

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЗАКРУЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ В АЭРОДЕЗИНТЕГРАТОРЕ

Е.С. Шмелев,

ученый секретарь Института энергетики НАН Беларуси, канд. техн. наук

А.П. Ахрамович,

вед. науч. сотр. Института энергетики НАН Беларуси, канд. техн. наук

В.Д. Тютюма,

вед. науч. сотр. Института энергетики НАН Беларуси, канд. техн. наук

К.В. Гаркуша,

ст. преподаватель каф. энергетики БГАТУ

В статье описан подход к особенностям моделирования процесса измельчения обрабатываемого материала в закрученном потоке без наличия движущихся механических элементов в устройстве для измельчения. Установлены основные параметры и закономерности, характеризующие движение воздуха в дезинтеграторе при ламинарном и турбулентном течениях.

Ключевые слова: измельчение материала, аэродезинтегратор, закрученный поток, измельчение, термодинамические параметры.

An approach to the features of modeling the grinding process of the processed material in a swirling flow without moving mechanical elements in the grinding device is described. The main parameters and patterns characterizing air movement in a disintegrator in laminar and turbulent flows are established.

Keywords: material grinding, aerodisintegrator, swirling flow, grinding, thermodynamic parameters.

Введение

Аэродезинтегратор относится к вихревым аппаратам, в которых силовое воздействие на измельчаемый материал оказывает закрученный поток рабочего тела, в качестве последнего в большинстве случаев используется воздух.

Аэродезинтегратор может использоваться в сельском хозяйстве для измельчения зерновых культур (пшеница, кукуруза, ячмень, овес) в приготовлении комбикормов, что улучшает их усвояемость животными, а также в процессах обеззараживания навоза и приготовления органоминеральных смесей.

В традиционных вихревых мельницах помол осуществляется за счет соударения частиц в турбулентных потоках газа при больших скоростях. В отличие от этих устройств в дезинтеграторе скорости соударения невелики. С помощью специальных конструктивных элементов в помольной камере образуется неоднородное поле массовых (центробежных) сил, которое изменяет траекторию частиц, заставляя ее перемещаться в район наиболее сильного воздействия турбулентных струй. Разрушение частицы происходит за доли секунды в потоке воздуха.

При использовании традиционных помольных устройств происходит изменение реакционной способности твердых веществ под действием механических сил. При этом выделяется теплота, вызывающая

разогрев измельчаемого материала и пластические деформации, происходит разрыв его сплошности. В результате нарушаются химические связи, что приводит, в конечном счете, к перестройке кристаллической решетки, аморфизации вещества с изменением всех его термодинамических характеристик и реакционной способности.

В аэродезинтеграторе большинство этих нежелательных эффектов отсутствует. Здесь не происходит излишняя активация новой образующейся поверхности и разогрев измельчаемого материала. Более того, при подаче холодного воздуха материал может даже охлаждаться. Таким образом, это устройство пригодно для измельчения растительных форм и термопластичных полимеров. Исследованиями, посвященными этому вопросу, занимались Р.Р. Турубаев, А.В. Шваб, И.В. Маликов и другие.

Целью данной работы является исследование подходов к изучению вихревых потоков в процессе измельчения обрабатываемого материала в аэродезинтеграторе.

Основная часть

Аэродезинтегратор (рис. 1) представляет собой полый цилиндр 3, сверху и снизу закрытый торцевыми крышками 2, 4. В стенке цилиндра прорезаны под углом к радиусу плоские щели, высотой, равной высоте цилиндра, к которым подсоединены входной и

выходной патрубки. В верхней крышке по центру имеется конусообразное отверстие 1. В боковой стенке выполнены каверны 5, сообщающиеся с внутренней полостью цилиндра, для искажения траектории движения измельчаемых частиц.

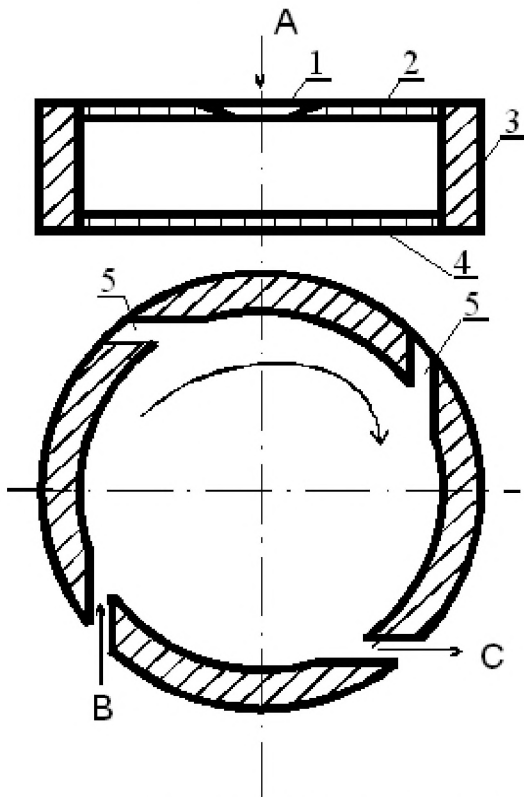


Рисунок 1. Схема аэродезинтегратора:
1 – конусное отверстие; 2 – верхняя торцевая крышка; 3 – цилиндр; 4 – нижняя торцевая крышка;
5 – каверны; А – ввод измельчаемого материала;
В – ввод воздуха; С – вывод воздуха с
измельченным материалом

Рабочее тело (воздух) под давлением через входной патрубок тангенциально входит внутрь цилиндра, где образует закрученный поток. Измельчаемый материал подается через центральное отверстие внутрь цилиндра, там он подхватывается потоком воздуха и совершает вместе с ним круговое вихревое движение. Измельченные частицы, достигшие некоторого достаточно малого размера, выводятся из аэродезинтегратора вместе с воздухом (часть через выходной патрубок (С), а часть через воздушный кольцевой зазор между внутренней поверхностью центрального отверстия и наружной поверхностью вращающегося воздуха в центре цилиндра).

Благодаря закрутке потока, внутри цилиндра возникает центробежное поле, которое прижимает вводимые частицы к внутренней поверхности стенки. Каверны играют роль локальных источников искажения поля массовых (центробежных) сил. Вблизи них частицы отбрасываются от стенки, меняют траекторию своего движения и приобретают дополнительный ускоряющий импульс.

Аэродезинтегратор по принципу воздействия на измельчаемый материал близок к вихревым мельницам, в которых силовое поле также оказывает закрученный поток рабочего тела. Результаты исследований газодинамики вихревых камер в определенной мере могут быть применимы и для аэродезинтегратора.

До некоторого времени процесс измельчения в вихревых камерах объяснялся простым механическим ударом частиц, разогнанных центробежным полем до больших скоростей, о внутренней поверхности стенок. При ударе частица раскалывается на несколько осколков, которые продолжают двигаться по своим орбитам внутри камеры, ударяясь о стенки и делясь на еще более мелкие части. Разрушение осуществляется за счет создания в частицах напряжений, превышающих предельно допустимую величину.

Если процесс измельчения хрупких твердых веществ с большой плотностью еще можно было бы объяснить с помощью ударного действия, то для бумаги или пластмасс такой механизм неприемлем. К тому же исследования движения воздуха в вихревых мельницах показали, что скорости потока не столь велики, чтобы энергия удара частиц о стенку была достаточной для их разрушения. В работе [1] приведены данные экспериментальных измерений: при давлении воздуха на входе в мельницу 0,15-0,3 МПа скорость частиц составляла всего 15-20 м/с.

Ранее отмечено [2, 3], что движение частицы в вихревой камере характеризуется двумя определяющими свойствами: частица сильно отстает от потока воздуха и, скачкообразно перемещаясь, совершает многократные удары о стенки.

Математическая модель движения двухкомпонентной среды в камере измельчения с учетом вихреакустического воздействия на процесс измельчения приведена в работе [4]. Поведение частицы описывалось уравнением движения с переменной массой во вращающемся потоке под действием центробежной силы и силы газодинамического сопротивления

$$\vec{u} \frac{dm}{d\tau} + m \frac{d\vec{u}}{d\tau} = \xi \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho (\vec{U} - \vec{u})^2}{2} - k_m \vec{N}, \quad (1)$$

где τ – время, с;

\vec{u} , \vec{U} – векторы скорости частицы и газового потока, м/с;

m – масса, кг;

d – диаметр частицы, м;

ρ – плотность газовой среды, кг/м³;

ξ – коэффициент газодинамического сопротивления;

k_m – коэффициент трения частицы о стенки камеры;

\vec{N} – центробежная сила, Н.

Измельчение частиц предполагалось вследствие истирания при взаимодействии со стенками и друг с другом. Для управления турбулентными параметрами течения в качестве акустического диспергатора использовались цилиндрические резонаторы.

Установлено, что низкочастотное акустическое воздействие усиливает перемешивание частиц, а, следовательно, и их измельчение, а высокочастотное – напротив ухудшает условия диспергирования. Регулировать амплитуду и частоту возмущений можно за счет формы резонаторов и рабочей поверхности полой камеры.

В работах [1; 3] для пояснения физики процесса был введен термин «каскадное измельчение», который подразумевает образование осколков, вначале от одной частицы, потом деление каждого из них, и так до достижения размера частиц достаточной малости, чтобы они были удалены из камеры. Для количественной оценки процесса измельчения была разработана упрощенная математическая модель, в которой приняты следующие допущения:

- на каждые k соударений приходится одно деление на q одинаковых осколков вплоть до предельного размера $d_N = d_0/q^{N/3}$;
- каждое деление происходит при сохранении постоянства суммарного объема;
- частица, достигшая минимального размера, перестает делиться;
- поверхность на каждой стадии деления определяется как сумма поверхностей всех образовавшихся частиц, причем коэффициент формы у них одинаков.

В работе [5] данный подход получил развитие с учетом пластических свойств измельчаемых материалов и введено понятие «псевдоохрупчивание». При ударе частицы в ее объеме образуются микродефекты. Характерным свойством всех веществ является то, что повреждения всегда окружены сравнительно большими зонами с выраженными пластичными свойствами, которые препятствуют быстрому росту дефектов и последующему разрушению частицы. При многократных ударах с частотой, свыше 1 Гц, пластичные зоны малы, либо вовсе не образуются. В этом случае возникает эффект псевдоохрупчивания, и вещество, довольно пластичное, при таком процессе ведет себя как очень хрупкое. Этот эффект объясняется инерционностью молекул и атомов вещества, с одной стороны, и нарушением характеристик колебания атома в кристаллических решетках, с другой.

К тому же при увеличении частоты ударов получаемая частицей энергия не успевает полностью рассеяться и происходит ее накопление. Таким образом, при многократных ударах с большой частотой, во-первых, частица начинает вести себя как «хрупкое» вещество, и ее предел прочности снижается на 20-30 %, а во-вторых, она становится перенапряженной. По достижении упругой энергии критического значения частица разрушается на части. Дальнейшее измельчение осколков происходит по такому же механизму.

В объяснениях механизма разрушения частиц в вихревых мельницах имеется еще множество неясностей, недостаточно проверенных предположений и допущений. Исследования в этом направлении по-прежнему актуальны, хотя бы для увеличения эффективности процесса измельчения. Для этого, в первую очередь, необходим анализ существующих моделей

закрученных потоков с точки зрения применения их к аэродезинтегратору и поиска наиболее выгодного использования этого перспективного устройства.

Для инженерных методов расчета термогидродинамических параметров в вихревой камере обычно используются интегральные характеристики в приближении осевой симметрии течения. В большинстве случаев при обработке экспериментальных данных интенсивность закрутки в произвольном сечении канала представляют через интегральные величины. Наибольшее распространение получил безразмерный параметр интенсивности закрутки Хигира-Бэра

$$\Phi = \frac{M}{KR} \quad (2)$$

или

$$\Phi_* = \frac{M}{K_*R}, \quad (3)$$

где M – осевая составляющая потока момента количества движения, Н·м

$$M = 2\pi \int_0^R \rho u w r^2 dr, \quad (4)$$

K – осевая составляющая полного потока количества движения, Н·м

$$K = 2\pi \int_0^R (p + \rho w^2) r dr, \quad (5)$$

K_* – осевая составляющая потока количества движения, Н·м

$$K_* = 2\pi \int_0^R \rho w^2 r dr, \quad (6)$$

где R – радиус канала, м;

r – текущий радиус, м;

p – давление в рассматриваемом сечении, Па;

ρ – плотность жидкости, кг/м³;

u и w – вращательная и осевая составляющие скорости потока, м/с.

Интегральный параметр закрутки Φ характеризует отношение вращательного количества движения к осевой проекции полного количества движения потока в масштабе R . Он обычно используется для характеристики неограниченных закрученных струй.

Интегральный параметр закрутки Φ_* , представляющий собой отношение вращательного количества движения к осевому в масштабе R , используется для характеристики аэродинамики внутренних закрученных потоков.

Величина Φ_* должна рассчитываться по известным радиальным распределениям $p(r)$, $u(r)$, $w(r)$, которые заранее, как правило, неизвестны. В инженер-

ной практике параметр Φ_* рассчитывается с помощью приближенных формул по геометрическим размерам и типу закручивающего устройства. При этом делается предположение об однородном профиле осевой скорости на выходе из завихрителя, отсутствии азимутальной асимметрии и полном соответствии профиля вращательной скорости геометрии закручивающего устройства.

Действительные значения интегрального параметра интенсивности закрутки Φ_{*BX} могут отличаться в ту или иную сторону от расчетного параметра закрутки $\Phi_{*BX,T}$. На основе аппроксимации опытных данных получена формула

$$\Phi_{*BX} = 0,56B_{*BX,T}^{0,65} \quad (7)$$

Для частично закрученных потоков более точно действительные значения параметра закрутки на входе в канал описываются формулой

$$\Phi_{*BX} = 0,56B_{*BX,T}^{0,75} \quad (8)$$

Закрученные течения характеризуются распределением вращательного движения по радиусу потока в плоскости, перпендикулярной его оси (закон закрутки) и интенсивностью вращательного движения (интенсивность закрутки). При этом предполагается, что течение осесимметричное. Радиальная v и осевая w компоненты вектора скорости равны нулю, а окружная (тангенциальная) составляющая u зависит только от радиальной координаты r .

Для описания закона закрутки используются следующие функции:

1. Радиальное распределение тангенциальной скорости $u(r) = f(r)$.

2. Завихренность ω , которая выражается через z -компоненту ротора от вектора скорости

$$w(r) = \frac{1}{2}(\text{rot}\vec{V})_z = \frac{1}{2r} \frac{\partial(ru)}{\partial r}.$$

3. Циркуляция вдоль концентрических траекторий вращательного движения ($\text{м}^2/\text{с}$)

$$\Gamma(r) = 2\pi ru(r).$$

4. Угловая скорость относительно оси симметрии потока (рад/с)

$$\Omega(r) = \frac{1}{r} u(r).$$

Основные законы закрутки – вынужденный вихрь, свободный вихрь и вихрь Рэнкина.

1. Вынужденный вихрь характеризуется квазитвердым вращением потока по закону твердого тела с линейным профилем окружной скорости $u(r) = \omega_0 r$. При этом завихренность $\omega = \omega_0$, циркуляция $\Gamma(r) = 2\pi\omega_0 r^2$ и угловая скорость вращения относительно оси $\Omega = \omega_0$.

2. Квазипотенциальное или безвихревое вращение характеризуется тем, что окружная скорость $u(r)$ обратно пропорциональна радиальной координате r . Такой тип течения называется свободным вихрем.

Характеристики закрутки для него имеют следующий вид: $u(r) = C/r$; $\omega = 0$; $\Gamma = 2\pi C = \text{const}$; $\Omega = C/r^2$.

3. Составной вихрь Рэнкина характеризуется наличием нейтрального приосевого ядра с течением, близким к вынужденному вихрю, и периферийного свободного вихря с течением, близким к квазипотенциальному вращению. При этом максимум окружной скорости достигается на некотором радиусе, разделяющем области с вынужденным и свободным вихрями. Основные характеристики закрутки для вихря Рэнкина:

$$u(r) = \frac{C_m}{r} \left[1 - \exp(-r^2 / r_m^2) \right];$$

$$\omega(r) = \frac{2C_m}{r_m^2} \exp(-r^2 / r_m^2);$$

$$\Gamma(r) = 2\pi C_m \left[1 - \exp(-r^2 / r_m^2) \right];$$

$$C_m = \frac{e}{e-1} u_m r_m = 1,582 u_m r_m$$

Для более полного описания профиля тангенциальной скорости в вихревой камере необходимо наряду с тангенциальным течением учитывать отбор или присоединение массы, а также обеспечивать более гладкое сопряжение вынужденного и периферийного вихрей, требуя непрерывности не только тангенциальной составляющей скорости, но и ее первой производной по радиусу. Вихревое движение в этом случае представляет собой не просто вращение потока, а систему взаимодействующих между собой вихресточка и вынужденного вихря [7-8].

Рассмотрим плоское движение вязкого сжимаемого газа, подчиняющегося уравнению состояния Менделеева–Клапейрона. Примем течение осесимметричным, а искомые функции – зависящими только от одной радиальной координаты. Полная система уравнений Навье–Стокса неразрывности и энергии в этом случае может быть записана в виде:

$$\rho \left(V_r \frac{dV_r}{dr} - \frac{V_\phi^2}{r} \right) = -\frac{dP}{dr} + \frac{4}{3}\mu \left(\frac{d^2 V_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_r}{dr} - \frac{V_r}{r^2} \right); \quad (9)$$

$$\rho \left(V_r \frac{dV_\phi}{dr} - \frac{V_r V_\phi}{r} \right) = \mu \left(\frac{d^2 V_\phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_\phi}{dr} - \frac{V_\phi}{r^2} \right); \quad (10)$$

$$\frac{d(rpV_r)}{dr} = 0 \quad (11)$$

$$\rho c_p V_r \frac{dT}{dr} = \lambda \left(\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} \right) + V_r \frac{dP}{dr} + \mu \Phi; \quad (12)$$

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{dV_r}{dr} \right)^2 + \left(\frac{V_r}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{dV_\varphi}{dr} - \frac{V_\varphi}{r} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{dV_r}{dr} + \frac{V_r}{r} \right)^2; \quad (13)$$

$$P = \rho RT. \quad (14)$$

Интегрируя уравнение сохранения массы (13), получаем

$$rpV_r = (rpV_r)_1 = \text{const}, \quad (15)$$

где V_{r1} – радиальная составляющая скорости, м/с; ρ_1 – плотность на внешней границе вихря радиуса r_1 , кг/м³.

Из этого соотношения следует, что радиальная скорость в осесимметричном вихре при приближении к оси должна неограниченно возрастать. Однако максимальная скорость движения газовой среды зависит от температуры торможения и всегда ограничена. Следовательно, физически могут реализоваться только такие течения, для которых в окрестности оси вращения радиальная скорость равна нулю.

Условимся, что радиальное движение присутствует только в области вихря от r_2 до r_1 , а в приосевой зоне $V_r = 0$; $0 < r < r_2$ (рис. 2). Тем самым приближенно реальный вихрь заменяется вихрестокком с

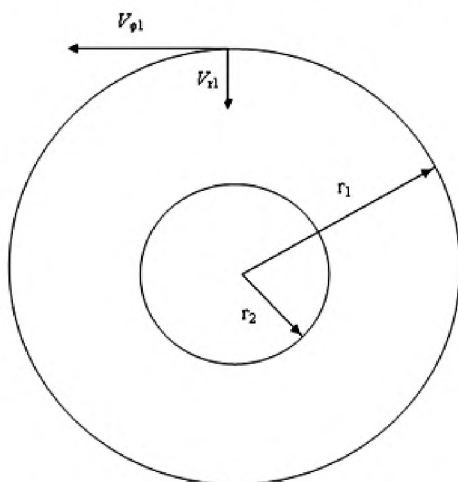


Рисунок 2. Схема вихревого течения

равномерно распределенными вдоль окружности радиуса r_2 стоками массы, суммарная интенсивность которых равна расходу газа в радиальном направлении. Такая картина течения в общих чертах соответствует реальной физической ситуации в вихревой камере в зоне тангенциального сопла, когда отбор холодного газа осуществляется через отверстие диафрагмы с эффективным радиусом отбора массы r_2 .

Граничные условия сводятся к заданию радиальной и тангенциальной составляющих скорости по периферии вихря

$$V_r(r_1) = V_{r1}; V_\varphi(r_1) = V_{\varphi1} \quad (16)$$

введя число Рейнольдса $Re = \frac{r_1 \rho_1 |V_{r1}|}{\mu}$, уравне-

ние (10) с учетом (14) в зоне, где присутствует радиальное течение, можно представить в виде:

$$\frac{d^2 V_\varphi}{dr^2} + (1-R) \frac{dV_\varphi}{dr} - (1+R) \frac{V_\varphi}{r^2} = 0;$$

$$r_2 \leq r \leq r_1, \quad (17)$$

где $R = \frac{V_{r1} Re}{|V_{r1}|}$ – алгебраическая величина, при-

нимающая как положительные, так и отрицательные значения; знак ее совпадает со знаком радиальной составляющей скорости.

В зоне чисто вихревого движения, где $V_r = 0$, уравнение импульсов (10) для тангенциальной составляющей принимает простой вид:

$$\frac{d^2 V_\varphi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV_\varphi}{dr} - \frac{V_\varphi}{r^2} = 0; \quad 0 \leq r \leq r_2, \quad (18)$$

Решая совместно уравнения (17) и (18), кроме ограниченности скорости и удовлетворения граничным условиям (16), потребуем, чтобы на границе раздела двух вихревых зон при $r = r_2$ тангенциальная составляющая и ее первая производная были непрерывными функциями. В результате находим решение:

$$\frac{V_\varphi}{V_{\varphi1}} = \begin{cases} \left[1 + \frac{R}{2} (r_2/r_1)^{R+2} \right]^{-1} \times \\ \times \left[(r/r_1)^{R+1} + \frac{R}{2} (r_2/r_1)^{R+2} \right]; & r_2 \leq r \leq r_1; \\ (1+R/2)(r_2/r_1)^R \times \\ \times \left[1 + \frac{R}{2} (r_2/r_1)^{R+2} \right]^{-1} \frac{r}{r_1}; & 0 \leq r \leq r_2. \end{cases} \quad (19)$$

Из соотношения (19) следует, что профиль вращательной составляющей скорости зависит от двух параметров: R_1 и отношения r_2/r_1 . Первый параметр характеризуется числом Рейнольдса радиального течения на выходе из сопла и задает характерную скорость радиального течения в вихрестоке. Именно от этого параметра зависит выпуклость профиля скорости по отношению к линейному профилю квазигоризонтального вращения при $R_1 = 0$. Второй параметр определяется отношением радиуса отбора массы к радиусу вихря. Результаты расчетов показывают [7, 8], что максимумы вращательной скорости в вихре при одинаковых значениях R_1 приблизительно обратно пропорциональны величинам относительных радиусов r_2/r_1 . На рисунке 3 представлены результаты сравнения теоретических расчетов профиля скорости по формуле (19) с экспериментальными данными, приведенными в источнике [9]. Как видно из представленных графиков, расчеты обеспечивают достаточно хорошее совпадение для весьма широкого спектра вращательных движений в вихревой камере.

Интегральные соотношения выводятся из уравнений Рейнольдса, записанных в цилиндрической системе координат с учетом осевой симметрии локальных параметров. С использованием выражений для касательных и нормальных составляющих напряжения трения уравнения Рейнольдса для вращающегося потока могут быть записаны в виде:

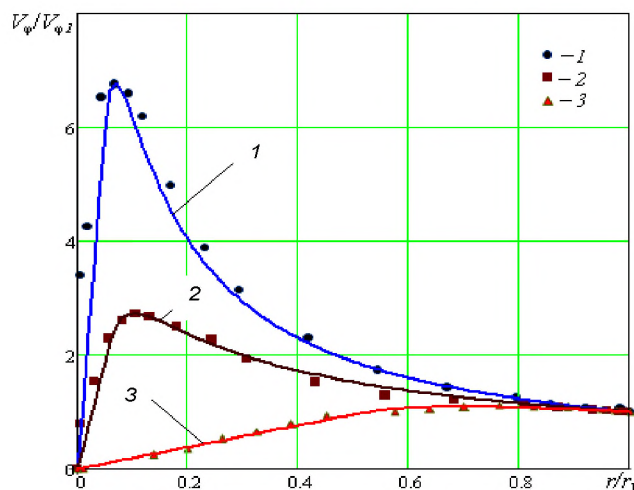


Рисунок 3. Графики тангенциальной скорости в поперечном сечении вихревой камеры $z/L=0,5$: Эксперимент: 1 – $r_1=80$ мм; $r_2=15$ мм; $L=200$ мм; $G=14,4$ г/с; 2 – $r_1=80$ мм; $r_2=30$ мм; $L=40$ мм; $G=6,25$ г/с; 3 – $r_1=80$ мм; $r_2=60$ мм; $L=200$ мм; $G=43,2$ г/с.

Расчет по формуле (19): 4 – $Re=2,76$; $r_2/r_1=0,05$; 5 – $Re=1,9$; $r_2/r_1=0,06$; 6 – $Re=2,7$; $r_2/r_1=0,5$

$$\frac{\partial(r\rho v w)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho w^2)}{\partial x} = -\frac{\partial(rP)}{\partial x} + \frac{\partial(r\sigma_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(r\tau_{rx})}{\partial r}; \quad (20)$$

$$\frac{\partial(r^2\rho uv)}{\partial r} + \frac{\partial(r^2\rho uw)}{\partial x} = \frac{\partial(r^2\tau_{\phi x})}{\partial x} + \frac{\partial(r^2\tau_{r\phi})}{\partial r}; \quad (21)$$

$$\frac{\partial(r\rho v^2)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho v w)}{\partial x} - \rho u^2 = -r\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial(r\tau_{rx})}{\partial x} + \frac{\partial(r\sigma_{rr})}{\partial r} - \sigma_{\phi\phi}, \quad (22)$$

где v, u, w – радиальная, вращательная и осевая составляющие осредненной скорости соответственно.

Касательные (τ_{ij}) и нормальные (σ_{ij}) составляющие тензора напряжений представляют собой сумму вязких и турбулентных (рейнольдсовых) напряжений и записываются в виде:

$$\tau_{rx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \overline{\rho v' w'}; \quad \sigma_{rr} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial x} - \overline{\rho v'^2} \quad (23)$$

$$\tau_{r\phi} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) - \overline{\rho v' u'}; \quad \sigma_{\phi\phi} = 2\mu \frac{v}{r} - \overline{\rho u'^2}; \quad (24)$$

$$\tau_{\phi x} = \mu \frac{\partial v}{\partial x} - \overline{\rho u' w'}; \quad \sigma_{xx} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial x} - \overline{\rho w'^2}. \quad (25)$$

Уравнение неразрывности для турбулентного движения не изменяется и имеет вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial x}, \quad (26)$$

а уравнение энергии можно записать как

$$\frac{\partial(r\rho v c_p T)}{\partial r} + \frac{\partial(r\rho w c_p T)}{\partial x} = \frac{\partial(rq_r)}{\partial r} + \frac{\partial(rq_x)}{\partial x}, \quad (27)$$

где составляющие плотности теплового потока ($Вт/м^3$) равны

$$q_r = \lambda \frac{\partial T}{\partial r} - c_p \overline{v'(\rho T)'}; \quad q_x = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} - c_p \overline{w'(\rho T)'},$$

где c_p – изобарная теплоемкость, Дж/кг·К

При больших значениях числа Рейнольдса вязкие напряжения и перенос теплоты молекулярной теплопроводностью по сравнению с турбулентными малы и могут не учитываться.

Для замыкания системы уравнений движения, тепло- и массообмена при турбулентном движении закрученного потока необходимо связать осредненные и пульсационные характеристики. Эти соотношения могут быть найдены на основе гипотез полуэмпирического характера.

Интегральные соотношения для закрученного потока получают интегрированием уравнений (22), (23) по переменной r в интервале $(0, R)$. Выведенные таким путем соотношения имеют вид [6]:

$$\frac{d}{dx} \int_0^R (P + \rho w^2) r dr = -R\tau_{xw};$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^R \rho u w r^2 dr = R^2 \tau_{\varphi w}, \quad (28)$$

где τ_{xw} и $\tau_{\varphi w}$ – касательные напряжения трения на поверхности канала в направлениях x и φ , Па.

Приведенные интегральные уравнения выражают первую и вторую теоремы Эйлера для закрученного течения в трубе. С учетом уравнения (1) и формулы (2) они могут быть преобразованы к виду:

$$\frac{d}{d\bar{x}} \left(\frac{\Phi_*}{\Phi} \int_0^R (P + \rho w^2) r dr \right) = -R\tau_{xw};$$

$$\frac{d}{d\bar{x}} \left(\Phi_* \int_0^R \rho w^2 r dr \right) = -2R\tau_{\varphi w}, \quad (29)$$

где $\bar{x} = x / 2R$ – относительное расстояние от источника закрутки.

С учетом формул для K и M эти выражения преобразуются к форме:

$$\frac{dK}{d\bar{x}} = -2\pi R^2 \tau_{xw}; \quad \frac{dM}{d\bar{x}} = -2\pi R^3 \tau_{\varphi w}. \quad (30)$$

Из этих полученных уравнений видно, что напряжения трения на поверхности канала зависят от M , K и радиуса канала R . Поэтому параметр закрутки используется в качестве критерия подобия, отражающего влияние закрутки потока на трение и процессы тепло- и массообмена.

Заключение

На основе анализа исследований газодинамики вихревых камер, к которым относится и аэродезинтегратор, установлено, что существует ряд моделей газодинамики закрученных потоков при различных способах закрутки в ламинарном и турбулентном ре-

жимах течения. Основными характеристиками закрученного течения в аэродезинтеграторе являются: радиальное распределение тангенциальной скорости; завихренность; циркуляция вдоль концентрических траекторий; угловая скорость относительно оси симметрии потока. Интегральные модели позволяют получить выражения для инженерных расчетов параметров течения и энергетических потерь применительно к аэродезинтегратору.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Правдина, М.Х. Моделирование аэродинамики и измельчения в вихревой камере: дис. ... докт. техн. наук: 01.02.05 / Правдина Маргарита Хаймовна; Институт теплофизики СО РАН. – Новосибирск, 1994. – 170 с.
2. Гольдштик, М.А. О движении частиц в вихревой камере / М.А. Гольдштик, В.Н. Сорокин // Прикладная механика и техническая физика. – 1968. – № 6. – С. 149-152.
3. Аман, С.О. Низкоскоростное ударное измельчение / С.О. Аман, М.А. Гольдштик, А.В. Лебедев, М.Х. Правдина // Известия СО АН СССР. – 1989. – Серия технических наук. – Вып. 6. – С. 51-57.
4. Горлов, А.С. Вихре-акустический диспергатор комплексного воздействия на частицы измельчаемого материала: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.02.13 / Горлов Александр Семенович; Белгородский ГТУ им. В.Г. Шухова. – Белгород, 2006. – 22 с.
5. Устройство для измельчения материалов: пат. 2014136 РФ: В02 С19/06 / А.П. Ахрамович, В.П. Колос, А.А. Мальшев, В.Н. Сорокин; опубл. 15.06.1994.
6. Шукин, В.К. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / В.К. Шукин, А.А. Халатов. – М.: Машиностроение, 1982. – 200 с.
7. Тютюма, В.Д. О механизме эффекта Ранка-Хилша / В.Д. Тютюма // Инженерно-физический журнал. – 2011. – Т. 84, № 3. – С. 565-570.
8. Тютюма, В.Д. Эффективность энергоразделения вихресточка / В.Д. Тютюма // Инженерно-физический журнал. – 2016. – Т. 89, № 2. – С. 412-416.
9. Смульский, И.И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах / И.И. Смульский. – Новосибирск: Наука, 1992. – 301 с.

ПОСТУПИЛА В РЕДАКЦИЮ 16.04.2026