

ЛИТЕРАТУРА

1. Chun Zhang, Hirt D.E. Layer-by-layer self-assembly of polyelectrolyte multilayers on cross-section surfaces of multilayer polymer films: A step toward nanopatterning flexible substrates // Polymer, 2007. – V.48. – N23, P. 6748-6754.
2. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. Photonic Crystals. Molding the Flow of Light / Second Edition. – Princeton: Princeton University Press, 2008, 305p.
3. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Новосибирск: СО РАН, 2005, 240 с.
4. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
5. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A. Shtaerman E.Ya. Peculiarities of photonic band gap width dependence upon concentration of the admixture layers randomly included in composite material // Functional Materials. – 2008. – V.15, № 2, P. 223-228
6. Ryan A.J., Jones R.A.L. Polymers: the quest for motility // Materials Today, 2008. – V.11, N 7-8, P.21-23.
7. Матвеев Ю.С., Катаева Н.А., Кучин А.В. Хиральные терпеновые алкоголяты алюминия (ментилат и борниллаты) // Химия растительного сырья. – 1999. – №1. – С.13-26.
8. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. – М.: Наука, 1980. – 304 с.
9. Займан Дж. Модели беспорядка. – М.: Мир, 1982. – 592 с.
10. Пашкевич Ю.Г., Федоров С.А. // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 88. № 3. С. 499.
11. Дубовский О.Д. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 1. С. 205.
12. Дубовский О.Д. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 10. С. 3032

пост. 20.10.10

Моделирование траектории движения частицы в вихревом слое в разгрузочной части вихревого аппарата

СОКОЛОВСКАЯ И.Е.

Днепродзержинский государственный технический университет

В статье приводятся экспериментальные данные, на основе которых создана математическая модель движения частицы в вихревом слое при термообработке. Определены особенности движения частицы в вихревом аппарате, получены зависимости, позволяющие управлять продолжительностью термической обработки, на основе которых можно спроектировать устройство для сушки дисперсных частиц. В предложенной модели принято, что основной энергетической составляющей процесса термообработки являются границы скорости и давления в потоке и относительно частицы.

Ключевые слова: вихревой слой, вихревой аппарат, дисперсная частица, термообработка.

У статті наводяться експериментальні дані, на основі яких створена математична модель руху частки у вихровому шарі при термообробці. Визначено особливості руху частки у вихровому апараті, отримані залежності, що дозволяють керувати тривалістю термічної обробки, на основі яких можна спроектувати пристрій для сушіння дисперсних часток. У запропонованій моделі прийнято, що основною енергетичною складовою процесу термообробки є границі швидкості й тиску в потоці й щодо частки.

Ключові слова: вихровий шар, вихровий апарат, дисперсна частка, термообробка.

In article experimental data on the basis of which the mathematical model of movement of a particle in a vortical layer is created at heat treatment are resulted. Features of movement of a particle in the vortical device are determined, the dependences are received, allowing to operate duration of thermal processing on the basis of which it is possible to design the device for drying disperse particles. In the suggested model it is accepted, that the basic power component of process of heat treatment are borders of speed and pressure in a stream and concerning a particle.

Keywords: vortical layer, vortical vehicle, dispersion particle, heat treatment.

Введение. На современном уровне развития вихревых аппаратов возросла актуальность исследований, направленных на углубленное изучение процессов, совершенствование конструкций и технологии изготовления отдельных узлов. Отсутствие строгой теории ощущается наиболее остро при проектировании систем и установок, в которых вихревой аппарат является одним из главных агрегатов. В связи с этим первоочередной задачей остается разработка теории, позволяющей по-

лучить достаточно надежное математическое описание процессов, которые происходят в вихревой камере.

Цель работы. На основании результатов исследований, изложенных в [1], разработать математическую модель движения частицы в вихревом слое теплоносителя в разгрузочной части вихревого аппарата.

Материалы и результаты исследований. Движение дозвуковых потоков различных газов разной температуры в работе [1] представлено следующей сис-

темой уравнений движения, энергии, диффузии, неразрывности и состояния:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial(\overline{\rho u})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{u}(\overline{\rho v} + \overline{\rho' v'}) &= -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho u' v'}), \\ \frac{\partial(\overline{\rho u h})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{h}(\overline{\rho v} + \overline{\rho' v'}) &= -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho h' v'}), \\ \frac{\partial(\overline{\rho u c})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{c}(\overline{\rho v} + \overline{\rho' v'}) &= -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho c' v'}), \\ \frac{\partial(\overline{\rho u})}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\rho v} + \overline{\rho' v'}) &= 0. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $\overline{u'v'}$ – функция, характеризующая турбулентное трение; $\overline{h'v'}$ – функция турбулентной диффузии тепла; $\overline{c'v'}$ – функция турбулентной диффузии вещества.

Закономерности распространения закрученной струи зависят от большого числа различных условий (конструктивных особенностей форсунки, интенсивности закрутки) и параметров потоков (их плотности и скорости).

Течение в струе имеет сложный неавтономный характер, в связи с чем в [1] считалось целесообразным использовать для расчета численные методы интегрирования уравнений движения, аналогичные тем, которые использованы в работах [2, 3] для описания неавтономного течения в обычных струях.

Пренебрегая влиянием пульсаций скорости на изменение давления, уравнения движения для осесимметричного несжимаемого турбулентного течения в приближении пограничного слоя и с учетом соотношения (2) можно записать в таком виде:

$$\frac{P - P_b}{\rho} = \int_b^y \frac{\omega^2}{y} dy, \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} yu \frac{\partial u}{\partial x} + yv \frac{\partial u}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial x} \Theta - y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \overline{u'v'}, \\ yv \frac{\partial v}{\partial x} - uv \frac{\partial v}{\partial y} - yu \frac{\partial v}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial x} \Theta - y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) - \overline{u'v'}, \\ y^2 u \frac{\partial \omega}{\partial x} + y^2 v \frac{\partial \omega}{\partial y} + y\omega v &= -y^2 \frac{\partial}{\partial y} (\overline{\omega'v'}) - 2y\overline{\omega'v'}, \\ yu \frac{\partial c}{\partial x} + yv \frac{\partial c}{\partial y} &= -y \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'c'}) - \overline{v'c'}, \\ \Theta &= \int_0^y \frac{\omega^2}{r} dr \end{aligned} \right. \quad (3)$$

В работе [4] на основании гипотезы о постоянстве аналога коэффициента турбулентной вязкости для стационарного закрученного потока сжимаемого газа, считая μ_T и λ_T постоянными для закрученного потока, предлагается следующая модель вихревого течения однокомпонентного потока:

$$\left\{ \begin{aligned} \rho \left(v \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\omega^2}{r} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) &= \frac{\partial p}{\partial r} + \mu_T \left[\frac{4}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right], \\ \rho \left(v \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\omega^2}{r} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) &= \mu_T \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right), \\ \rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) &= \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_T \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right], \\ \frac{\partial}{\partial r} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) &= 0 \end{aligned} \right. \quad (4)$$

Недостатком данных моделей является то, что при решении модели вихревых течений переходят в модели ламинарных течений. При этом многие величины невозможно определить аналитически или экспериментально.

При разделении потока на зону вихрестока и зону основного вихря ошибка в расчетах гидродинамики потока, а тем более частиц, существенно увеличивается из-за использования разных уравнений коэффициента турбулентной вязкости, который принимают для каждой зоны постоянным.

Данные модели написаны для сплошной среды и поэтому не подходят для многофазного потока.

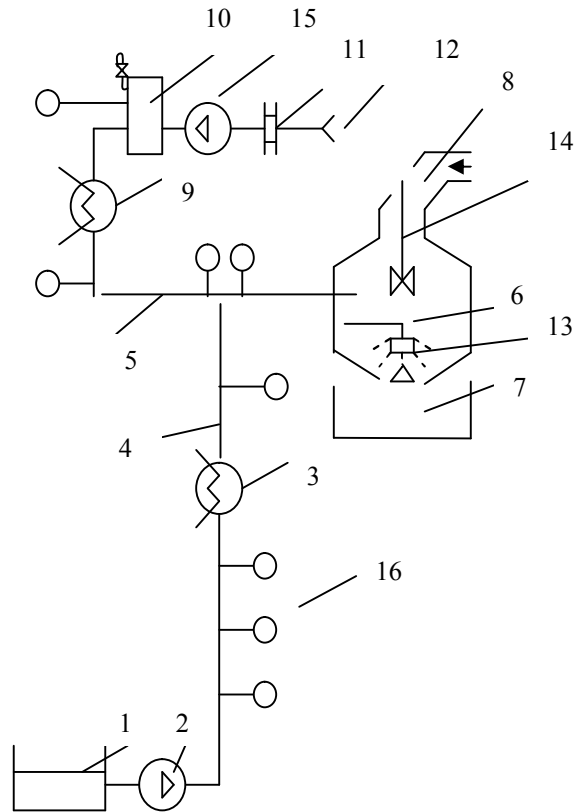


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – емкость со склеивающим веществом; 2 – насос подачи жидкости; 3 – теплообменник для жидкости; 4 – патрубок для подачи жидкости; 5 – патрубок для подачи воздуха; 6 – вихревая камера; 7 – форма; 8 – подача материала; 9 – теплообменник для воздуха; 10 – ресивер; 11 – фильтр; 12 – забор воздуха; 13 – распылитель; 14 – завихритель; 15 – насос подачи газа; 16 – датчики давления, температуры и расхода

Нами были сопоставлены данные [1] и [4] по распределению некоторых параметров вихревого потока с данными, полученными путем эксперимента.

Эксперимент осуществлялся на разработанном авторами аппарате, который состоит из вихревой камеры 6 (рис.1), содержащей тангенциально подведенный патрубок 5, который посредством трубопровода соединен с теплообменником 9 и нагнетателем газа 15. К торцевой поверхности аппарата для подачи связующей жидкости 1 присоединен патрубок 4 с теплообменником 3 и насосом 2, с помощью которого распылителем 13 жидкость распределяется по объему. Материал через трубопровод 8 подается в вихревую камеру 6, с помощью завихрителя 14 распространяется по всему объему камеры и вращается в вихревом слое газа. Просушенный материал попадает в форму 7.

На основании данных, полученных в ходе эксперимента, проведенного на описанном выше аппарате, были получены зависимости, приведенные на рис.2, 3.

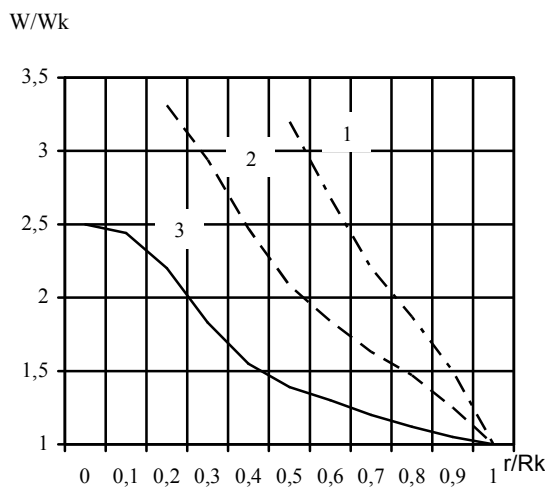


Рис. 2. Анализ кривых распределения окружной скорости по радиусу: 1 – по данным Абрамовича [1,3]; 2 – по данным Коваля [4]; 3 – по результатам эксперимента

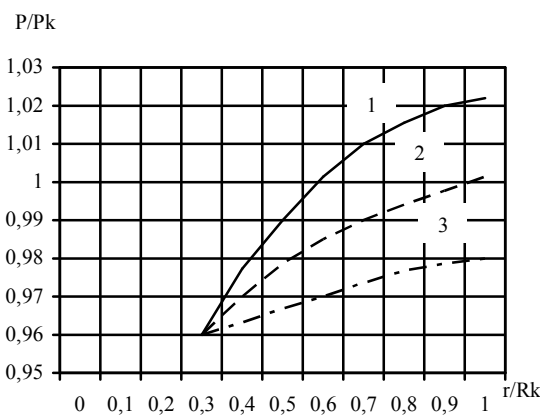


Рис. 3. Анализ кривых распределения давления по радиусу: 1 – по данным Абрамовича [1,3]; 2 – по данным Коваля [4]; 3 – по результатам эксперимента

Судя по этим зависимостям, можно сделать вывод о том, что параметры, полученные на разработанной нами установке, наиболее выгодно характеризуют вихревое движение в аппарате. Окружная скорость получается ниже, чем в [1, 3 и 4], давление тоже не превышает данных [1, 3 и 4].

В работах [5, 6] была предпринята попытка учесть закономерности движения частицы в многофазной среде, но не разработаны модели вихревого движения. Объединив модели вихревого течения Коваля и Абрамовича с учетом многофазности по Нигматулину, можно получить физическую и математическую модель движения частицы в разработанном нами аппарате.

Ниже приведена математическая постановка задачи гидродинамики частицы в центробежном поле вихревой камеры. В результате ее решения следует определить основные параметры потока, необходимые для эффективного процесса термообработки сырья.

Уравнение равновесия сил в потоке следующее:

$$\rho_n \frac{dV_n}{d\tau} = \rho_n F_c (\vec{V} - \vec{V}_n) - gradP + \rho_n g, \quad (5)$$

где V_n – скорость движения дисперсной фазы; V – скорость движения среды; P_n – плотность дисперсной фазы; F_c – сила сопротивления:

$$F_c = F_{ac} + F_s = \frac{3}{8} C^* \frac{\rho}{\rho_n a} |\vec{V} - \vec{V}_n| + F_s, \quad (6)$$

где F_{ac} – аэродинамическая сила сопротивления; F_s – структурная сила устойчивости, характеризующая свободную энергию системы (частицы).

Теоретически движение капли воздуха в центробежном поле можно представить системой уравнений:

$$\frac{dV}{d\tau} = F_c (V - V_n) - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{W_n^2}{r} \quad (7)$$

$$\frac{dW}{d\tau} = F_c (W - W_n) - \frac{V_n W_n}{r} \quad (8)$$

$$\frac{dU}{d\tau} = F_c (U - U_n) - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial h} + g \quad (9)$$

где V_n, W_n, U_n – радиальная, окружная и осевая составляющие скорости движения капли воздуха; V, W, U – то же для потока; $\frac{W^2}{r}$ – центробежное ускорение;

$\frac{V_n W_n}{r}$ – кориолисово ускорение; h – высота вихревой камеры.

Используем систему безразмерных составляющих:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{\tau} &= \tau \frac{|V_k|}{R_k}; \\ \bar{\rho}_m &= \frac{\rho_m}{\rho}; \\ F_r &= \frac{g R_k}{V_k^2}; \\ \bar{P} &= \frac{P}{\rho V_k^2}; \\ \chi &= g \frac{\mu}{d^2} \frac{1}{\rho_m} \frac{R_k}{|V_k|}. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Тогда уравнения (7) - (9) примут вид:

$$\frac{d\bar{V}}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{W}_n^2}{\bar{r}} + \chi |(\bar{V} - \bar{V}_n)| - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{W}}{d\bar{\tau}} = \frac{\bar{V}_n \bar{W}_n}{\bar{r}} + \chi |(\bar{W} - \bar{W}_n)| \quad (2)$$

$$\frac{d\bar{U}}{d\bar{\tau}} = \chi |(\bar{U} - \bar{U}_n)| - \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial P}{\partial h} + Fr \quad (3)$$

$$\frac{d\bar{r}}{d\bar{\tau}} = \bar{V}_n \quad (4)$$

$$\bar{W}_n = \frac{r d\varphi}{d\tau} \quad (5)$$

$$\bar{U}_n = \frac{dh}{d\tau} \quad (6)$$

$$\left\{ \tau=0, \quad r=1, \quad \varphi=0, \quad h=0, \quad \bar{V}_n=1, \quad \bar{W}_n=1, \quad \bar{U}_n=0 \right\} \quad (17)$$

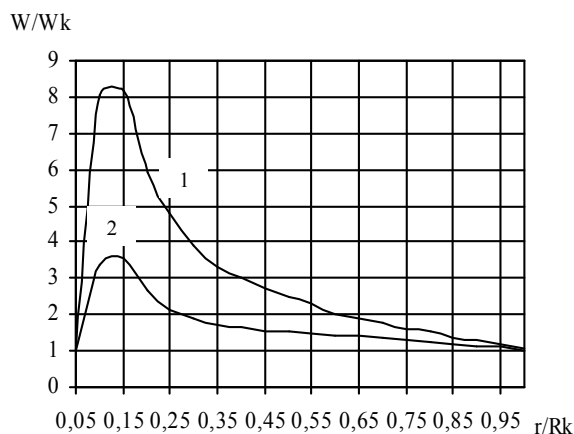


Рис. 4. Распределение окружной скорости по радиусу: 1 – скорость потока; 2 – скорость частицы.

При решении системы (11) – (16) были получены зависимости скоростей потока и пузырька от радиуса камеры, представленные на рис. 4 и рис. 5.

Выводы

Из рис. 4 и рис. 5 можно сделать вывод о том, что окружная и радиальная скорости имеют максимум до $r=0,2$ и не превышают значения $W=9$ и $V=12$ (в безразмерных величинах). Расчеты, выполненные по уравнениям предложенной модели, показывают удовлетворительную согласованность с экспериментальными данными. При оценке относительных скоростей движения частицы в разгрузочной части вихревого аппарата, очевидно, что использование уравнений для ламинарного течения, которые традиционно используются в расчетах, приводит к существенным погрешностям.

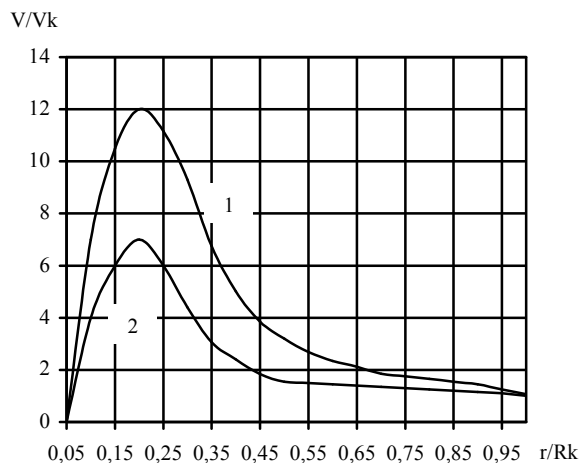


Рис. 5. Распределение радиальной скорости по радиусу: 1 – скорость потока; 2 – скорость частицы

ЛИТЕРАТУРА

1. Турбулентное смешение газовых струй / [под редакцией Г.Н.Абрамовича]. – М.: Изд-во «Наука», главная редакция физико-математической литературы, 1974. – 272 с.
2. Крашениников С.Ю. К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй / С.Ю.Крашениников // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1972. – №3. – С. 78-83.
3. Экспериментальное и расчетное исследование сверхзвуковой пристеночной струи в спутном сверхзвуковом потоке / Абрамович Г.Н., Кузьмич

- В.Б., Секундов А.Н., Смирнова И.П. – Изв. АН СССР, МЖГ. – 1972. – №4 – С. 132-144.
4. Коваль В.П. Распределение скоростей и давления жидкости в вихревой камере / Коваль В.П., Михайлов С. Л. // Теплоэнергетика. - 1972. - №2, - С. 25-28.
5. Коваль В.П. Гидравлическая характеристика центробежной форсунки / Коваль В.П., Михайлов С. Л. // Теплоэнергетика, - 1972. - №5, -С.31-34.
6. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред: [в 2ч.] / Р.И.Нигматулин. – М.: «Наука». – 1ч. – 1987. – 464 с.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред:[в 2ч.] / Р.И.Нигматулин. – М.: «Наука». – 2ч. – 1987. – 359 с.