

УДК 662.76

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

М.Ю. Чернецкий^{1,2,3}, В.А. Кузнецов¹, А.А. Дектерев^{1,2}, Н.А. Абаимов³,
А.Ф. Рыжков³

¹Сибирский федеральный университет, Красноярск

²Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

³Уральский 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.

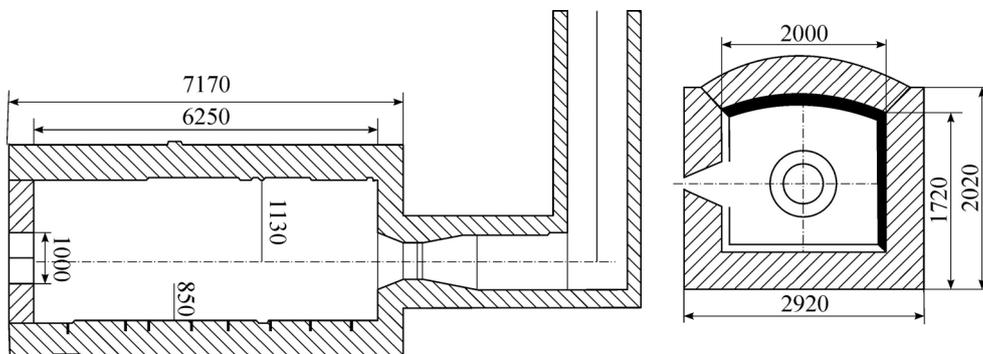


Рис. 1. Экспериментальная установка: печь.

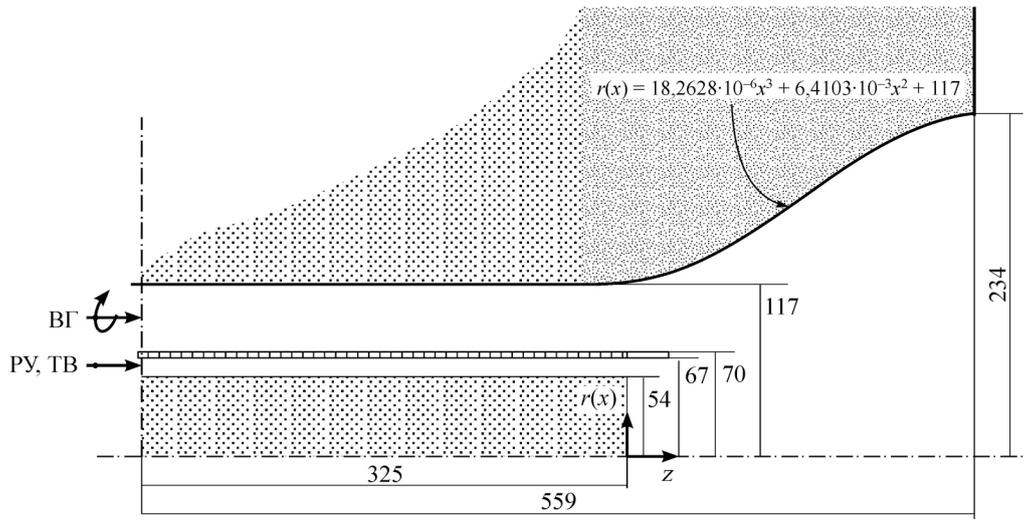


Рис. 2. Экспериментальная установка: горелка.

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 ²
Температура воздуха	573,15 К
Плотность воздуха	0,616 кг/м ³
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 ²
Температура	343,15 К
Плотность воздуха	1,028 кг/м ³
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 ρ — плотность, \mathbf{v} — вектор скорости, $S_{p,m}$, $S_{p,v}$ — скорости изменения массы и импульса за счет межфазного взаимодействия, τ^l — тензор

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
Нижшая теплота сгорания, МДж/кг	32,32

рейнольдсовых напряжений, τ^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 ν — турбулентная вязкость.

Уравнения Рейнольдса замыкались с помощью следующих двухпараметрических моделей турбулентности: стандартной k - ε модели турбулентности [11, 12], k - ω SST модели Ментера [8]. Модель k - ω 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

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

где P_{ij} — член, описывающий генерацию рейнольдсовых напряжений, Diff_{ij} — перенос за счет диффузии, ε_{ij} — скорость диссипации, ϕ_{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:

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

Диффузионный член моделируется посредством обобщенной градиентной гипотезы [13]:

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

Вдали от стенки тензор скорости диссипации принимается изотропным:

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

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

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

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:

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

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, α_g — коэффициент поглощения излучения газом, α_p — коэффициент поглощения излучения частицами, ξ — коэффициент анизотропии рассеяния, β_p — коэффициент рассеивания излучения, σ — константа Стефана–Больцмана, T_g — температура газа, T_p — температура частицы. Коэффициенты поглощения газа α_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 $10^{-4} - 10^{-5} \text{ м}^3/\text{м}^3$, 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 следующим образом:

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

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} f_k(\text{Re}_p), \quad \text{Re}_p = \frac{(\bar{u} - \bar{u}_p) d_p \rho_p}{\mu},$$

где C_D — коэффициент сопротивления, Re_p — число Рейнольдса для частицы, m_p — масса угольной частицы, R — универсальная газовая постоянная, ρ_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, ε_p — степень черноты частицы, α_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 $C_x H_y O_z$. Для расчета скорости выхода летучих веществ используется одностадийная кинетическая модель:

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

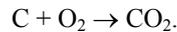
где $f_{v,0}$ — массовая доля летучих веществ в исходном угле, $f_{w,0}$ — массовая доля влаги в исходном угле, $m_{p,0}$ — начальная масса угольной частицы. Кинетическая скорость выхода летучих веществ принималась постоянной и определялась по уравнению Аррениуса:

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

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, β — 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

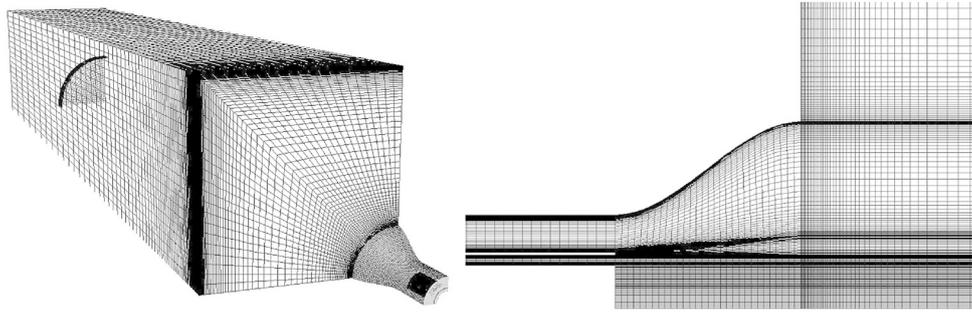


Рис. 3. Геометрия и расчетная сетка горелочного устройства.

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 реинольдсовых напряжений.

На рис. 6 представлены распределения аксиальной и тангенциальной компонент скорости при использовании нескольких моделей турбулентности при наличии процесса горения угольной пыли. Модель реинольдсовых 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, чем в эксперименте.

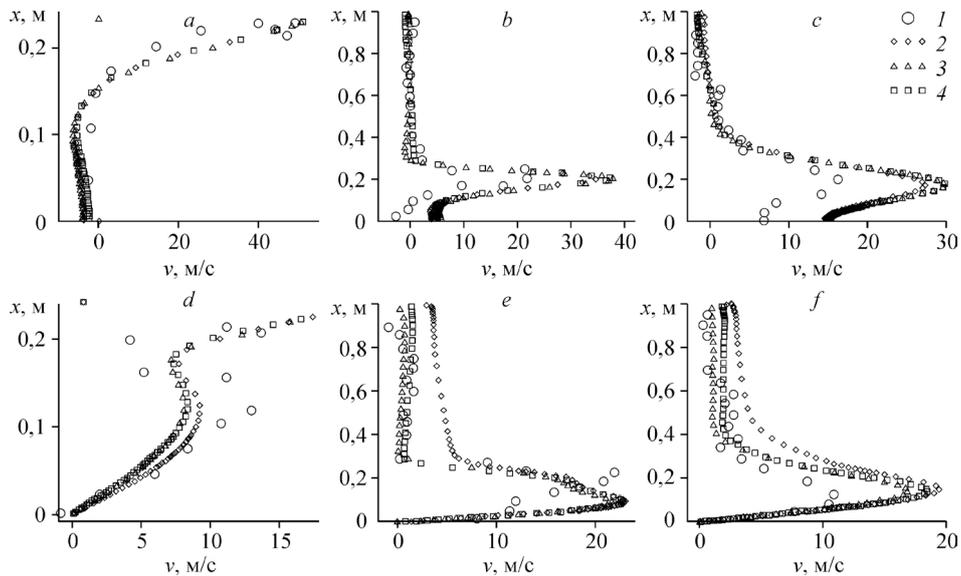


Рис. 4. Распределение аксиальной компоненты скорости в сечениях $z = 0$ (a), $0,25$ (b), $0,85$ (c) м и тангенциальной компоненты скорости в сечениях $z = 0$ (d), $0,25$ (e), $0,85$ (f) м.

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

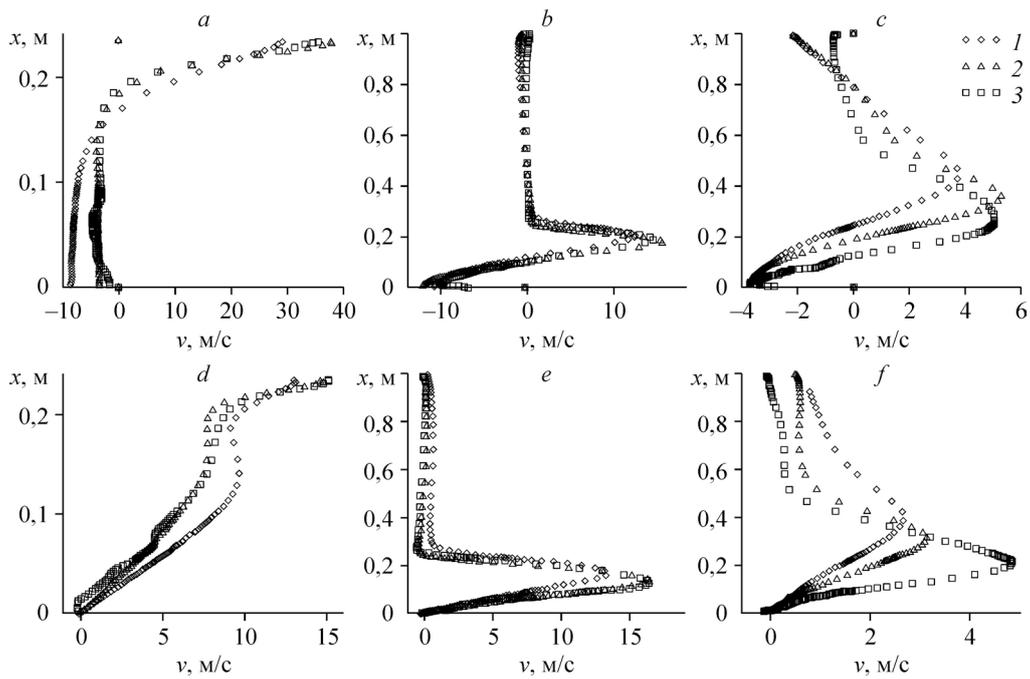


Рис. 5. Распределения аксиальной компоненты скорости в сечениях $z = 0$ (a), 0,25 (b), 0,85 (c) м и тангенциальной компоненты скорости в сечениях $z = 0$ (d), 0,25 (e), 0,85 (f) м в изотермической постановке задачи.

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

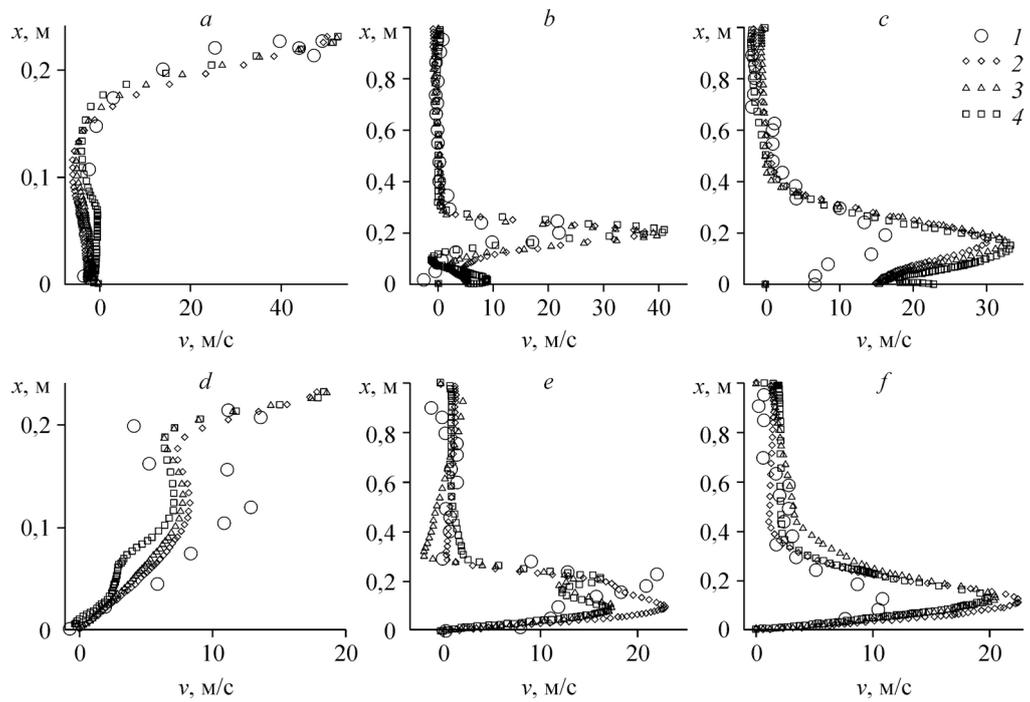


Рис. 6. Распределения аксиальной компоненты скорости в сечениях $z = 0$ (a), 0,25 (b), 0,85 (c) м и тангенциальной компоненты скорости в сечениях $z = 0$ (d), 0,25 (e), 0,85 (f) м.

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

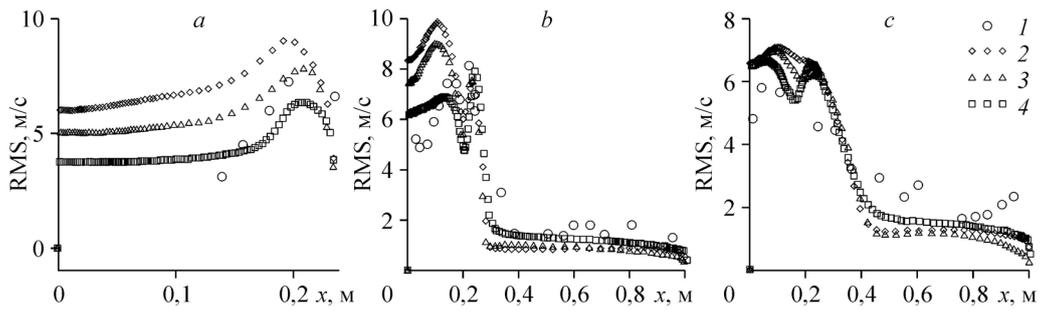


Рис. 7. Распределение пульсационной составляющей скорости в сечениях $z = 0$ (a), $0,25$ (b), $0,85$ (c) м. Обозначения см. на рис. 6.

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 наблюдается в первом сечении ($x = 0$) и на выходе из топочной камеры. Распределения аксиальной и тангенциальной скоростей в данном сечении для всех трех моделей близки друг другу,

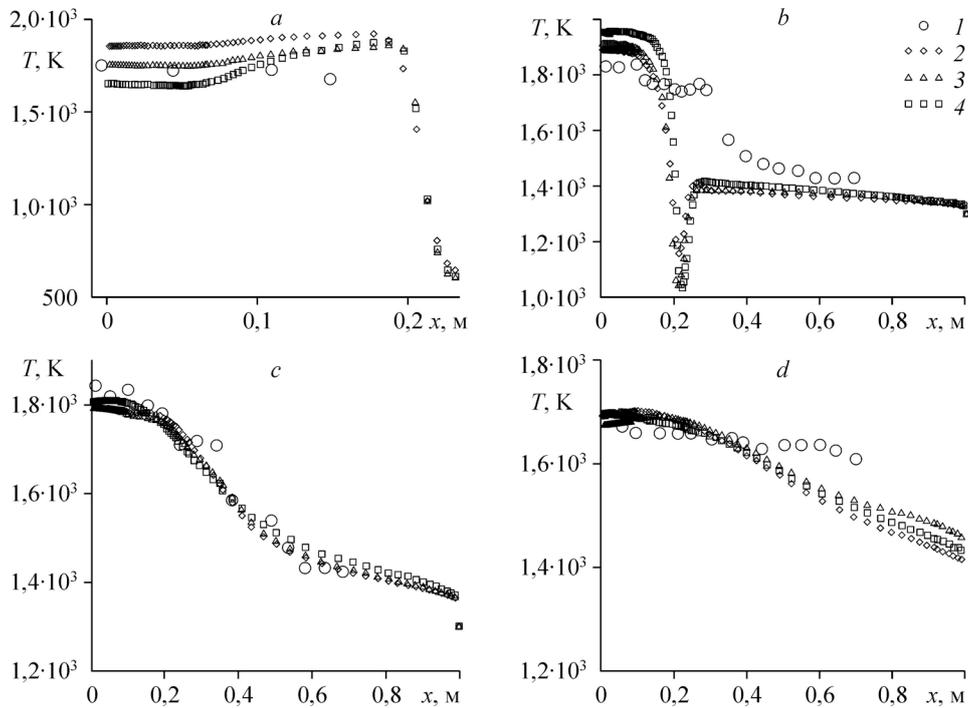


Рис. 8. Распределение температур в сечениях $z = 0$ (a), $0,25$ (b), $0,85$ (c), $1,95$ (d) м. Обозначения см. на рис. 6.

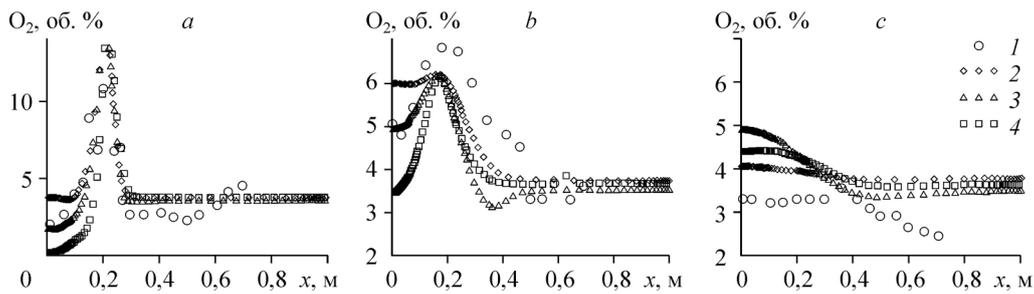


Рис. 9. Распределение концентрации кислорода в сечениях (об. %).
 $z = 0,25$ (a), $0,85$ (b), $1,95$ (c) м; обозначения см. на рис. 6.

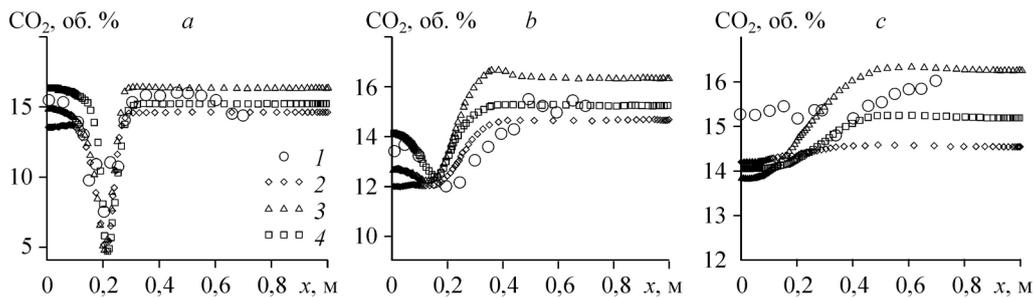


Рис. 10. Распределение концентрации CO_2 в сечениях (об. %) $z = 0,25$ (a), $0,85$ (b), $1,95$ (c) м.
 Обозначения см. на рис. 6.

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 рейнольдсовых 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, $\text{м}^2/\text{с}^2$,	ε — скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, $\text{м}^2/\text{с}^3$,
p — давление, Па,	μ — динамическая молекулярная вязкость, Па·с,
\mathbf{v} — вектор скорости м/с,	ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$,
	ω — удельная скорость диссипации энергии турбулентных пульсаций, 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 19th AIAA Aerospace Meeting, St. Louis, USA. 1981.

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