

УДК 662.76

**Сравнительный анализ влияния  
моделей турбулентности на описание  
процессов горения угольной пыли  
при наличии закрутки потока\***

**М.Ю. Чернецкий<sup>1,2,3</sup>, В.А. Кузнецов<sup>1</sup>, А.А. Дектерев<sup>1,2</sup>, Н.А. Абаимов<sup>3</sup>,  
А.Ф. Рыжков<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет, Красноярск*

<sup>2</sup>*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

<sup>3</sup>*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*

E-mail: micch@yandex.ru

В работе проводится расчетное исследование влияния двухпараметрических моделей турбулентности  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  SST и модели рейнольдсовых напряжений RSM на описание процессов при горении угольной пыли в топочной камере с вихревой горелкой. Для расчетов была выбрана математическая модель, которая включала в себя описание движения несущей фазы на основе RANS подхода, перенос излучения на основе P1 метода, движение частиц на основе подхода Лагранжа, горение в газовой фазе на основе гибридной модели, горение угольных частиц в диффузионно-кинетическом приближении. Полученные расчетные данные сравнивались с экспериментальными результатами по горению пылеугольного факела при наличии закрутки потока на огневом стенде мощностью 2,4 МВт. Сравнительный анализ показал, что модели турбулентности  $k-\varepsilon$  и  $k-\omega$  SST и модели рейнольдсовых напряжений оказывают незначительное влияние на распределение аксиальной и тангенциальной скоростей, температур и концентрации газов в топочной камере.

**Ключевые слова:** пылеугольное горение, вихревая горелка, RANS-методы, модель рейнольдсовых напряжений.

**Введение**

Математическое моделирование топочных устройств является на сегодняшний день одним из важнейших способов получения наиболее представительной информации об их аэродинамике, локальном и суммарном теплообмене. Несмотря на большие успехи, достигнутые в развитии численного эксперимента, до конца не изученная структура угля, его большое разнообразие и сложные химические процессы, происходящие при горении и газификации угольного топлива, не позволяют создать универсальных моделей. Поэтому остается актуальной задача поиска математических моделей с использованием существующих экспериментальных данных и создания на их основе комплексной модели для расчета топочных камер и поточных реакторов термохимической конверсии углей,

---

\* Исследование в части влияния модели турбулентности  $k-\varepsilon$  на горение угольной пыли выполнено в УрФУ (Чернецкий М.Ю., Абаимов Н.А., Рыжков А.Ф.) за счет гранта РНФ (проект №14-19-00524).

что позволит более точно описать процессы горения и газификации пылеугольного топлива в топочно-горелочных устройствах.

При рассмотрении вихревых горелочных устройств [1, 2], топочных камер [3, 4] и поточных реакторов термохимической конверсии углей [5, 6], где возникают закрученные потоки, важен выбор модели турбулентности, которая позволила бы достаточно точно описать усредненные поля и крупномасштабные пульсации закрученных течений. Для изотермических условий было выполнено большое количество работ по сравнительному анализу результатов расчета закрученных течений при использовании различных моделей турбулентности [7, 8]. Эти исследования показали, что наиболее распространенные модели турбулентности  $k-\varepsilon$  и  $k-\omega$  плохо описывают такие течения. Чтобы улучшить описание закрученных течений, предлагается использовать модификации двухпараметрических моделей турбулентности, например,  $k-\omega$  SST модель Менстера [9], модели переноса рейнольдсовых напряжений, а также вихререзающие методы, как, например, метод моделирования крупных вихрей (LES).

Математическое описание горения и газификации пылеугольного топлива включает в себя комплекс взаимосвязанных моделей, описывающих турбулентное движение газа, перенос тепловой и лучистой энергии, процессы горения, газификации и движения угольных частиц т.д. Наличие неизотермического течения, процессов горения и газификации не дает возможности с уверенностью использовать полученные ранее результаты сравнительного анализа моделей турбулентности для изотермических течений применительно к моделированию горения пылеугольного топлива с закруткой потока.

Целью настоящей работы являлся сравнительный анализ влияния двухпараметрических моделей турбулентности  $k-\varepsilon$  и  $k-\omega$  SST модели Менстера, модели переноса рейнольдсовых напряжений на результаты моделирования аэродинамики и переноса тепла при горении закрученного пылеугольного потока.

### Экспериментальная установка

Для верификации математической модели использованы экспериментальные данные по горению пылеугольного факела при наличии закрутки потока на огневом стенде мощностью 2,4 МВт [10]. Схема огневого стенда, геометрия горелочного устройства представлены на рис. 1 и 2 (размеры приведены в миллиметрах). Расходные характеристики представлены в табл. 1, элементный и технический составы угля, используемого в эксперименте, приведены в табл. 2.

Результаты проведенного эксперимента включают в себя профили скоростей, пульсационные составляющие скорости, значения температур и газовый состав в нескольких поперечных сечениях топочной камеры.

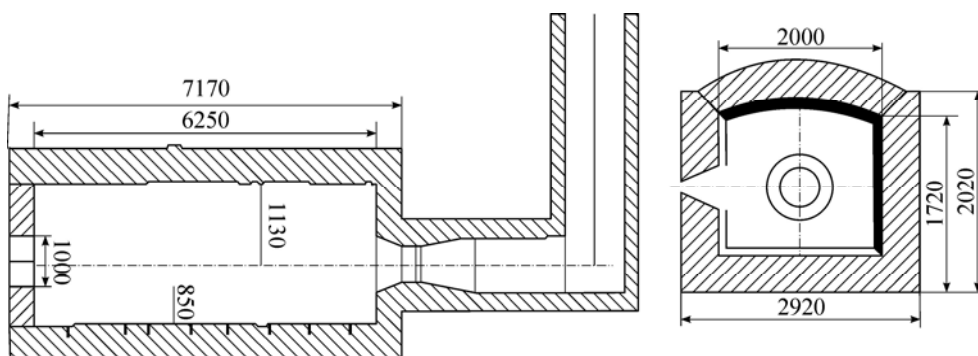


Рис. 1. Экспериментальная установка: печь.

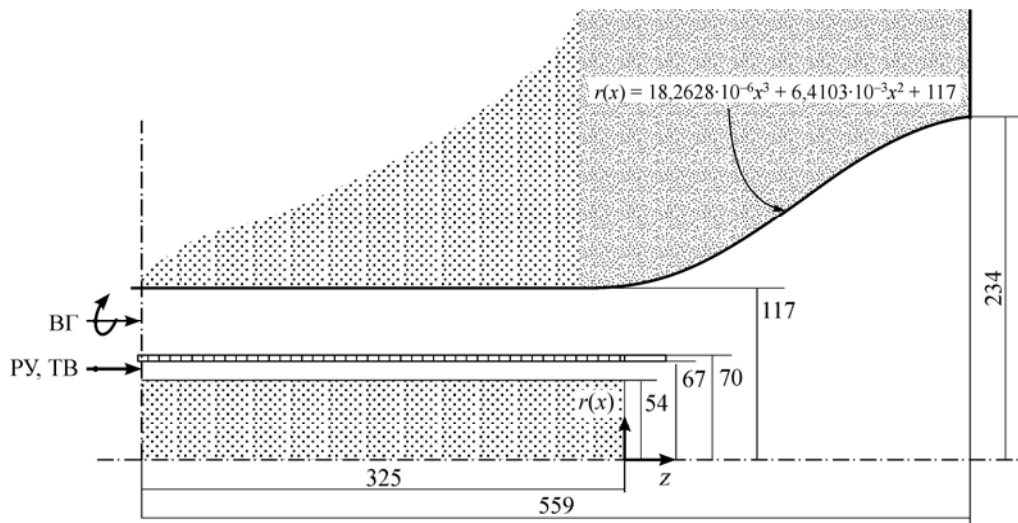


Рис. 2. Экспериментальная установка: горелка.

РУ — размельченный уголь, ТВ — транспортный воздух, ВГ — воздух для горения.

Таблица 1  
Расходные характеристики горелочного устройства

| Воздух для горения                  |                          |
|-------------------------------------|--------------------------|
| Расход воздуха (сухого)             | 0,745 кг/с               |
| Площадь сечения                     | 0,027611 м <sup>2</sup>  |
| Температура воздуха                 | 573,15 К                 |
| Плотность воздуха                   | 0,616 кг/м <sup>3</sup>  |
| Средняя аксиальная скорость         | 43,83 м/с                |
| Средняя тангенциальная скорость     | 49,42 м/с                |
| Интенсивность турбулентности        | 20 %                     |
| Характерный размер                  | 0,0235 м                 |
| Подача транспортного воздуха и угля |                          |
| Расход угля (сухого)                | 0,073 кг/с               |
| Расход воздуха (сухого)             | 0,117 кг/с               |
| Площадь сечения                     | 0,0049417 м <sup>2</sup> |
| Температура                         | 343,15 К                 |
| Плотность воздуха                   | 1,028 кг/м <sup>3</sup>  |
| Средняя аксиальная скорость         | 23,02 м/с                |
| Интенсивность турбулентности        | 10 %                     |
| Характерный размер                  | 0,0065 м                 |

### Модель газовой фазы

Для численного моделирования турбулентного течения несжимаемой жидкости использовались уравнения Рейнольдса с учетом межфазного взаимодействия:

$$\nabla(\rho \mathbf{v}) = S_{p,m},$$

$$\nabla(\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla(\tau^m + \tau^l) + S_{p,v},$$

где  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{v}$  — вектор скорости,  $S_{p,m}$ ,  $S_{p,v}$  — скорости изменения массы и импульса за счет межфазного взаимодействия,

Таблица 2  
Состав угля

| Технический состав (мас. %, сухой)  |       |
|-------------------------------------|-------|
| Летучие вещества                    | 37,4  |
| Связанный углерод                   | 54,3  |
| Зола                                | 8,3   |
| Химический состав (мас. %, рабочая) |       |
| Углерод                             | 80,36 |
| Водород                             | 5,08  |
| Азот                                | 1,45  |
| Сера                                | 0,94  |
| Кислород                            | 12,17 |
| Низшая теплота сгорания, МДж/кг     | 32,32 |

$t^t$  — тензор рейнольдсовых напряжений,  $\tau^m$  — тензор вязких напряжений, определяющийся следующим образом:

$$\tau_{ij}^m = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right),$$

где  $\nu$  — турбулентная вязкость.

Уравнения Рейнольдса замыкались с помощью следующих двухпараметрических моделей турбулентности: стандартной  $k$ - $\varepsilon$  модели турбулентности [11, 12],  $k$ - $\omega$  SST модели Ментера [8]. Модель  $k$ - $\omega$  SST позволяет более корректно описать поведение потока в пристеночной области. В рассматриваемых моделях напряжения Рейнольдса выражаются через тензор скоростей деформации и турбулентную вязкость следующим образом:

$$\tau_{ij}^t = \mu_t \left[ \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right].$$

Для моделирования граничных условий на стенках использовался метод пристеночных функций.

В модели переноса рейнольдсовых напряжений компоненты  $\overline{u'_i u'_j}$  тензора напряжений Рейнольдса находятся из решения уравнений переноса

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \overline{u'_i u'_j}) = \rho (P_{ij} + \text{Diff}_{ij} - \varepsilon_{ij} + \phi_{ij}),$$

где  $P_{ij}$  — член, описывающий генерацию рейнольдсовых напряжений,  $\text{Diff}_{ij}$  — перенос за счет диффузии,  $\varepsilon_{ij}$  — скорость диссипации,  $\phi_{ij}$  — перекрестный член давления. Для описания членов в правой части уравнения принимается ряд гипотез, которые были использованы в настоящей работе. Исключение составляет тензор генерации, который находится следующим образом:

$$P_{ij} = - \left( \overline{u'_i u'_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \overline{u'_j u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right).$$

Диффузионный член моделируется посредством обобщенной градиентной гипотезы [13]:

$$\text{Diff}_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \mu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} + C_s \rho \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_i} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right).$$

Вдали от стенки тензор скорости диссипации принимается изотропным:

$$\varepsilon_{ij} = (2/3) \delta_{ij} \varepsilon,$$

где  $\varepsilon$  — скорость диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций. Эта величина находится из уравнения переноса, соответствующего аналогичному уравнению в модели турбулентности  $k$ - $\varepsilon$ :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + C_\varepsilon \rho \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_i} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \rho \frac{\varepsilon}{\kappa} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon),$$

где  $C_\varepsilon = 0,183$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1,83$ . В это уравнение входят кинетическая энергия турбулентности  $k$  и скорость ее генерации  $P_k$ . Они находятся как сумма диагональных компонент соответствующих тензоров:

$$P_k = (1/2)P_{ii}, \quad k = (1/2)\overline{u'_i u'_i}.$$

Перекрестный член давления может быть смоделирован следующим образом [14, 15]:

$$\phi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) = C_1 \frac{\varepsilon}{\kappa} \left( \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right) - \frac{C_2}{\rho} \left[ A_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} A_{ll} \right],$$

здесь анизотропный тензор находится по формуле:

$$A_{ij} = P_{ij} - \left( \frac{\partial}{\partial x_l} (\rho u'_l \overline{u'_i u'_j}) \right),$$

где  $C_1 = 1,8$ ,  $C_2 = 0,6$ .

### Модель радиационного переноса тепла

Решение уравнения переноса лучистой энергии базируется на P1-аппроксимации метода сферических гармоник для серой двухфазной двухтемпературной среды [16]. Достоинством этого метода является его легкая совместимость с методами расчета аэродинамики и теплопереноса, реализованными на криволинейных сетках:

$$(\alpha_g + \alpha_p) E_r = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{1}{3(\alpha_g + \alpha_p + \xi \beta_p)} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial x_k} \right) + \sigma (\alpha_g T_g^4 + \alpha_p T_p^4),$$

где  $E_r$  — плотность энергии излучения,  $\alpha_g$  — коэффициент поглощения излучения газом,  $\alpha_p$  — коэффициент поглощения излучения частицами,  $\xi$  — коэффициент анизотропии рассеяния,  $\beta_p$  — коэффициент рассеивания излучения,  $\sigma$  — константа Стефана–Больцмана,  $T_g$  — температура газа,  $T_p$  — температура частицы. Коэффициенты поглощения газа  $\alpha_g$  вычисляются по модели суммы серых газов, коэффициенты поглощения и рассеяния частицами определяются по аппроксимации оптически крупных частиц.

### Модель движения угольных частиц

В настоящей работе для описания процессов движения частицы используется метод Лагранжа. При таком подходе движение частицы описывается уравнениями динамики материальной точки с учетом сил сопротивления и силы тяжести. Использование данного метода обосновано низкой объемной концентрацией частиц, порядка  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>, при которой нет необходимости в моделировании взаимодействия между частицами, учет которого приводит к значительному росту объема и усложнению вычислений при лагранжевом моделировании.

Уравнение для движения частицы записывается следующем образом:

$$m_p \frac{d u_p}{dt} = \frac{\rho_p}{2} \cdot \frac{\pi}{4} d_p^2 C_D \left( \overline{u - u_p} \right) \left| \overline{u - u_p} \right| + m_p \overline{g},$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} f_k(Re_p), \quad Re_p = \frac{\left( \overline{u - u_p} \right) d_p \rho_p}{\mu},$$

где  $C_D$  — коэффициент сопротивления,  $Re_p$  — число Рейнольдса для частицы,  $m_p$  — масса угольной частицы,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $\rho_p$  — плотность частицы.

Учет турбулентности потока при движении частицы производится введением случайных флуктуаций скорости газа в уравнение движения для частиц на основе подхода [17, 18].

Температура угольной частицы определяется из уравнения сохранения энергии для частицы:

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = \varepsilon_p \sigma A_p (E_r^4 - T_p^4) + \alpha_c A_p (T_g - T_p) + \frac{dm_p}{dt} h_p,$$

где  $C_p$  — теплоемкость частицы,  $\varepsilon_p$  — степень черноты частицы,  $\alpha_c$  — коэффициент конвективной теплоотдачи,  $h_p$  — удельный тепловой эффект реакции,  $A_p$  — площадь поверхности частицы.

Процесс горения угольной частицы можно представить в виде следующих последовательных этапов: испарение влаги из топлива, выход и горение летучих компонент и горение коксового остатка.

Испарение влаги из топлива рассчитывается на основе значения количества водяного пара на поверхности частицы и в объеме:

$$G_i = k_w (C_{i,s} - C_{i,\infty}),$$

где  $G_i$  — молярный поток пара,  $k_w$  — коэффициент массообмена,  $C_{i,s}$  — концентрация пара на поверхности частицы,  $C_{i,\infty}$  — концентрация пара в объеме газов.

Выход летучих рассматривается в однокомпонентном приближении в виде вещества  $C_xH_yO_z$ . Для расчета скорости выхода летучих веществ используется одностадийная кинетическая модель:

$$-dm_p/dt = k_v [m_p (1 - f_{v,0}) (1 - f_{w,0}) m_{p,0}],$$

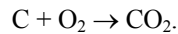
где  $f_{v,0}$  — массовая доля летучих веществ в исходном угле,  $f_{w,0}$  — массовая доля влаги в исходном угле,  $m_{p,0}$  — начальная масса угольной частицы. Кинетическая скорость выхода летучих веществ принималась постоянной и определялась по уравнению Аррениуса:

$$k_v = k_{v,0} e^{-(E_v/RT_p)},$$

где  $k_{v,0}$  — предэкспоненциальный множитель процесса выхода летучих веществ,  $E_v$  — энергия активации процесса выхода летучих веществ.

### **Горение твёрдого остатка**

Полное горение коксового остатка описывается химической реакцией окисления углерода углем кислородом воздуха с получением диоксида углерода:



Скорость горения коксового остатка рассчитывается согласно положениям классической диффузионно-кинетической теории:

$$\frac{dm_p}{dt} = -A_p \frac{\rho_p R T_g Y}{M} \cdot \frac{k_d k_k}{k_d + k_k},$$

где  $Y$  — массовая доля окислителя,  $M$  — молярная масса окислителя,  $k_d$  — константа скорости диффузии газа-реагента к поверхности частицы,  $k_k$  — константа скорости химической реакции. Константа скорости диффузии газа-реагента к поверхности частицы определяется по формуле:

$$k_d = D_0 \left( \left[ (T_p + T_g) / 2 \right]^{0,75} / d_p \right),$$

где  $D_0$  — коэффициент диффузии реакционно-активного газа при нормальных температуре и давлении.

Уравнение Аррениуса использовалось для нахождения константы скорости химической реакции:

$$k_k = k_{k,0} e^{-(E_k/RT_p)},$$

где  $k_{k,0}$  — предэкспоненциальный множитель реакции выгорания углерода,  $E_b$  — энергия активации реакции выгорания углерода.

### Горение газового топлива

Расчет химической кинетики горения газового топлива основан на присутствии глобальных необратимых реакций между горючими и окислителем. Скорость горения реагентов  $R_{vol}$ , в том числе и летучих, определяется с учетом реакционной способности и концентрации горючего и окислителя, а также скорости турбулентного перемешивания топлива и окислителя. Рассматриваемая модель представляет комбинацию кинетической модели горения газовых компонент с моделью «обрыва вихря» (eddy break-up model) [19]:

$$R_{kin} = k_{kin} \cdot T_g^\beta e^{-E_{kin}/RT_g} \prod_{i=1, N_r} x_i^{y_i},$$

$$R_{EBU} = \frac{\rho \varepsilon}{k} k_{EBU} \cdot \min_{i=1, N_r} \left( \frac{f_i}{n_{r,i} \mu_i} \right),$$

$$R_{vol} = \min(R_{kin}, R_{EBU}),$$

где  $R_{kin}$ ,  $R_{EBU}$  — скорости реакции по кинетической модели и модели «обрыва вихря»,  $k_{kin}$ ,  $E_{kin}$  — предэкспоненциальный множитель и энергия активации реакции горения газов,  $\beta$  — показатель степени,  $k_{EBU}$  — константа модели «обрыва вихря»,  $x_i$ ,  $f_i$  — молярная и массовая концентрации соответственно.

### Модель горелочного устройства и численные алгоритмы

Уравнения сохранения для газовой фазы записываются в виде обобщенного закона сохранения в контрольном объеме. Для объема записывается конечно-разностный аналог уравнения. Для вычисления диффузионных потоков на гранях контрольного объема используется центрально-разностная схема, имеющая второй порядок точности. При аппроксимации конвективных членов использовалась схема второго порядка точности против потока. Для связи полей скорости и давления использовалась SIMPLE-C-процедура.

Для расчета стационарного течения использован метод установления. После достижения установившегося во времени течения газа проводится расчет траекторий угольных частиц. При необходимости выполняется расчет параметров течения газа с учетом новых источников членов, учитывающих влияние дисперсной фазы на несущий поток, которые формируются с использованием PSI-CELL (Particle-Source-In-Cell) метода. Задача решается в трехмерной постановке. Геометрия и расчетная сетка горелочного устройства представлены на рис. 3.

### Результаты и обсуждение

Исследовано влияние детализации сетки на результаты расчета. Для анализа сеточной сходимости были выбраны расчетные области размером 250000, 500000 и 1000000 ячеек. На рис. 4 представлены результаты расчетов в виде распределения аксиальных и тангенциальных скоростей при горении угольного топлива в топке огневого стенда для нескольких вариантов, отличающихся количеством расчетных ячеек. Результаты расчета

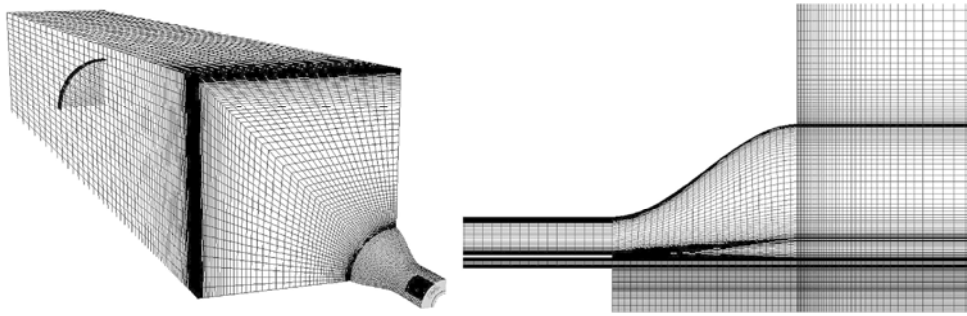


Рис. 3. Геометрия и расчетная сетка горелочного устройства.

сравнивались с экспериментальными данными в сечениях в радиальном направлении на расстояниях от входа в топочную камеру, равных  $z = 0,25, 0,85, 1,95$  м. При размере сетки более 500000 ячеек не наблюдается существенных отличий в результатах расчетов по сравнению с результатами расчетов на более детальных сетках.

Для оценки влияния моделей турбулентности на описание течения газа в рассматриваемом горелочном устройстве были выполнены расчетные исследования в изотермической постановке. На рис. 5 представлены распределения аксиальной и тангенциальной компонент скорости при использовании нескольких моделей турбулентности. Наблюдаются существенные отличия в распределении скоростей. Исходя из имеющегося опыта расчета подобных течений, представленного в работах [7, 8], можно предположить, что наилучшим образом движение закрученного потока описывает модель переноса рейнольдсовых напряжений.

На рис. 6 представлены распределения аксиальной и тангенциальной компонент скорости при использовании нескольких моделей турбулентности при наличии процесса горения угольной пыли. Модель рейнольдсовых напряжений и модель  $k-\omega$  SST Ментера дают схожие результаты, которые незначительно отличаются от результатов расчета при использовании стандартной  $k-\varepsilon$  модели турбулентности. Из сравнения экспериментальных и расчетных данных видно, что толщина зоны рециркуляции хорошо предсказывается по результатам расчета, тогда как ее длина значительно короче,

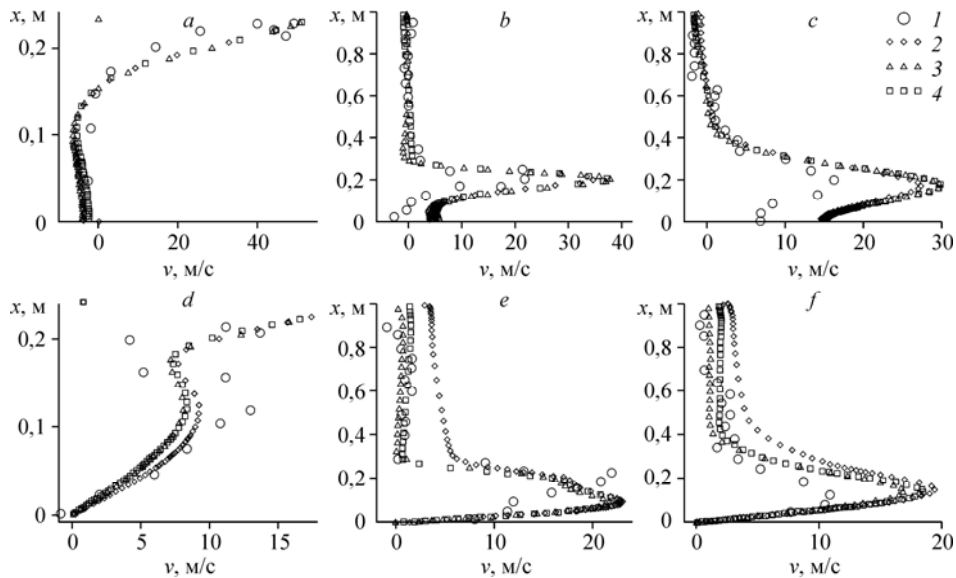


Рис. 4. Распределение аксиальной компоненты скорости в сечениях  $z = 0$  (a),  $0,25$  (b),  $0,85$  (c) м и тангенциальной компоненты скорости в сечениях  $z = 0$  (d),  $0,25$  (e),  $0,85$  (f) м.

Эксперимент (1), количество расчетных ячеек 250000 (2), 500000 (3), 1000000 (4).



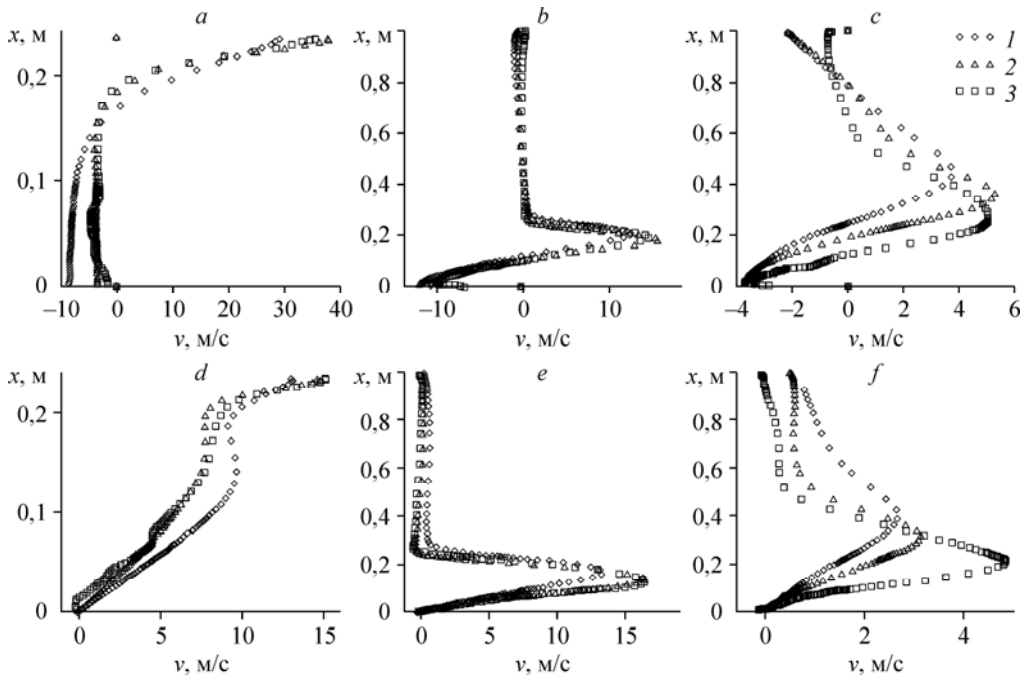


Рис. 5. Распределения аксиальной компоненты скорости в сечениях  $z = 0$  (a),  $0,25$  (b),  $0,85$  (c) м и тангенциальной компоненты скорости в сечениях  $z = 0$  (d),  $0,25$  (e),  $0,85$  (f) м в изотермической постановке задачи.

Расчет по моделям  $k-\varepsilon$  (1),  $k-\omega$  SST (2), RSM (3).

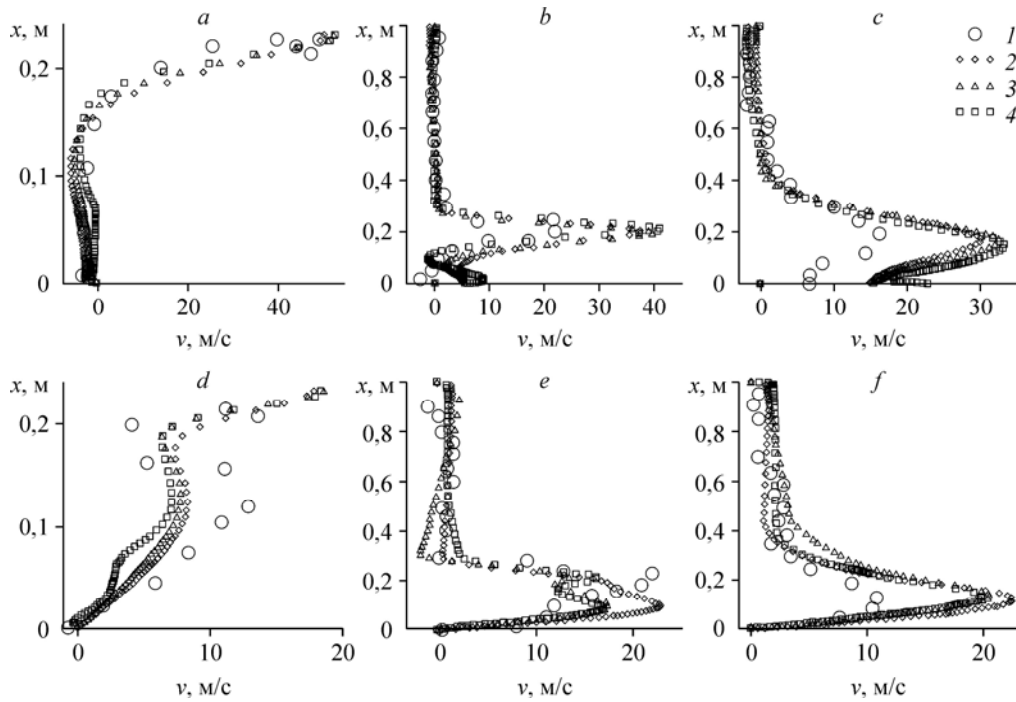


Рис. 6. Распределения аксиальной компоненты скорости в сечениях  $z = 0$  (a),  $0,25$  (b),  $0,85$  (c) м и тангенциальной компоненты скорости в сечениях  $z = 0$  (d),  $0,25$  (e),  $0,85$  (f) м.

Эксперимент (1), расчет по моделям  $k-\varepsilon$  (2),  $k-\omega$  SST (3), RSM (4).

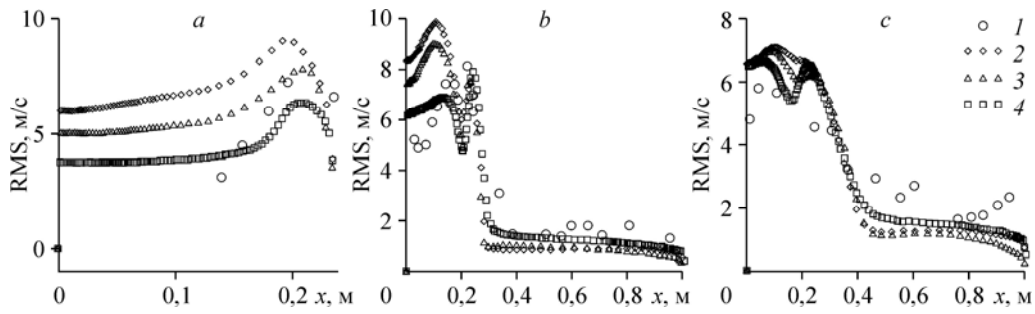


Рис. 7. Распределение пульсационной составляющей скорости в сечениях  $z = 0$  (a),  $0,25$  (b),  $0,85$  (c) м. Обозначения см. на рис. 6.

чем в эксперименте. Аналогичные результаты были получены в работе [10]. Это можно объяснить сложностью измерения скорости газового потока при наличии дисперсной фазы.

На рис. 7 представлены распределения пульсационной составляющей скорости в трех сечениях. Для моделей турбулентности  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  SST Ментера пульсационная составляющая, общая для аксиальной и тангенциальной скоростей, рассчитывалась из выражения  $(2k/3)^{0,5}$ . Из результатов видно, что модель RSM дает более низкий уровень пульсаций скорости и лучше согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 8 представлены распределения температур по сечениям топочной камеры. Наибольшие отличия в результатах расчета при разных моделях турбулентности наблюдаются в первом сечении ( $x = 0$ ) и на выходе из топочной камеры. Распределения аксиальной

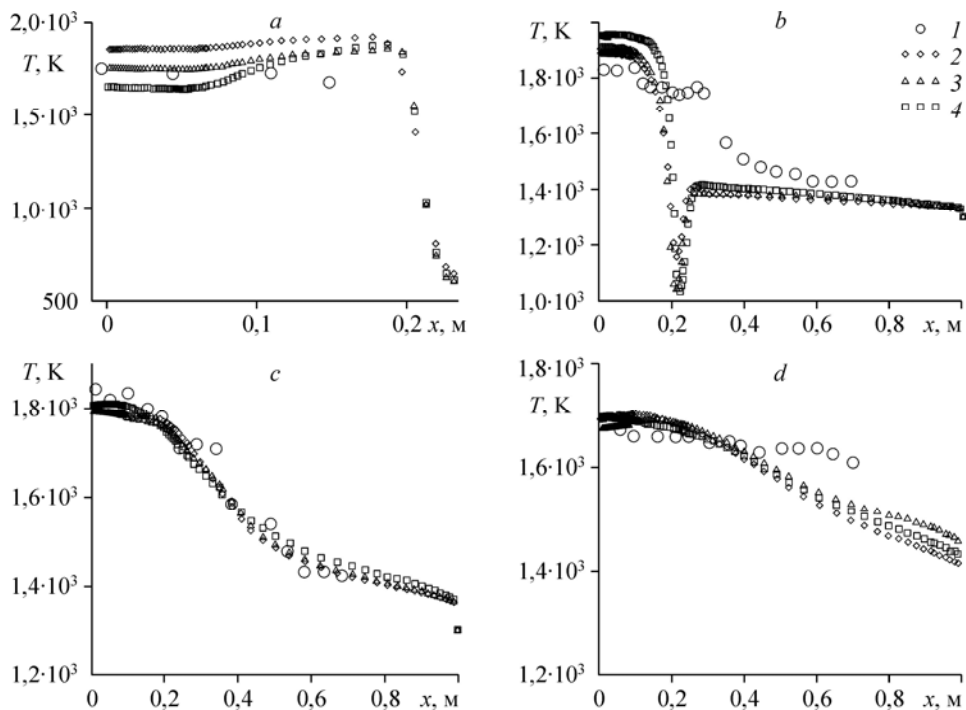


Рис. 8. Распределение температур в сечениях  $z = 0$  (a),  $0,25$  (b),  $0,85$  (c),  $1,95$  (d) м. Обозначения см. на рис. 6.

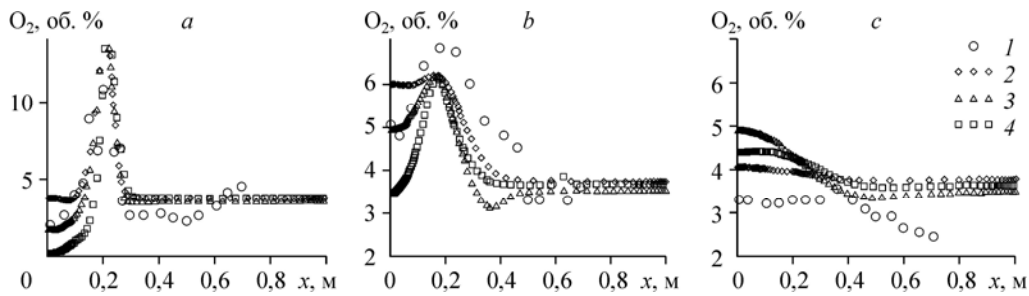


Рис. 9. Распределение концентрации кислорода в сечениях (об, %).  
 $z = 0,25$  (a),  $0,85$  (b),  $1,95$  (c) м; обозначения см. на рис. 6

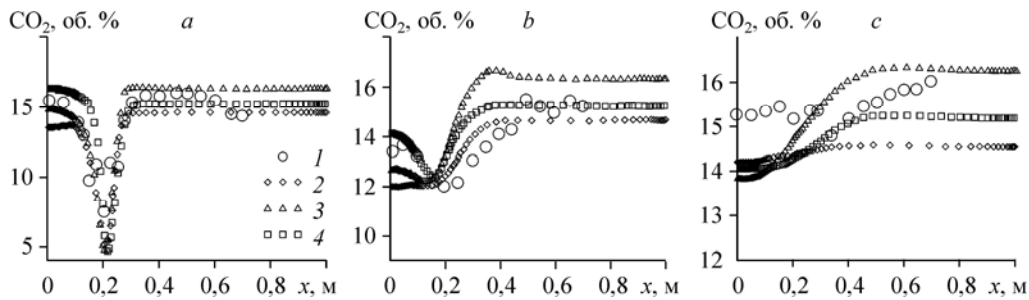


Рис. 10. Распределение концентрации  $\text{CO}_2$  в сечениях (об, %)  $z = 0,25$  (a),  $0,85$  (b),  $1,95$  (c) м.  
 Обозначения см. на рис. 6.

и тангенциальной скоростей в данном сечении для всех трех моделей близки друг другу, тогда как в пульсационной составляющей скорости имеются различия. Эти различия в рамках используемой математической модели в первую очередь сказываются на расчете скорости горения летучих веществ, где используются турбулентные характеристики потока. В дальнейшем по длине топочной камеры значения температур выравниваются при использовании разных моделей.

На рис. 9, 10 показано сравнение экспериментальных и расчетных данных (модель турбулентности  $k-\varepsilon$ ) по концентрациям кислорода и диоксида углерода. Необходимо отметить существенное влияние турбулентных характеристик потока на распределение концентраций газовых компонент.

### Заключение

Сравнительный анализ применения моделей турбулентности  $k-\varepsilon$  и  $k-\omega$  SST и модели реинольдсовых напряжений для математического моделирования процесса горения угольной пыли в закрученном потоке в рамках RANS-подхода показал их незначительное влияние на распределения аксиальной и тангенциальной скоростей, температур и концентрации газов. При использовании любой из рассматриваемых моделей турбулентности достаточно хорошо предсказываются процессы, связанные с выгоранием угольной пыли. Учитывая, что  $k-\varepsilon$  модель турбулентности требует меньше вычислительных затрат, она является предпочтительней для решения рассмотренной задачи. Установлено, что выбор модели турбулентности оказывает влияние на значение пульсационных составляющих скорости и это может сказаться на некоторых характеристиках процесса. Образование ряда вредных веществ, таких как оксиды азота, — одно из наиболее значительных возможных последствий этого влияния.

### Список основных обозначений

|   |   |
|---|---|
| $k$ — удельная кинетическая энергия турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^2$ , | $\varepsilon$ — скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^3$ , |
| $p$ — давление, Па,   | $\mu$ — динамическая молекулярная вязкость, Па·с,   |
| $\mathbf{v}$ — вектор скорости м/с,   | $\rho$ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$ ,  |
|   | $\omega$ — удельная скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, $\text{с}^{-1}$ .     |

### Список литературы

1. Burdukov A.P., Popov V.I., Yusupov T.S., Chernetskiy M.Yu., Hanjalić K. Autothermal combustion of mechanically-activated micronized coal in a 5 MW pilot-scale combustor // Fuel. 2014. Vol. 122. P. 103–111.
2. Мессерле В.Е., Устименко А.Б., Карпенко Ю.Е., Чернецкий М.Ю., Дектерев А.А., Филимонов С.А. Моделирование и натурные испытания вихревых плазменно-топливных систем для воспламенения высококозольного энергетического угля // Теплоэнергетика. 2015. № 6. С. 59–69.
3. Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Шарьпов О.В. Диагностика пространственной структуры закрученного потока в модели вихревой топки // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 6. С. 815–818.
4. Ануфриев И.С., Аникин Ю.А., Фильков А.И., Лобода Е.Л., Агафонцева М.В., Касымов Д.П., Тизлов А.С., Астанин А.В., Пестерев А.В., Евтюшкин Е.В. Исследование структуры закрученного потока в модели вихревой камеры сгорания методом лазерной доплеровской анемометрии // Письма в Журнал технической физики. 2012. Т. 38, № 24. С. 39–45.
5. Рыжков А.Ф., Богатова Т.Ф., Вальцев Н.В., Гордеев С.И., Худякова Г.И., Осипов П.В., Абаимов Н.А., Чернявский Н.В., Шульман В.Л. Разработка низкотемпературных реакторов термохимической конверсии для угольной энергетики // Теплоэнергетика. 2013. № 12. С. 47–55.
6. Абаимов Н.А., Рыжков А.Ф., Теплицкий Ю.С., Пицуха Е.А., Бучилко Э.К. Численное исследование и оптимизация циклонного газификатора бурых углей // Научное обозрение. 2014. № 8–2. С. 630–637.
7. Сентябов А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А. Исследование моделей турбулентности для расчета закрученных течений // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 1. С. 81–93.
8. Сентябов А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А., Минаков А.В. Анализ RANS моделей турбулентности на примере расчета стационарного течения в отсасывающей трубе гидротурбины Turbine-99 // Вычислительная механика сплошных сред. 2013. Т. 6, № 1. С. 86–93.
9. Smirnov P.E., Menter F.R. Sensitization of the SST turbulence model to rotation and curvature by applying the Spalart-Shur correction term // J. of Turbomachinery. 2009. Vol. 131, No. 4. P. 1–8.
10. Peters A.A.F., Weber R. Mathematical modeling of a 2.4 MW swirling pulverized coal flame // Combustion Science and Technology. 1997. Vol. 122, No. 1–6. P. 131–182.
11. Launder B.E., Spalding D.B. Lectures in mathematical models of turbulence. London: Academic Press, 1972. 236 p.
12. Launder B.E., Sharma B.I. Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc // Letters in Heat and Mass Transfer. 1974. Vol. 1, No. 2. P. 131–137.
13. Daly B.J., Harlow F.H. Transport equations in turbulence // Physics of Fluids. 1970. Vol. 13, No. 11. P. 2634–2649.
14. Launder B.E. Second-moment closure and its use in modeling turbulent industrial flows // Int. J. for Numerical Methods in Fluids. 1989. Vol. 9, No. 8. P. 963–985.
15. Launder B.E. Second-moment closure: present... and future? // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 1989. Vol. 10, No. 4. P. 282–300.
16. Siegel R., Howell J.R. Thermal radiation heat transferr. Washington D.C.: Hemisphere Publishing Corp, 1992. 1072 p.
17. Faeth G.M. Mixing, transport and combustion in sprays // Progress in Energy and Combustion Sci. 1987. Vol. 13, No. 4. P. 293–345.
18. Berlemont A., Desjonqueres P., Gouesbet G. Particle Lagrangean simulation in turbulent flows // Int. J. of Multiphase Flow. 1990. Vol. 16, No. 1. P. 19–34.
19. Magnussen B.F., Hjertager B.W. On the structure of turbulence and a generalized eddy dissipation concept for chemical reaction in turbulent flow. In: Proc 19<sup>th</sup> AIAA Aerospace Meeting, St. Louis, USA. 1981.

Статья поступила в редакцию 1 июля 2015 г.,  
после доработки — 25 декабря 2015 г.