

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И АВТОМАТИЗАЦИЯ В ЧЕРНОЙ МЕТАЛЛУРГИИ

УДК 669.046:532.5:536.7

В.Д. Сарычев, И.А. Куксов, С.П. Мочалов, А.Е. Шендриков

Сибирский государственный индустриальный университет

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАКЕТА STAR CMM+*

Научные основы использования водоугольного топлива (ВУТ) были заложены Г.Н. Делягиным в 60-х годах. Вода, содержащаяся в топливе в виде высокодисперсных частиц, принципиально изменяет процесс горения, что дает возможность сжигать низкокалорийное топливо (отходы углеобогащения и др.). При этом значительно снижаются вредные выбросы. Однако однозначной оценки роли ВУТ в энергетике и металлургии на сегодняшний день нет. Это связано со сложностью и многообразием процессов, протекающих при горении водоугольного топлива. Одна из основных задач состоит в выявлении особенностей газодинамических течений в топочном пространстве.

В настоящее время появилось большое число работ, в которых приводятся результаты расчетов физико-химических процессов на фоне сложных гидродинамических течений [1 – 7]. Математическому моделированию течения в вихревых камерах посвящены работы [8, 9], где использовались специфические для рассматриваемых там случаев геометрия камеры и подводящих каналов, а также параметры среды. Эти расчеты позволяют качественно и количественно описать аэродинамическую ситуацию в конкретной вихревой камере.

Поэтому математическое моделирование газодинамических течений во вновь созданной вихревой камере является важным для выявления управляющих параметров и их диапазона изменения. Для сжигания ВУТ в условиях Сибирского государственного индустриального университета создана и используется вихревая камера, состоящая из цилиндрической емкости, коллектора – восьми сопел, собранных по четыре в ряд, и четырех форсунок для подачи и сжигания ВУТ (рис. 1, а). Цель настоящей работы заключается в определении поля скоростей в вихревой камере при заданных расходе воздуха через коллектор и давлении в верхнем сечении.

В коллектор воздух подается с расходом, изменяющимся в пределах от 600 до 900 м³/ч. Тогда скорость воздуха на выходе из одного сопла коллектора диаметром $d = 29$ мм при полном расходе $\dot{V} = 750$ м³/ч составляет 40 м/с. При комнатной температуре коэффициент кинематической вязкости воздуха $\nu = 1,32 \cdot 10^{-5}$ м²/с и скорость звука 330 м/с, тогда числа Рейнольдса и Маха составят $Re = 10^4$ и $Ma = 0,13$. Это означает, что из каналов коллектора истекают турбулентные струи с дозву-

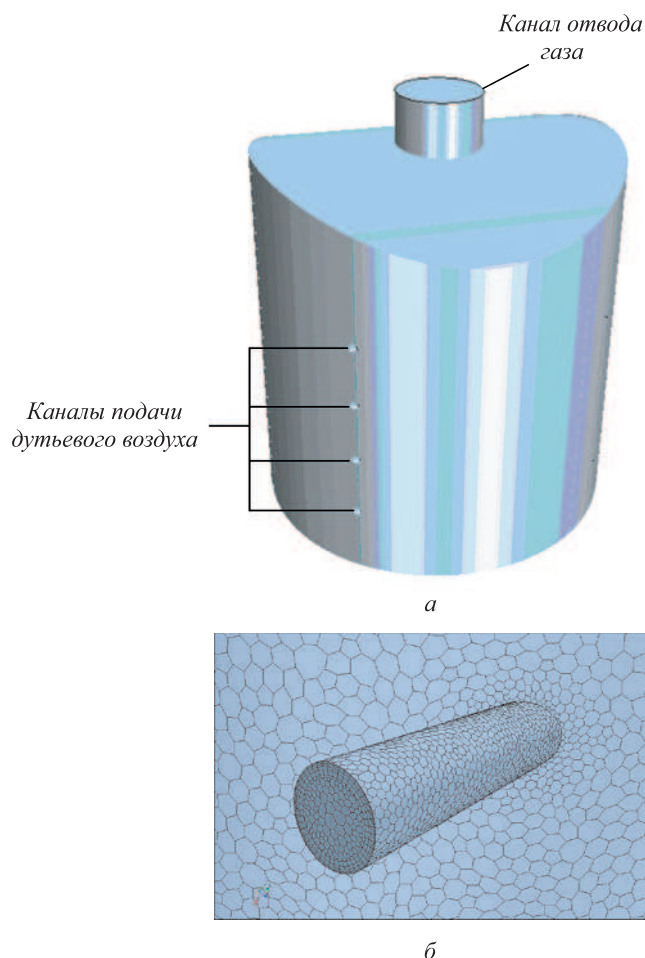


Рис. 1. К постановке задачи:
а – схема вихревой камеры; б – фрагмент расчетной сетки

* Работа выполнена в рамках проекта № 2010-218-02-174 по Постановлению Правительства РФ от 09.04.2010 г. № 218 «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства».

ковыми скоростями. Поэтому в расчетах применяются нестационарные, осредненные по Рейнольдсу, уравнения Навье-Стокса с $k - \varepsilon$ моделью турбулентности для идеального газа. В декартовой системе координат (x_1, x_2, x_3) нестационарное течение, зависящее от времени t , вязкого сжимаемого газа относительно осредненных переменных описывается системой уравнений в дивергентном виде:

$$\frac{\partial R}{\partial t} + \frac{\partial P_1}{\partial x_1} + \frac{\partial P_2}{\partial x_2} + \frac{\partial P_3}{\partial x_3} = 0, \quad (1)$$

где

$$R = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho e \end{pmatrix}, \quad P_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \pi_{i1} \\ \pi_{i2} \\ \pi_{i3} \\ \rho h - u_k \tau_{ik} \end{pmatrix}; \quad (2)$$

$$\pi_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} p - \tau_{ij}, \quad h = e + p / \rho; \quad (3)$$

здесь ρ – плотность; u_1, u_2, u_3 – осредненные компоненты вектора скорости в направлениях x_1, x_2, x_3 ; p – давление; h – энтальпия; e – внутренняя энергия; τ_{ij} – компоненты тензора вязких напряжений; δ_{ij} – символ Кронекера; индексы i, j, k принимают значения 1, 2, 3.

Система (1) – (3) дополняется уравнением состояния идеального газа:

$$p = (\gamma - 1)\rho(e - 0,5(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)), \quad (4)$$

где γ – отношение удельных теплоемкостей.

Компоненты тензора вязких напряжений определяются из соотношений

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad (5)$$

где μ – эффективные значения вязкости.

Уравнения (1) формально совпадают с уравнениями Навье-Стокса с эффективной вязкостью, вычисляемой по формуле

$$\mu = \mu_m + \mu_t, \quad (6)$$

где μ_m – молекулярная вязкость для воздуха; μ_t – турбулентная вязкость, для расчета которой используется описываемая ниже модель.

Осредненные напряжения Рейнольдса определяют как произведение плотности на средние значения квадратичной формы возмущенных скоростей. А оно в свою очередь выражается через компоненты тензора фильтрованных скоростей деформаций аналогично закону Стокса с использованием турбулентной вязкости и средней кинетической энергии k :

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \delta_{ij}. \quad (7)$$

Система уравнений (1) – (7) – это осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса (RANS). Эту систему обычно дополняют моделью эмпирической турбулентности.

В стандартной $k - \varepsilon$ модели используются уравнения переноса турбулентной кинетической энергии k и диссипации энергии ε , для которых записывается система уравнений [4 – 6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) = \\ = \mu_t \left(P + P_B + P_{NL} - \frac{2}{3} (\text{div} \vec{V})^2 \right) - \rho \left(\varepsilon + \frac{2}{3} k \text{div} \vec{V} \right); \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) = \\ = \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{\varepsilon 1} \left(P + P_{NL} - \frac{2}{3} (\text{div} \vec{V})^2 \right) + C_{\varepsilon 3} P_B \right) - \\ - \rho \varepsilon \left(C_{\varepsilon 2} + \frac{2}{3} C_{\varepsilon 4} k \text{div} \vec{V} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} P = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}; \quad P_B = -\frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{\partial p}{\partial x_i}, \\ P_{NL} = -\frac{\rho}{\mu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left(P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Для нахождения турбулентной вязкости используется формула

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon}, \quad (11)$$

в которой f_μ – эмпирическая функция; константы модели имеют следующие значения:

$$C_\mu = 0,09; \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44; \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92; \quad \sigma_k = 1,0; \quad \sigma_\varepsilon = 1,3. \quad (12)$$

Таким образом, задача (1) – (12) является полностью замкнутой, т.е. число уравнений совпадает с числом неизвестных функций.

Граничные условия заданы в соответствии с параметрами вихревой камеры. Примем декартову систему координат: ось x направлена по оси камеры (рис. 1, а), а оси y, z лежат в плоскости перпендикулярного оси x сечения. На входной границе – срезах каналов коллектора – заданы массовый расход и угол между направлением скорости и нормалью, равный 42° . Выходная граница для расчетной области – это канал отвода продуктов сгорания, расположенный в верхней части

камеры. На этой границе задается давление, которое создается вентилятором дымососа.

Расчет газодинамических процессов, протекающих в вихревой камере, осуществлялся посредством программного пакета STAR CCM+ (версия 6.02), разработанного компанией CD-adapco. Для численного решения поставленной математической задачи используется метод конечного объема, который является основным в пакете STAR CMM+. Шаг по времени для данного расчета принят равным 0,01с. Для контроля сходимости задачи использовался массовый расход газа на входной и выходной границах. Метод расчета – неявный. Параметры расчетной сетки следующие: сетка многогранная, базовый размер ячейки сетки 0,005 м, количество пристеночных призматических слоев равно двум, коэффициент сжатия пристеночных слоев 1,5; количество ячеек объемной сетки 1 272 732. Построение расчетной сетки и разбиения на ячейки происходит автоматически. При надлежащей настройке параметров объемная сетка получается приемлемой для расчетов. Пример сечного разбиения представлен на рис. 1, б, где отчетливо видны призматические слои вблизи внутренней поверхности подводящего канала. На основе численных расчетов из условий сходимости был выбран базовый размер ячейки в камере, который составил 0,01 м.

На рис. 2 представлены различные виды распределения скорости газа в сечении, проходящем через оси, которые дают представление о векторном поле скоростей в сечении, проходящем через оси x и z . Из рис. 2, а следует, что течение в вихревой камере можно характеризовать как вращательное относительно оси с изменяющимся модулем скорости, при этом на оси камеры модуль скорости значительно меньше, чем у стенки. На рис. 2, б изображены проекции скоростей на плоскость x, z , откуда следует, что присутствует осевое течение, обусловленное перепадом давления.

На рис. 3 представлены распределения скоростей в плоскости y, z . На рис. 3, а показано поле направлений векторов скорости. Представление о величине вектора скорости можно получить из рис. 3, б.

Из представленных данных следует, что течение в вихревой камере можно разбить на две зоны. В первой зоне $0 < r < R_1$ течение аналогично течению Куэтта–Пуазейля с вращающимся с угловой скоростью Ω цилиндром радиусом R_1 и средним перепадом давления ΔP между верхней и нижними сечениями цилиндрической камеры высотой H . Во второй зоне $R_1 < r < R_0$ формируется сложное течение, обусловленное взаимодействием двух пограничных слоев от вращающегося цилиндра радиуса R_1 и неподвижного цилиндра радиуса R_0 .

Выводы. Приведенные расчеты позволили представить сложное трехмерное течение в вихревой камере как наложение течений типа течения Куэтта–Пуазейля в трубе с радиальным расходом газа и течения между двумя цилиндрами со вдувом газа через сопла коллектора (внешний цилиндр) и отводом газа через внутренний.

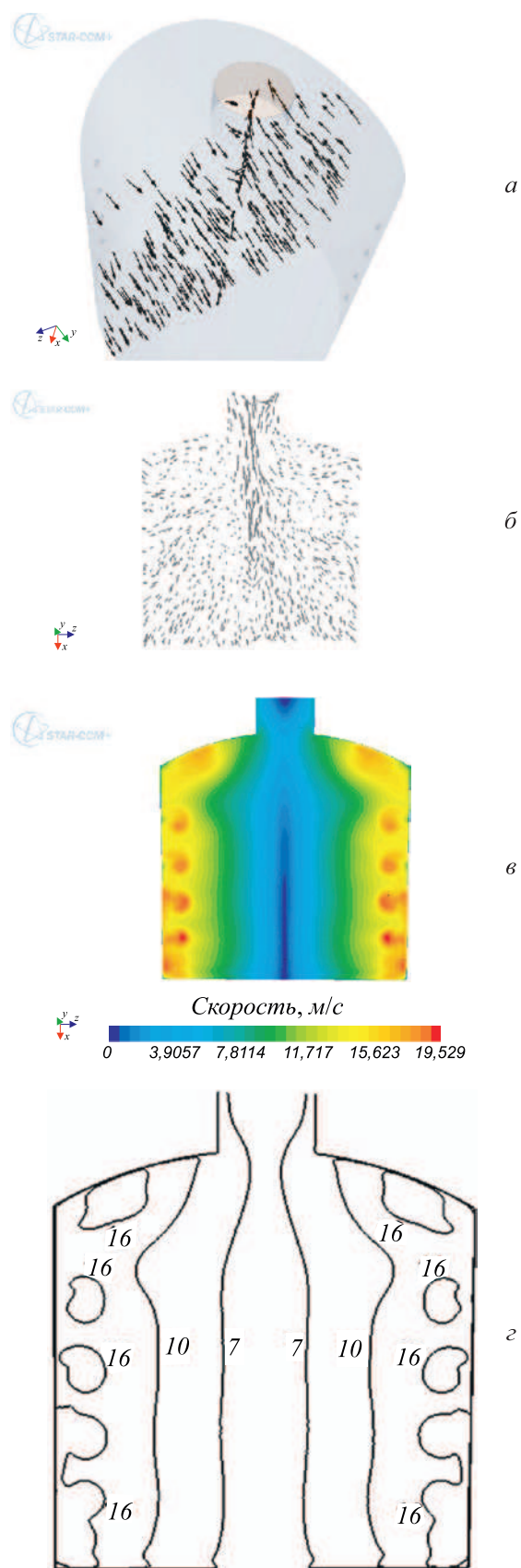


Рис. 2. Поле скоростей в осевом сечении вихревой камеры: а – векторное поле скоростей; б – проекция поля скоростей на осевое сечение; в – линии постоянного поля скорости в осевом сечении; г – изолинии модуля скорости (цифры – значения скорости, м/с)

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

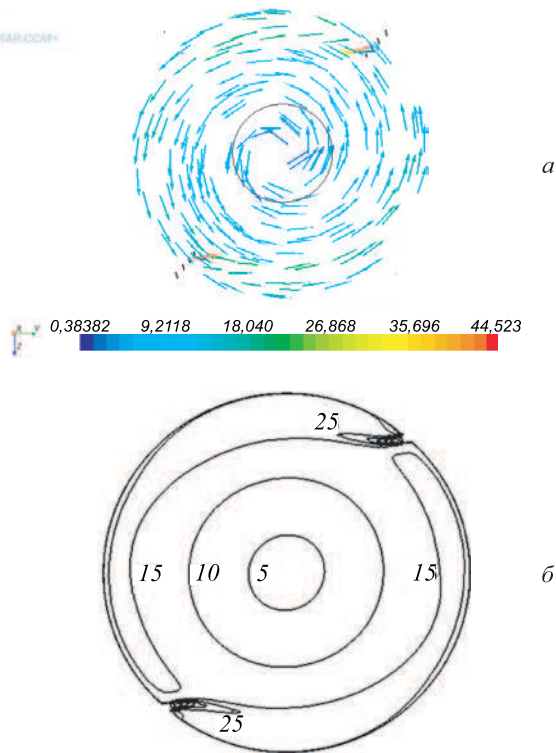


Рис. 3. Поле скоростей в сечении, перпендикулярном оси и проходящем через первый ряд сопел:
a – векторная диаграмма направлений скорости; *б* – изолинии модуля скорости

1. Липанов А.М., Кисаров Ю.Ф., Ключников И.Г. Численный эксперимент в классической гидромеханике турбулентных потоков. – Екатеринбург: Изд-во УрРАН, 2001. – 160 с.
2. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. – М.: Физматлит, 2008. – 368 с.
3. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений. – СПб.: Изд-во Балтийского гос. техн. ун-та, 2001. – 108 с.
4. Ахметов В.К., Шкадов В.Я. Численное моделирование вязких вихревых течений для технических приложений. – М.: Изд-во АСВ, 2009. – 176 с.
5. Юн А.А. Теория и практика турбулентных течений с теплообменом, смешением, химическими реакциями в двухфазных течениях. – М.: URSS, 2009. – 272 с.
6. Бубенчиков А.М., Старченко А.В. Численные модели динамики и горения аэродисперсных смесей в каналах. – Томск: Изд-во ТГУ, 1998. – 236 с.
7. Митрофанова О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. – М.: Физматлит, 2010. – 288 с.
8. Анохина Е.С. – В кн.: Тезисы XVIII Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-18. Красноярск, 2012, апрель. – Красноярск: изд. Красноярского гос. ун-та, 2012. С. 661, 662.
9. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. – Новосибирск: Изд-во ин-та теплофизики СО РАН, 2003. – 504 с.

© 2012 г. В.Д. Сарычев, И.А. Кусков,
 С.П. Мочалов, А.Е. Шендриков
 Поступила 2 апреля 2012 г.