

Научная статья

УДК 532.517.2+621.928.93

doi: 10.17223/19988621/87/12

Моделирование аэродинамики закрученного турбулентного потока в воздушно-центробежном классификаторе

Артём Евгеньевич Соломаха¹, Александр Вениаминович Шваб²

^{1,2} Томский государственный университет, Томск, Россия

¹ solomahaartem@yandex.ru

² avshvab@inbox.ru

Аннотация. Исследуются аэродинамика закрученного турбулентного потока в традиционной и предложенной модифицированной геометрии рабочей камеры воздушно-центробежного классификатора и фракционное разделение твердых частиц порошкового материала по размерам. Турбулентный режим течения моделировался на основе метода RANS с помощью модели $k-\omega$. В силу малости объемной концентрации твердой примеси процесс сепарации частиц проводился на основе известного траекторного метода и предложенного стохастического подхода. Достоверность полученных результатов подтверждается тестовыми исследованиями и их сравнением с опытными данными.

Ключевые слова: турбулентность, воздушный классификатор, численное моделирование, уравнения Рейнольдса, модель турбулентности

Для цитирования: Соломаха А.Е., Шваб А.В. Моделирование аэродинамики закрученного турбулентного потока в воздушно-центробежном классификаторе // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2024. № 87. С. 150–162. doi: 10.17223/19988621/87/12

Original article

Simulation of aerodynamics of a swirling turbulent flow in a centrifugal air classifier

Artyom E. Solomakha¹, Aleksandr V. Shvab²

^{1,2} Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation

¹ solomahaartem@yandex.ru

² avshvab@inbox.ru

Abstract. Centrifugal air classifiers are the promising devices for fractional separation of powders by size. Large particles of a powder material are thrown to the periphery due to the predominance of centrifugal forces over aerodynamic forces. This paper studies the aerodynamics of a swirling turbulent flow for different working area designs of the classifier. Turbulence is simulated using the RANS method and the Wilcox turbulence model.

To determine the efficiency of the classification of the powder material and to obtain a separation curve using the Tromp method, two calculation methods, i.e., trajectory and probabilistic methods, are proposed. The obtained results are validated with experimental data and through various test studies. Analysis of the numerical study of fine powder classification has shown the viability of the proposed geometry for a separation chamber in comparison with the traditional geometry. The most optimal mode of aerodynamic characteristics of the centrifugal classifier is revealed to obtain the best sharpness of particle size separation.

Keywords: turbulence, air classifier, numerical simulation, Reynolds equations, turbulence model

For citation: Solomakha, A.E., Shvab, A.V. (2024) Simulation of aerodynamics of a swirling turbulent flow in a centrifugal air classifier. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo universiteta. Matematika i mekhanika – Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics*. 87. pp. 150–162. doi: 10.17223/19988621/87/12

Введение

Самой распространенной продукцией порошковой металлургии являются порошковые материалы конструкционного назначения. Из-за наличия высоких механических и тугоплавких свойств они используются в различных областях промышленности, таких как атомная, химическая и др. [1–3] Дальнейшее совершенствование технологий получения мелкодисперсных порошков с заданными физическими свойствами осуществляется на основе математического моделирования. Поэтому в настоящее время актуальными являются исследования в области аэродинамики турбулентных закрученных течений, которые применяются в сепарации и классификации порошковых материалов [4–8]. Разделение полидисперсных систем в газовых потоках по крупности называют процессом классификации порошковых материалов, а аппараты, разделяющие эти полидисперсные системы, – классификаторами.

Одним из перспективных аппаратов для фракционного разделения порошков по размерам является воздушно-центробежный классификатор [5]. Через специальные воздуховоды обрабатываемый материал поступает в рабочую область аппарата, где после попадания в основной поток воздуха из-за интенсивного вращения крупные частицы – за счет преобладания центробежных сил над аэродинамическими силами – отбрасываются на периферию к стенкам, где происходят дальнейшие процессы оседания и выгрузки. Частицы меньшего размера за счет больших аэродинамических сил трения между частицами и газом устремляются вместе с несущим потоком на выход из аппарата.

Цель работы – создание математической модели аэродинамики турбулентного закрученного потока в оригинальной сепарационной камере воздушно-центробежного классификатора и процесса фракционного разделения частиц по размерам на основе траекторного и предложенного вероятностного подхода.

Физико-математическая постановка задачи

Традиционная сепарационная зона воздушно-центробежного классификатора представляет собой цилиндрическую область с двумя вращающимися параллель-

ными дисками, центры которых находятся на некотором расстоянии от оси вращения [5]. Перпендикулярно вращающемуся диску располагается кольцевой канал для подачи несущего потока, содержащего твердые частицы (рис. 1, а). Как известно, одним из основных способов обеспечения высокой эффективности фракционного разделения частиц по размерам является однородность поля закрученного турбулентного потока, а также равенство между центробежными и аэродинамическими силами для частиц граничного размера в сепарационной камере центробежного аппарата. Опираясь на результаты, полученные в работе [7], была предложена рабочая камера классификатора с симметрично расположенными кольцевыми соплами (рис. 1, б), так как в этом случае имеют место более однородные поля вектора скорости несущей среды. Цифрами 1–7 на рисунке изображены номера сечений, в которых представлены результаты численных исследований.

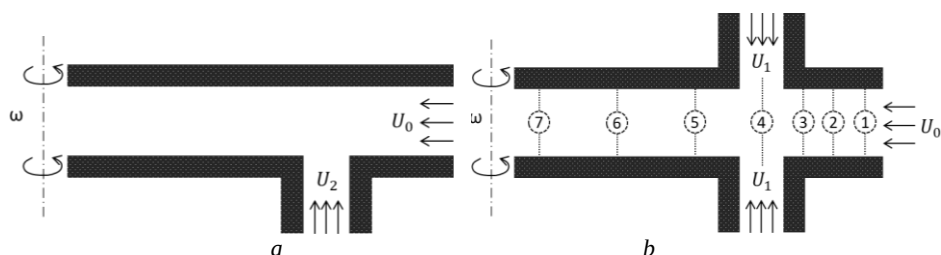


Рис. 1. Схема рабочей камеры воздушно-центробежного классификатора с одним (а) и двумя (б) вертикальными кольцевыми соплами

Fig. 1. Diagram of a working chamber in a centrifugal air classifier with (a) one and (b) two vertical annular nozzles

Динамика закрученного потока в сепарационной камере носит турбулентный характер. Поэтому математическое моделирование аэродинамики в рабочей области центробежного аппарата производится на основе уравнений Рейнольдса в цилиндрической системе координат. Данные уравнения переноса импульса и неразрывности в безразмерном виде представлены следующим образом:

$$\frac{\partial u_r}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(u_r u_z)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left((1 + v_t) \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((1 + v_t) \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \right] + \frac{u_r^2}{r} - \frac{u_\varphi^2}{r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + v_t) \frac{\partial u_r}{\partial r} - (1 + v_t) \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial v_t}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial v_t}{\partial z} \frac{\partial u_r}{\partial z} \right]; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r u_\varphi)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z u_\varphi)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left((1 + v_t) \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((1 + v_t) \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \right) \right] + \frac{2u_r u_\varphi}{r} = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + v_t) \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - (1 + v_t) \frac{u_\varphi}{r^2} + \frac{\partial v_t}{\partial r} u_\varphi \right]; \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r u_z)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z u_z)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left((1 + v_t) \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left((1 + v_t) \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \right] + \frac{u_r u_z}{r} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + v_t) \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial v_t}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial v_t}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right]; \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} = 0. \quad (4)$$

Замыкание системы уравнений Рейнольдса (1)–(3) осуществлялось с помощью известной модели турбулентности Уилкокса. В соответствии с этой моделью записывается два уравнения переноса для кинетической энергии турбулентности и удельной скорости диссипации турбулентной энергии в безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r k)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z k)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + v_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + v_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial z} \right] \right\} + \frac{u_r k}{r} = \\ = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + v_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G - \beta^* k \omega; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r \omega)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z \omega)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + v_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + v_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] \right\} + \frac{u_r \omega}{r} = \\ = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + v_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial r} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} G - \beta \omega^2 - \beta \omega |\Omega|; \end{aligned} \quad (6)$$

$$v_t = \text{Re} \frac{k}{\omega}. \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} G = \frac{v_t}{\text{Re}} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial u_\phi}{\partial r} - \frac{u_\phi}{r} \right]^2 + \left[\frac{\partial u_\phi}{\partial z} \right]^2 + \left[\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right]^2 \right\}; \\ |\vec{\Omega}| = \sqrt{\Omega_r^2 + \Omega_\phi^2 + \Omega_z^2} = \left[\left(\frac{\partial u_\phi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u_\phi}{r} + \frac{\partial u_\phi}{\partial r} \right)^2 \right]^{1/2}, \end{aligned}$$

где $\alpha, \beta, \sigma, \beta^*, \sigma^*$ – постоянные модели турбулентности Уилкокса.

Рассматриваемая задача является осесимметричной, поэтому учитывается, что все производные по окружной координате во всех уравнениях равны нулю.

Граничные условия

В работе исследуется три режима турбулентного закрученного течения. Первый режим соответствует случаю, когда основной поток несущей среды образуется за счет подачи газа через вертикальные кольцевые сопла, а горизонтальный, с относительно небольшой скоростью, используется для дополнительного возврата мелких частиц в сепарационную зону. В качестве масштаба скорости для этого режима течения используется скорость U_1 (см. рис. 1). Для второго режима рассматривается случай равенства несущих расходов из горизонтального входного сечения и суммы расходов из обоих вертикальных кольцевых сопел. В этом режиме за масштаб скорости принимается значение U_0 , а значение U_1 пересчитывается для получения равенства расходов. Третий случай – динамика основного потока осуществляется через входное горизонтальное сечение, а расходы с вертикальных сопел имеют существенно меньшие значения и служат только для введения в рабочую зону твердых частиц. Значение масштаба скорости в этом

случае U_0 . В качестве масштаба длины использовалось расстояние между вращающимися дисками H . В силу небольших скоростей газа при процессе сепарации используется постоянное значение плотности ρ . Таким образом, в системе уравнений (1)–(7) число Рейнольдса имеет вид: $Re = U_k H / \nu$, где U_k – масштаб скорости соответствующего режима течения, ν , ν_t – коэффициенты молекулярной и турбулентной кинематической вязкости соответственно.

Для получения единственного решения, применяются следующие граничные условия.

Для первого режима течения в вертикальных входных сечениях задавались постоянные значения осевой и окружной составляющих вектора скорости $u_z = \pm 1$, $u_\phi = R\omega_1 r$, причем число $R\omega_1 = \omega_1 H / U_1$ есть обратный критерий Россби, где ω_1 – угловая скорость вращения газа. Для значения радиальной составляющей скорости использовалось условие Неймана. Для горизонтального входного сечения использовались условия $u_r = u_{r0}$, $u_\phi = R\omega_0 r_0$, а для осевой скорости – условие Неймана.

Во втором и третьем режимах течения для горизонтального входного сечения имеем $u_r = -1$, $u_\phi = R\omega_0 r_0$, значение осевой скорости во втором режиме определялось из равенства расходов, а в третьем режиме – из условия Неймана.

Уровень кинетической энергии и удельная скорость диссипации во входных сечениях задавались постоянными величинами, взятыми из известных опытных данных.

В выходном сечении исследуемой области для всех переменных использовалось условие независимости искомых функций от координаты r , т.е. так называемые мягкие условия.

На стенках использовалось условие прилипания $u_r = u_z = k = 0$, $u_\phi = R\omega r$, причем $R\omega = \omega H / U_k$, где ω – угловая скорость вращения стенок; удельная скорость диссипации кинетической энергии определялась в соответствии со статьей [6] следующими формулами:

$$\omega|_{r \rightarrow r_w} = \frac{4}{Re\beta(r - r_w)^2}; \quad \omega|_{z \rightarrow z_w} = \frac{6}{Re\beta(z - z_w)^2}.$$

Таким образом, полученная система уравнений (1)–(7) описывает закрученное турбулентное течение в сепарационной камере воздушно-центробежного классификатора.

Метод решения динамики твердых частиц

Как известно из научной литературы [5], высокая эффективность процесса разделения частиц по размерам достигается только при малой объемной концентрации твердой фазы. Поэтому моделирование поведения частиц порошкового материала в закрученном турбулентном потоке исследуется на основе известного дискретно-траекторного метода расчета [9], основой которого являются расчеты траекторий отдельных частиц под действием на них аэродинамических, центробежных и других сил, приводящих их к попаданию в мелкие или крупные фракции. В силу малости объемной концентрации частиц взаимодействием частиц между собой и обратным силовым влиянием частиц на газ можно пренебречь. Предполагается, что на твердую сферическую частицу действуют только центробежная, инерционная, гравитационная и аэродинамическая силы [9, 10]. В этом

случае уравнения для описания вектора скорости и траекторий движения частиц можно записать в виде:

$$m \frac{d\mathbf{W}}{dt} = \mathbf{F}; \quad \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{W}. \quad (8)$$

Первое векторное уравнение (8) в проекциях на цилиндрическую систему координат с учетом действующих сил на твердую частицу можно представить в виде:

$$\frac{dw_r}{d\tau} = \frac{(w_\varphi)^2}{r} + \frac{u_r - w_r}{Stk} \xi; \quad (9)$$

$$\frac{dw_z}{d\tau} = \frac{u_z - w_z}{Stk} \xi - \frac{1}{Fr}; \quad (10)$$

$$\frac{dw_\varphi}{d\tau} = -\frac{w_r w_\varphi}{r} + \frac{u_\varphi - w_\varphi}{Stk} \xi. \quad (11)$$

Здесь w_r , w_φ , w_z – составляющие вектора скорости частицы, ξ – коэффициент, учитывающий отклонение аэродинамического сопротивления частицы от закона сопротивления, определенного Стоксом, $Re_p = |\mathbf{V} - \mathbf{W}| \delta / \nu$ – критерий Рейнольдса, составленный для частицы диаметром δ , причем критерии Стокса Stk и Фруда Fr соответственно имеют вид:

$$Stk = \frac{\rho_p \delta^2 U_k}{18 \rho \nu H}; \quad Fr = \frac{U_k^2}{gH}; \quad \xi = 1 + 0.197 Re_p^{0.63} + 0.64 \cdot 10^{-4} Re_p^{1.38},$$

где ρ_p – плотность рассматриваемой частицы, g – ускорение свободного падения.

Метод численного решения

Решение уравнений переноса импульса для закрученного турбулентного потока в сепарационной зоне классификатора производится численного в переменных «скорость–давление» путем физического расщепления полей скорости и давления по времени на разностной разнесенной сетке. Решение уравнений переноса для кинетической энергии и удельной скорости ее диссипации проводится также установлением по времени на разнесенной сетке. Конвективные и диффузионные слагаемые в уравнениях переноса расписываются конечными разностями методом контрольного объема на основе экспоненциальной схемы [11] на разнесенной разностной сетке, которая снимает ограничение с сеточного числа Рейнольдса. Система дифференциальных уравнений после их дискретизации решается неявным методом переменных направлений в «дельта»-форме [12]. Подробное описание метода численного решения аэродинамики газа и твердых частиц приведено в работах [6, 7, 13].

Анализ полученных результатов

Достоверность проведенных численных исследований аэродинамики закрученного турбулентного потока подтверждается проведением различных тестовых исследований, сравнением с численными данными турбулентного закрученного течения между плоскими вращающимися дисками [6, 8], а также сравнением с экспериментальными данными между плоскопараллельными дисками в направ-

лении от периферии к оси (рис. 2, *a*). На рис. 2, *b* представлено такое сравнение опытных данных [14] с расчетом для распределения безразмерной радиальной скорости $u_r = U_r/U_0$ в зависимости от безразмерной координаты $z = Z/H$ и при различных радиусах $r = R/H$, где U_0 – среднее по сечению значение радиальной скорости.

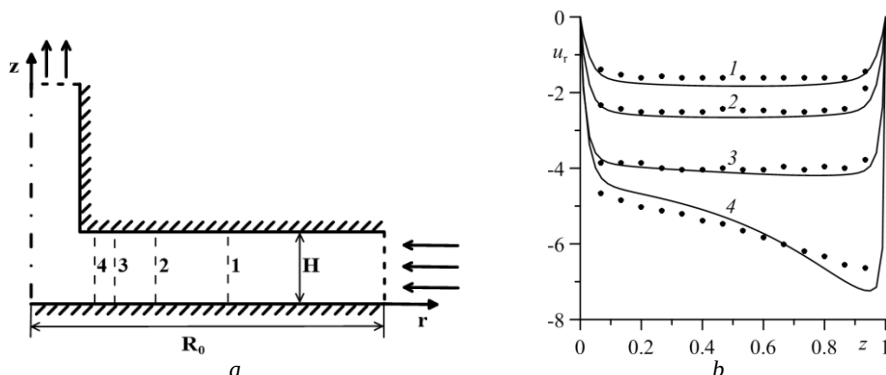


Рис. 2. Сравнение численного решения с экспериментальными данными: *a* – схема экспериментальной установки; *b* – распределение окружной скорости в зависимости от высоты канала при параметрах $Re = 2\,204$, $r_0 = 10$ § сечение 1 соответствует $r_1 = 6$; $2 - r_2 = 4$; $3 - r_3 = 2.75$; $4 - r_4 = 1.85$; сплошной линией представлены результаты расчета, а точками – экспериментальные данные

Fig. 2. Comparison of the numerical solution with experimental data: (a) experimental setup design; (b) circumferential velocity distribution at various channel heights for $Re = 2204$, $r_0 = 10$: $r_1 = 6$ (section 1), $r_2 = 4$ (section 2), $r_3 = 2.75$ (section 3), $r_4 = 1.85$ (section 4); the solid line indicates the calculated results, and the dotted line, the experimental data

Воздушно-центробежный классификатор [5], сепарационная камера которого представлена на рис. 1, *a*, – это пространство между двумя вращающимися дисками, по которому от периферии к оси вращения движется турбулентный закрученный поток. Экспериментальные исследования показывают, что для более высокой эффективности процесса разделения частиц по размерам твердые частицы необходимо вводить в междисковое пространство вертикально для того, чтобы радиальная составляющая скорости в зоне сепарации была достаточно малой, и тогда направление частицы по радиусу определяется балансом центробежной и аэродинамической сил. Для этого и служит вертикальное кольцевое сопло, через которое подается дополнительный газ с частицами.

Процесс сепарации порошковых материалов напрямую зависит от распределения полей радиальной и окружной составляющих вектора скорости: чем более однородные поля скоростей, тем выше острота разделения в центробежном аппарате. С этой точки зрения исследовалась аэродинамика как традиционной зоны сепарации (см. рис. 1, *a*), так и предложенной симметричной камеры (см. рис. 1, *b*). Результаты расчетов турбулентного закрученного течения для этих двух случаев показаны на рис. 3, 4.

Из этих графиков наглядно видно, что однородность линий тока, а следовательно, радиальная и осевая составляющие вектора скорости в симметричной зоне сепарации имеют более однородный характер по сравнению с традиционной

геометрией. Это же можно отметить и относительно окружной составляющей скорости, сравнивая рис. 3, *a* и рис. 4, *a*.

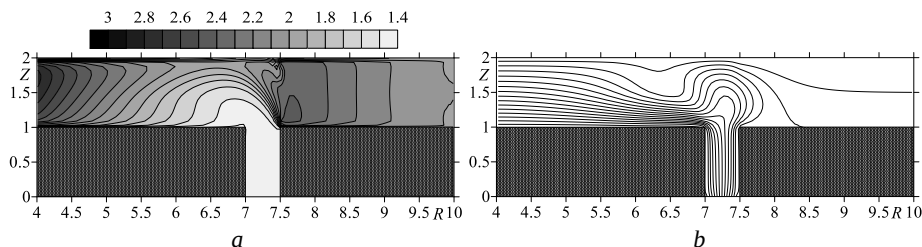


Рис. 3. Изолинии окружной компоненты скорости (*a*) и функции тока (*b*) классификатора с одним соплом при параметрах $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Fig. 3. (*a*) Isolines of a circumferential velocity and (*b*) streamlines for a classifier with one nozzle at $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

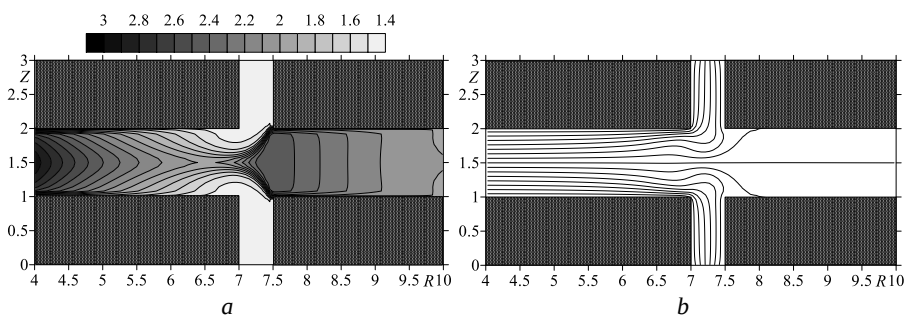


Рис. 4. Изолинии окружной компоненты скорости (*a*) и функции тока (*b*) классификатора с двумя соплами при параметрах $Re = 10^4$, $u_{r0} = -0.1$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Fig. 4. (*a*) Isolines of a circumferential velocity and (*b*) streamlines for a classifier with two nozzles at $Re = 10^4$, $u_{r0} = -0.1$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Анализ численных расчетов аэродинамики закрученного турбулентного течения для традиционной и предложенной камер показал, что геометрия последней позволяет получать наиболее однородные профили вектора скорости и, таким образом, является более перспективной с точки зрения процесса фракционного разделения частиц. Поэтому далее проводился анализ только предложенной геометрии.

Параметрические исследования аэродинамики турбулентного закрученного течения для перспективной сепарационной камеры (см. рис. 1, *b*) показали, что существует три характерных режима аэродинамики в зоне сепарации. Следует заметить, что имеют место два входных осевых вертикальных потока с одинаковыми расходами несущей среды и один радиальный с периферии зоны сепарации. На рис. 5 представлены распределения линий тока для трех режимов турбулентного течения в зоне сепарации.

Для всех трех режимов работы центробежного классификатора (см. рис. 1, *b*) представлены наиболее важные профили радиальной (рис. 6) и окружной (рис. 7) составляющих вектора скорости, которые определяют баланс центробежных и аэродинамических сил, действующих на частицы. Этот баланс сил и отвечает за эффективность фракционного разделения частиц по размерам.

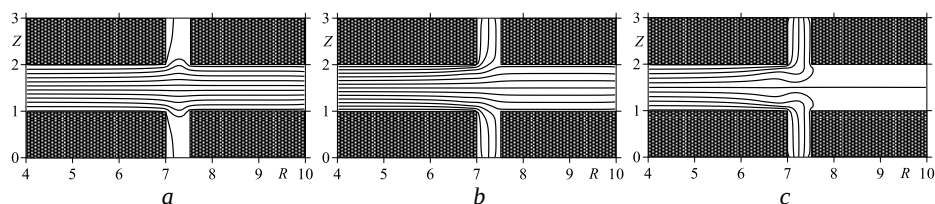


Рис. 5. Линии тока для различных режимов работы классификатора: *a* – основные потоки вертикальные; *b* – равные расходы горизонтального и вертикальных потоков; *c* – основной поток горизонтальный при параметрах $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Fig. 5. Streamlines for different modes of the classifier operation: (a) the main flows are vertical, (b) the horizontal and vertical flows are of equal flow rate, and (c) the main flow is horizontal at $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

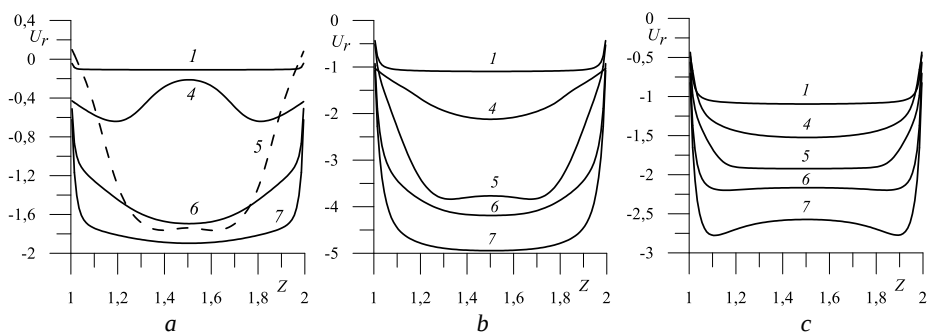


Рис. 6. Графики радиальной составляющей вектора скорости: *a* – основные потоки вертикальные; *b* – равные расходы горизонтального и вертикальных потоков; *c* – основной поток горизонтальный при параметрах $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Fig. 6. Profiles of a radial velocity component: (a) the main flows are vertical, (b) the horizontal and vertical flows are of equal flow rate, and (c) the main flow is horizontal at $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

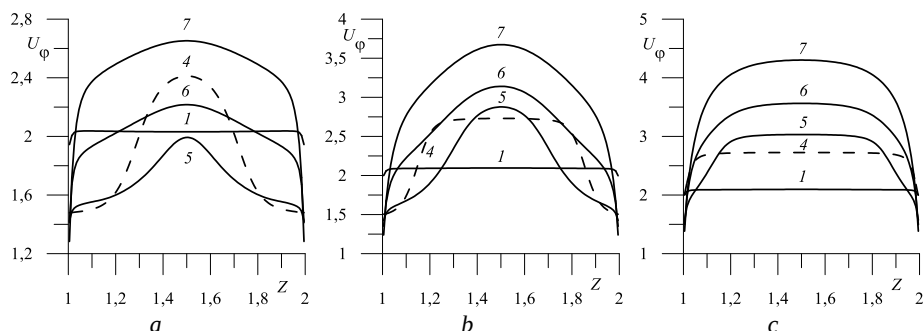


Рис. 7. Графики окружной составляющей вектора скорости: *a* – основные потоки вертикальные; *b* – равные расходы горизонтального и вертикальных потоков; *c* – основной поток горизонтальный при параметрах $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Fig. 7. Profiles of a circumferential velocity component: (a) the main flows are vertical, (b) the horizontal and vertical flows are of equal flow rate, and (c) the main flow is horizontal at $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

На рис. 8 показаны профили кинетической энергии турбулентности для этих же трех характерных режимов работы центробежного аппарата.

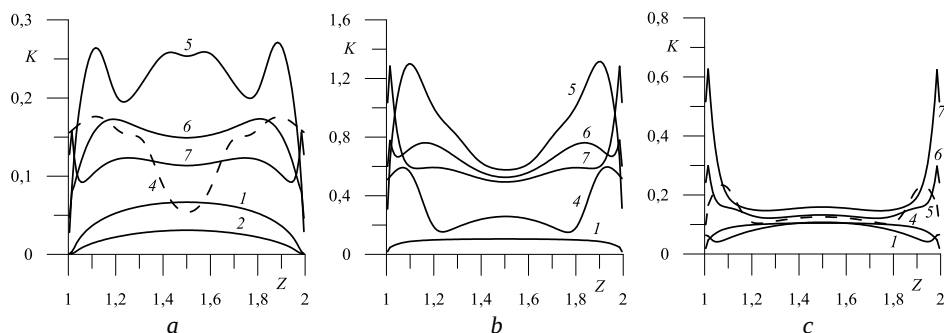


Рис. 8. Графики кинетической энергии турбулентности: *a* – основные потоки вертикальные; *b* – равные расходы горизонтального и вертикальных потоков; *c* – основной поток горизонтальный при параметрах $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Fig. 8. Distribution of kinetic energy of turbulence: (a) the main flows are vertical, (b) the horizontal and vertical flows are of equal flow rate, and (c) the main flow is horizontal at $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$

Из анализа численных расчетов аэродинамической обстановки в сепарационной камере следует, что профили окружной и радиальной составляющих вектора скорости турбулентного закрученного течения при первом и втором режимах имеют более градиентный вид по сравнению со скоростями третьего режима, что приводит к менее эффективному фракционному разделению частиц. Поэтому более подробно исследуется третий режим аэродинамики.

Экспериментальные данные свидетельствуют, что наиболее эффективно процесс классификации происходит при малой объемной концентрации твердой примеси. Как показано в [5], массовая концентрация твердой примеси должна находиться в области значений меньше 0.5 кг/кг. В силу малости концентрации примеси моделирование двухфазного течения «газ–твердые частицы» необходимо проводить с помощью метода одиночных частиц [9]. Применяя такой метод, определяются поле скорости и, соответственно, траектории частицы, что позволяет найти кривую разделения Тромпа. Одна из основных характеристик эффективности работы центробежных классификаторов – кривая фракционного разделения частиц по размерам Тромпа, которая представляет собой вероятность попадания частиц данного размера в мелкий продукт разделения. Очевидно, что вероятностное значение попадания в мелкий продукт, равное 0.5 (50%) для кривой Тромпа, характеризует так называемый граничный размер частиц, относительно которого и происходит процесс классификации. Однако недостатком такого метода является большое количество расчетов, связанных с влиянием пульсационных скоростей газа, размеров частиц и их положений во входных сечениях рабочей зоны аппарата. Причем для расчета одной пробной частицы при одном ее положении и скорости во входном сечении исследуемой области необходимо проводить 2 000–3 000 расчетов ее траекторий [9]. Статистика таких расчетов позволяет определить положение одной частицы в мелком или крупном продукте разделения.

В работе предлагается стохастический метод расчета кривой разделения, который позволяет существенно сократить количество расчетов при определении граничного размера и кривой разделения.

Известно, что для турбулентного режима течения в силу наличия пульсационных характеристик скоростей концентрация твердых частиц равномерно распределяется по всей рабочей камере классификатора. При установившемся стационарном режиме классификации каждая частица одного размера периодически проходит каждую точку исследуемой области. Поэтому, с одной стороны, в силу малой объемной концентрации и, с другой стороны, за счет влияния турбулентности рассматриваемая частица фактически проходит через каждую локальную область зоны сепарации.

Для частиц, размер которых близок к граничному, центробежная сила примерно уравнивается аэродинамической. В результате этого баланса инерционная сила частиц мала, и тогда ею можно пренебречь, что приводит к приближенному равенству окружных скоростей частиц и газа в соответствии с уравнением (11). Таким образом, решая уравнение (9), на основании ранее рассчитанного поля скорости турбулентного закрученного течения можно определить значение и направление радиальной составляющей вектора скорости частицы:

$$w_r = \frac{Stk u_\varphi^2}{\xi r} + u_r. \quad (12)$$

В результате для каждого размера частиц определяется сумма радиальной скорости частицы со своим знаком, которая статистически будет характеризовать вероятность попадания в мелкий или крупный продукт разделения.

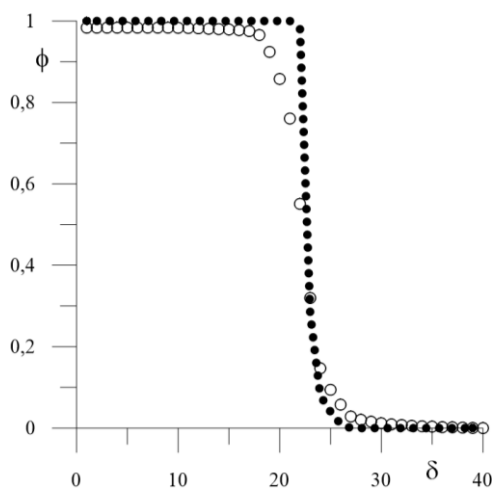


Рис. 9. Вероятность попадания заданного размера частиц δ (мкм) в мелкий продукт разделения при параметрах $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$; светлые точки – предложенный метод, темные – метод пробной частицы

Fig. 9. The probability of the given particle size falling into a fine separation product at $Re = 10^4$, $R\omega = R\omega_0 = R\omega_1 = 0.2$; open circles denote the proposed method, and closed circles, the test particle method

Проводя аналогичные расчеты для других частиц заданного фракционного состава, определяются граничный размер и кривая Тромпа. Совершенно очевидно, что

такой способ разделения частиц по размерам носит стохастический характер. Таким образом, предложенный способ позволяет достаточно просто оценивать граничный размер и определять остроту сепарации процесса разделения для данной геометрии, при этом ориентироваться в определении влияния геометрии на процесс классификации без проведения трудоемких массовых расчетов траекторий движения частиц.

Достоверность данного вероятностного подхода для определения граничного размера и эффективности процесса фракционного разделения частиц подтверждается численными расчетами традиционным методом кривой разделения Тромпа на основе расчета одиночной частицы. На рис. 9 показано сравнение этих двух методов.

Заключение

Представлено математическое моделирование аэродинамики турбулентного закрученного течения в традиционной и предложенной геометрии рабочей камеры воздушно-центробежного классификатора. Показано, что оригинальная симметричная геометрия зоны сепарации обладает лучшей аэродинамикой по сравнению с традиционной. Проведено детальное исследование аэродинамики предложенной геометрии и показано наличие трех характерных режимов турбулентного закрученного течения. В работе также представлен вероятностный метод определения граничного размера и остроты процесса классификации.

Достоверность расчета аэродинамики и вероятностного метода оценки эффективности классификации подтверждается тестовыми расчетами и сравнением численных результатов с опытными данными. Результаты численного моделирования аэродинамики рабочей камеры воздушно-центробежного классификатора могут быть полезными при исследовании двухфазных закрученных турбулентных течений, а также при разработке новых конструкций пневматических центробежных аппаратов порошковой технологии.

Список источников

1. Кафаров В.В., Дорохов И.Н. Системный анализ процессов химической технологии. М. : Наука, 1976. 499 с.
2. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. М. : Химия, 2004. 750 с.
3. Гропянов А.В., Ситов Н.Н., Жукова М.Н. Порошковые материалы : учеб. пособие. СПб. : ВШТЭ СПбГУПТД, 2017. 74 с.
4. Мизонов В.Е., Ушаков С.Г. Аэродинамическая классификация порошков. М. : Химия, 1989. 160 с.
5. Росляк А.Т., Зятиков П.Н. Воздушно-центробежная классификация микропорошков. Томск : ТМЛ-Пресс, 2010. 140 с.
6. Shvab A.V., Khairullina V.Yu. Effect of an unsteady swirled turbulent flow on the motion of a single solid particle // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2011. V. 52, № 1. С. 37–42.
7. Шваб А.В., Соломаха А.Е. Численное моделирование аэродинамики воздушно-центробежного классификатора // Известия вузов. Физика. 2021. Т. 64, № 2-2. С. 155–161. doi: 10.17223/00213411/64/2-2/155
8. Shvab A.V., Turubaev R.R. Simulation of swirling turbulent flow aerodynamics in a centrifugal machine // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2019. Т. 53, № 2. С. 242–250.
9. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Течение газа с частицами. М. : Физматлит, 2008. 600 с.
10. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки : пер. с англ. М. : Мир, 1987. 589 с.
11. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости, М. : Энергоатомиздат, 1984. 117 с.

12. Peire R., Taylor T.D. Computational Methods for Fluid Flow. New York : Springer-Verlag, 1983.
13. Роуч П. Вычислительная гидромеханика : пер. с англ. М. : Мир, 1977. 618 с.
14. Singh A., Vyas B.D., Powle U.S., Investigations on inward flow between two stationary parallel disks // J. Heat Fluid Flow. 1999. V. 20. P. 395–401.

References

1. Kafarov V.V., Dorokhov I.N. (1976) *Sistemnyy analiz protsessov khimicheskoy tekhnologii* [System analysis of chemical technology processes]. Moscow: Nauka.
2. Kasatkin A.G. (2004) *Osnovnye protsessy i apparaty khimicheskoy tekhnologii* [Fundamental processes and devices for chemical technology]. Moscow: Khimiya.
3. Gropyanov A.V., Sitov N.N., Zhukova M.N. (2017) *Poroshkovye materialy* [Powder materials]. Textbook. Saint Petersburg: HSE SPbGUPTD.
4. Mizonov V.E., Ushakov S.G. (1989) *Aerodinamicheskaya klassifikatsiya poroshkov* [Aerodynamic classification of powders]. Moscow: Khimiya.
5. Roslyak A.T., Zyatikov P.N. (2010) *Vozdushno-tsentrobezhnaya klassifikatsiya mikroporoshkov* [Air-centrifugal classification of micropowders]. Tomsk: TML-Press.
6. Shvab A.V., Khayrullina V.Yu. (2011) Effect of an unsteady swirled turbulent flow on the motion of a single solid particle. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 52(1). pp. 37–42. doi: 10.1134/S0021894411010068
7. Shvab A.V., Solomakha A.E. (2021) Chislennoe modelirovanie aerodinamiki vozdushno-tsetrobezhnogo klassifikatora [Numerical modeling of aerodynamics of an air-jet classifier]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Fizika – Russian Physics Journal*. 64(2-2). pp. 155–161. doi: 10.17223/00213411
8. Shvab A.V., Turubaev R.R. (2019) Simulation of swirling turbulent flow aerodynamics in a centrifugal machine. *Theoretical Foundations of Chemical Engineering*. 53(2). pp. 242–250. doi: 10.1134/S0040579519010135
9. Volkov K.N., Emel'yanov V.N. (2008) *Techenie gaza s chastitsami* [Flow of gas with particles]. Moscow: FIZMATLIT.
10. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. (1984) *Swirl Flows*. Tunbridge Wells: Abacus Press. doi: 10.1016/0010-2180(86)90133-1
11. Patankar S.V. (1980) *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: Hemisphere Publishing Corporation.
12. Peire R., Taylor T.D. (1983) *Computational Methods for Fluid Flow*. New York: Springer-Verlag.
13. Roache P.J. (1976) *Computational Fluid Dynamics*. Albuquerque: Hermosa Publishers.
14. Singh A., Vyas B.D., Powle U.S. (1999) Investigations on inward flow between two stationary parallel disks. *Journal Heat Fluid Flow*. 20(4). pp. 395–401. doi: 10.1016/S0142-727X(98)10058-9

Сведения об авторах:

Соломаха Артём Евгеньевич – аспирант физико-технического факультета Томского государственного университета, Томск, Россия. E-mail: solomahaartem@yandex.ru

Шваб Александр Вениаминович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры прикладной аэромеханики Томского государственного университета, Томск, Россия. E-mail: avshvab@inbox.ru

Information about the authors:

Solomakha Artyom E. (Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation). E-mail: solomahaartem@yandex.ru

Shvab Aleksandr V. (Doctor of Physics and Mathematics, Tomsk State University, Tomsk, Russian Federation). E-mail: avshvab@inbox.ru

Статья поступила в редакцию 01.07.2023; принята к публикации 12.02.2024

The article was submitted 01.07.2023; accepted for publication 12.02.2024