 1, 0 \leq \xi \leq 1).$$

Уравнения движения, записанные в переменных (x, ξ) , имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} &= - \frac{\rho_i U_i^\varepsilon}{\varepsilon^\xi} \\ \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} &= \frac{\delta - 1}{\varepsilon} \left(-\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} + \xi \varepsilon' \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) - \frac{\rho_i u_i U_i^\varepsilon}{\varepsilon^\xi} + f_{ij}^x \\ \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} &= \frac{\delta - 1}{\varepsilon} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\rho_i v_i U_i^\varepsilon}{\varepsilon^\xi} + f_{ij}^y \\ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i E_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i E_i}{\varepsilon \partial \xi} \right) + \frac{\partial p u_1}{\partial x} + \frac{\partial p U_1}{\varepsilon \partial \xi} &= - \frac{p U_1}{\varepsilon^\xi} - \sum_{i=1}^n \frac{\rho_i U_i^\varepsilon E_i}{\varepsilon^\xi} \\ \frac{\partial \rho_i e_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i e_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i e_i U_i}{\varepsilon \partial \xi} &= - \frac{\rho_i e_i U_i^\varepsilon}{\varepsilon^\xi} + q_{1i} + \frac{1}{2} \bar{f}_{ij} (\bar{v}_i - \bar{v}_j), \\ U_i &= v_i - u_i \xi \varepsilon', U_i^\varepsilon = v_i + u_i \xi \varepsilon' \\ \varepsilon &= F(x) - G(x) \end{aligned} \tag{2}$$

где u_i, v_i – проекции вектора скорости на оси oX и oY соответственно, f_{ij}^x, f_{ij}^y – проекции силы межфазного взаимодействия на оси координат. Система уравнений (2) записана для осесимметричных течений, если рассматривается течение в плоском канале, то $U_i^\varepsilon = -u_i \varepsilon'$.

Систему уравнений (2) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i \varepsilon^\xi}{\partial \xi} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2 \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i U_i \varepsilon^\xi}{\partial \xi} &= (1 - \delta) \left(-\frac{\partial p \varepsilon^\xi}{\partial x} + \frac{\partial p \varepsilon' \varepsilon^\xi}{\partial \xi} \right) + \varepsilon^2 \xi f_{ij}^x \\ \frac{\partial \rho_i v_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i U_i \varepsilon^\xi}{\partial \xi} &= (\delta - 1) \varepsilon^\xi \frac{\partial p}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \xi f_{ij}^y \\ \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{\partial \rho_i E_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i E_i + (1 - \delta) p] \varepsilon^2 \xi u_i}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i E_i + (1 - \delta) p] \varepsilon^\xi U_i}{\partial \xi} \right\} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_j e_j \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_j e_j u_j \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_j e_j U_j \varepsilon^\xi}{\partial \xi} &= \varepsilon^2 \xi [q_{1j} + \frac{1}{2} \bar{f}_{ij} (\bar{v}_i - \bar{v}_j)]. \end{aligned} \tag{3}$$

Систему дифференциальных уравнений (3) будем решать в безразмерных переменных, для чего введем безразмерные переменные по формулам:

$$\bar{\rho}_i = \frac{\rho_i}{\rho_0}, \bar{u}_i = \frac{u_i}{u_0}, \bar{v}_i = \frac{v_i}{u_0}, \bar{E}_i = \frac{E_i}{\frac{E_i}{2}}, \bar{e}_i = \frac{e_i}{\frac{e_i}{2}}, \bar{t} = \frac{t}{t_0}, \bar{x} = \frac{x}{R}, \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{R}.$$

Здесь нижний индекс «0» означает, что соответствующие параметры берутся в начальный момент времени, R – характерный размер задачи, в данном случае – радиус входного сечения конфузора. Тогда в безразмерных переменных система уравнений (3) будет иметь вид (верхняя черта у безразмерных переменных опущена):

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \rho_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = 0 \\
& \frac{\partial \rho_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i^2 \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = \frac{1}{\alpha} (1 - \delta) \left(-\frac{\partial p \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial p \varepsilon' \varepsilon \xi}{\partial \xi} \right) + \varepsilon^2 \mathcal{F}_{ij}^x \\
& \frac{\partial \rho_i v_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} = \frac{(\delta - 1)}{\alpha} \varepsilon \xi \frac{\partial p}{\partial \xi} + \varepsilon^2 \mathcal{F}_{ij}^y \\
& \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{\partial \rho_i E_i \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i E_i + (\frac{1-\delta}{\alpha}) p] u_i \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i E_i + (\frac{1-\delta}{\alpha}) p] U_i \varepsilon \xi}{\partial \xi} \right\} = 0 \\
& \frac{\partial \rho_j e_j \varepsilon^2 \xi}{\partial t} + \frac{\partial \rho_j e_j u_j \varepsilon^2 \xi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_j e_j U_j \varepsilon \xi}{\partial \xi} = \varepsilon^2 \xi [q_{1j} + \frac{1}{2} \bar{f}_{ij} (\bar{v}_i - \bar{v}_j)], \alpha = \gamma M_0^2.
\end{aligned} \tag{4}$$

Система уравнений (4) интегрировалась численно методом крупных частиц с неявным Эйлеровым этапом [14]. Как показано в этой работе, для течений в областях прямоугольной формы при $M_0 \ll 1$ на Эйлеровом этапе целесообразно применять неявную по времени разностную схему для вычисления давления. В работе [9] предлагается обобщение метода крупных частиц с неявным Эйлеровым этапом для случая областей сложной формы.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, 3 показали, что, начиная с $m_{20} = 0.2$, где m_{20} – концентрация дисперсной фазы во входном сечении канала, дисперсная фаза оказывает влияние не только на движение газа, но и существенно влияет на движение частиц различных фракций. Так, например, с увеличением m_{20} под действием частиц 2-ой фазы (частиц, попадающих в канал вместе с газом) частицы, отскочившие от боковой стенки канала, более интенсивно сносятся в сторону выходного сечения канала, тем самым уменьшая область, в которой расположены частицы, отраженные от поверхности, расположенной вблизи оси симметрии канала.

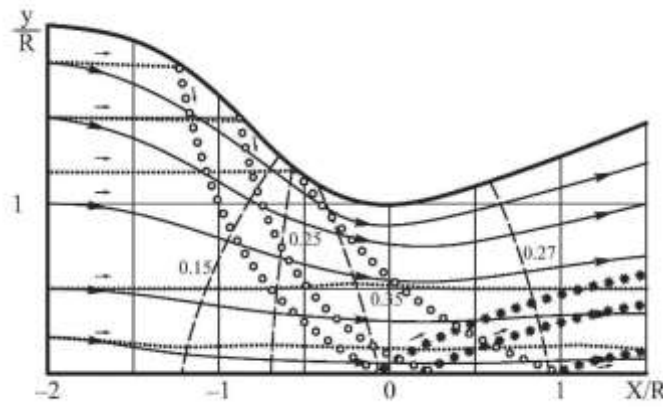


Рис. 2. Линии тока газа и частиц в проточной части первой ступени сепаратора.

Сплошные линии и пунктир – линии тока и линии уровня газа, точки – фракция частиц, летящих из входного сечения сепаратора, кружочки – линии тока частиц, отскочивших от боковой стенки канала, звездочки – линии тока частиц, отскочивших от внутренней стенки канала;

$$m_{20} = 0.2; M_0 = 0.05; d = 200 \text{ мкм.}$$

Также можно отметить, что с уменьшением d происходит существенная деформация линий уровня газа (пунктирные линии) отраженными от боковой стенки и перегородки сепаратора частицами. Анализ распределения линий уровня показывает значительное торможение газа дисперсной фазой, причем с уменьшением размера дисперсных включений интенсивность этого торможения увеличивается (скорость несущей среды с уменьшением диаметра частиц в набегающем потоке в 1.3 раза уменьшается в два раза).

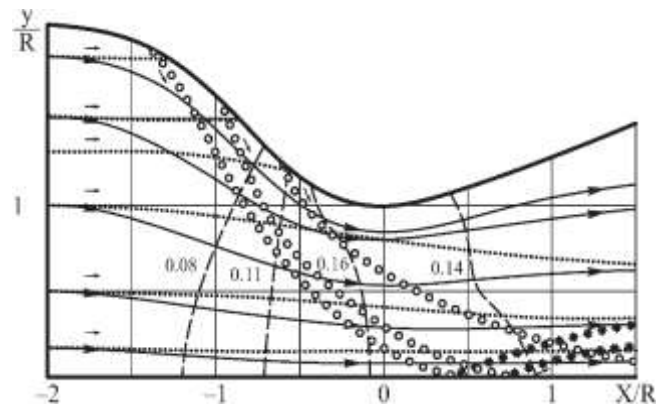


Рис. 3. Линии тока газа и частиц в проточной части первой ступени сепаратора.

Сплошные линии и пунктир – линии тока и линии уровня газа, точки – фракция частиц, летящих из входного сечения сепаратора, кружочки – линии тока частиц, отскочивших от боковой стенки канала, звездочки – линии тока частиц, отскочивших от внутренней стенки канала;

$$m_{20} = 0,2; M_0 = 0,05; d = 150 \text{ мкм}.$$

Выводы

На основе теории взаимопроникающих континуумов создана математическая модель и метод расчета, позволяющие определять характеристики газодисперсных потоков в областях сложной формы для различных размеров частиц твердой фазы. Выявлено, что при больших содержаниях дисперсной фазы во входном сечении сепаратора частицы, отскочившие от твердых стенок сопла первой ступени, в широком диапазоне изменения размера включений существенно влияют на структуру потока. В этом случае линии тока как газовой, так и дисперсной фазы из-за силового взаимодействия между фазами претерпевают значительное искривление в выходной части сепаратора, что приводит к немонотонному распределению характеристик газопылевого потока в проточной части сепаратора. С уменьшением диаметра включений во входном сечении сепаратора происходит значительное торможение потока частицами 3-й и 4-й фракции, что существенно снижает эффективность пылеочистки в сопловом сепараторе. Проведенные расчеты для достаточно большого разброса фракций частиц по размеру позволили определить профиль внешней стенки сепаратора, позволяющий использовать этот тип воздухоочистителей для очистки промышленных выбросов с высокой степенью очистки газодисперсных потоков в широком диапазоне определяющих параметров.

Работа по сопловым сепараторам была представлена в Третьей Международной летней конференции «Физико-химическая гидродинамика: модели и приложения».

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветошкин А. Г. Инженерная защита окружающей среды от вредных выбросов. М.: Инфа-Инженерия, 2016. 416 с.
2. Сажин Б. С., Кочетов О. С., Гудим Л. И., Кочетов Л. М. Экологическая безопасность технологических процессов. М.: 2007. 390 с.
3. Степанов Г. Ю., Зицер И. М. Инерционные воздухоочистители. М.: Машиностроение, 1986. 184 с.
4. Моллесон Г. В., Стасенко А. Л. Исследование обтекания тела газодисперсным потоком с большим содержанием дисперсной фазы // Ученые записки ЦАГИ. 2014. Т. 45. №4. С. 65–76.
5. Терехов И. В., Пахомов М. А. Влияние частиц на структуру течения и дисперсию твердой примеси в двухфазной осесимметричной струе // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 10. С. 27–35.
6. Вараксин А. Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56. №2. С. 282–305.
7. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
8. Белоцерковский О. М., Давыдов О. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
9. Еникеев И. Х. Применение метода крупных частиц для расчета трехфазных течений в криволинейных каналах // Теор. осн. хим. техн. 2009. Т. 43. №3. С. 322–329.
10. Бабуха Г. Л., Шрайбер А. А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев: Наук. Думка, 1972. 175 с.
11. Рычков А. Д. Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах. Новосибирск: Наука, 1988. 222 с.
12. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
13. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
14. Давыдов Ю. М. Дифференциальные приближения и представления разностных схем. М.: МФТИ, 1981. 130 с.

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

DOI: 10.33184/bulletin-bsu-2023.4.2

**NUMERICAL SIMULATION OF POLYDISPERSE FLOWS
IN AXISYMMETRIC AREAS OF COMPLEX SHAPE**© **I. Kh. Enikeev***Moscow Polytechnic University
38 Bolshaya Semenovskaya St., 107023 Moscow, Russia.*

The article is devoted to the development of a gas-dynamic model of the motion of polydisperse media in areas of arbitrary shape, simulating the configuration of high-speed separators for dry cleaning, in particular, nozzle separators. A mathematical model and a calculation scheme have been created that allow taking into account the influence of solids polydispersion on the structure of the gas and dust flow in the flow path of the separator in a wide range of changes in the determining parameters. Particular attention is paid to the modes of motion of gaseous dispersed flows in curved channels (nozzles) with a large mass content of the dispersed phase in the inlet section of the channel (nozzle). On the basis of the developed mathematical model, it was possible to take into account the influence of particles bouncing off the nozzle walls on the distribution of characteristics of the multiphase continuum in the entire area under consideration. It is shown that taking into account the rebounded particles in a wide range of changes in the size of dispersed inclusions leads in a model to a significant deceleration of the flow in the separator.

Keywords: gaseous flows, nozzle separators, interpenetrating continuums, partial differential equations.

Received 04.12.2023.