

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ СГОРАНИЯ В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ ANSYS FLUENT

Хамдамов М.М.

*Институт механики и сейсмостойкости сооружений
им.М.Т.Уразбаева АН РУз. Ташкент, Узбекистан
mmhamdamov@mail.ru*

Эргашев Д.Й.

*Институт механики и сейсмостойкости сооружений
им.М.Т.Уразбаева АН РУз. Ташкент, Узбекистан*

Аннотация. При математическом моделировании процессов горения газового горючего в рамках программного пакета ANSYS Fluent основной проблемой является выбор модели турбулентности.

В рамках работы для описания турбулентности апробированы стандартная и модифицированная $k-\varepsilon$ модели, модель Спаларта-Аллараса, $k-\omega$ модель и модель RNG $k-\varepsilon$ для описания перемешивания и горения метана согласно закону Аррениуса в цилиндрической камере. В расчетах использован метод контрольных объемов, вложенный в ANSYS Fluent, где поля скорости и давления связываются алгоритмом PISO. Получены удовлетворительное согласие результатов расчета и эксперимента при реализации модифицированной $k-\varepsilon$ модели по осевым распределениям температуры и продольной скорости.

Ключевые слова: турбулентное течения, цилиндрический канал, компоненты, скорость химической реакции, полная энтальпия, закон Аррениуса, ANSYS Fluent, метод контрольного объема вычислительный эксперимент.

Введение. В настоящее время программные продукты активно используются в научно-технических организациях и вузах для моделирования различных процессов. Стало актуальным их использование при изучении теплотехнических процессов, наблюдаемых в технике и технологиях.

Освоение огня сыграло ключевую роль в развитии цивилизации. Огонь открыл людям возможность термической обработки пищи и обогрева жилищ, а впоследствии – развития металлургии, энергетики и создания новых, более совершенных инструментов и технологий, где в качестве горючего используются твердые, жидкие и газообразные вещества. Управление процессами горения лежит в основе создания современных двигателей для автомобилей, самолётов, судов и ракет, где практикуется сжигание заранее перемешанных и неперемешанных взаимно реагирующих веществ.

Горение – сложный физико-химический процесс превращения исходных веществ в продукты сгорания в ходе химических реакций,

сопровождающихся интенсивным выделением тепла. Его сложность заключается не только в сложнейшем математическом описании процесса, но и в сложности его экспериментального исследования. В связи с важностью процесса горения в технических устройствах в совокупности с дороговизной натуральных экспериментов происходит развитие исследования компьютерного моделирования.

Для исследования и анализа газодинамики и теплофизических процессов в энергетических установках в настоящее время активно применяются пакеты прикладных программ ANSYS CFD, ANSYS Fluent, ANSYS CFX, Star-CD, Flow 3D, Open Foam, Flow Vision, VP2/3, Sigma Flow, FIRE 3D, которые работают для различных условий моделирования с использованием сеточных методов с улучшенной сходимостью.

Целью данной работы является моделирование процесса горения в программном пакете ANSYS Fluent. ANSYS Fluent – полноценный CFD пакет, не уступающий по функциональным возможностям ANSYS CFX, и специализирующийся на моделировании многофазных потоков и процессов горения. Развитие вычислительной техники позволило вывести на качественно новый уровень выполнение инженерных расчетов. При решении расчетных задач инженер рассматривает различные методики и подходы, которые позволяют получить качественный результат в оптимально короткий срок. Современная практика доказывает, что использование программных комплексов, основанных на методах конечных разностей и конечных элементов (МКЭ), позволяет добиться поставленных целей.

Численное исследование горения газа является сложной задачей теплофизики, так как требует учета большого количества сложных взаимосвязанных факторов и явлений. Поэтому вычислительный эксперимент становится все более важным элементом исследования процессов горения и проектирования различных устройств, использующих процесс горения. Можно с уверенностью говорить, что его роль будет возрастать и в дальнейшем. В этой связи все большее распространение в теплофизике получают методы вычислительной гидродинамики, когда появляется возможность оптимизировать эксперимент на основе его виртуального прототипа.

Исследованию процессов горения, а также образующихся веществ, посвящено множество работ [1-14]. В работе [3] авторы исследуют диффузионное горение метана и пропана в камере сгорания квадратного сечения с подачей горючего через пористый цилиндр. В качестве результатов представлены профили концентраций компонентов горючего, окислителя, а также CO и CO₂. В работе [4] проводится численное и экспериментальное исследование горения частично перемешанной смеси метана и воздуха в цилиндрической камере сгорания. В качестве результатов представлены распределения температуры и концентраций компонент N₂, O₂, CH₄, CO₂, H₂O, CO, H₂, OH, NO. Исследование диффузионного горения при спутной

подаче метана и воздуха проведено в работах [5, 6], где представлены результаты численного расчета и экспериментальные данные: профили температур и концентраций CH_4 , CO_2 , H_2O , CO .

Потребность в эффективных и действенных математических описаниях турбулентных реагирующих систем течений привела к значительному исследовательскому интересу к турбулентным моделям, основанным на разрешении турбулентного спектра [7] и моделям горения [8], которые учитывают комплексные химические реакции без привлечения слишком больших вычислительных ресурсов. Подход LES [9] известен как одна из самых популярных турбулентных моделей, благодаря одной из его наиболее важных особенностей. В нем крупномасштабные турбулентные вихри, которые преобладают в турбулентной динамике и движениях, непосредственно разрешаются путем применения метода фильтра на основе размера ячейки [10]. Однако это хорошо известное превосходство LES в описании больших вихревых движений также приводит к одному недостатку модели: высокой вычислительной мощности, необходимой для моделирования LES из-за использования мелких ячеек сетки для заполнения расчетной области. Таким образом, подход к моделированию LES чаще используется в академических кругах, а не в промышленности, из-за сложных и крупномасштабных компонентов, которые часто требуются в последнем. С другой стороны, в академических кругах основное внимание уделяется физическим явлениям в конфигурациях малого и среднего масштаба, что позволяет использовать более затратный в вычислительном отношении подход LES.

Из-за этого недостатка LES альтернативные математические методы, такие как моделирование отдельных вихрей (DES) [11] и масштабно-адаптивное моделирование (SAS), привлекают больше внимания со стороны инженеров и прикладников из-за их более низких требований к вычислительной мощности и их способность разрешать турбулентный спектр. В частности, метод DES использует подход к моделированию на основе усреднения по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса (RANS) вблизи областей пограничного слоя и подход к моделированию LES в основных областях; кроме того, метод SAS использует дополнительный масштаб длины фон Кармана, чтобы обеспечить точное распределение энергии по турбулентному спектру и улучшить характеристики модели RANS [12]. Фактически, DES часто считается гибридным методом моделирования RANS-LES первого поколения, а SAS считается вторым поколением. Это связано с тем, что по сравнению с DES у SAS есть два дополнительных преимущества, позволяющих быстро адаптировать его к практическим задачам. Во-первых, SAS не имеет явной локальной зависимости шага сетки в каждом направлении, в отличие от DES [13]. Во-вторых, SAS можно легко включить в существующую экспериментально адаптированную модель RANS.

В статье [14] рассматривается моделирование процессов горения пылеугольного топлива и представлена методика инженерных расчетов в энергетическом котле БКЗ-500 с использованием программного комплекса ANSYS Fluent. ANSYS Fluent позволяет моделировать процесс горения с учетом турбулентности, теплообмена и химических реакций. Для проектирования расчетной сетки в области камеры сгорания использовался пакет ICEM CFD, являющийся сеточным препроцессором для ANSYS Fluent. В области камеры сгорания энергетического котла была сформирована гексаэдральная сетка, состоящая из 2 млн элементов. Течение описывается системой стационарных уравнений Навье – Стокса, сохранения массы и энергии, осредненных по Рейнольдсу. Турбулентная вязкость рассчитывалась с помощью модели $k-\varepsilon$. Радиационный теплообмен в двухфазном потоке был учтен в рамках P1 приближения метода сферических гармоник.

Наличие хорошо изученных механизмов реакций горения некоторых видов газа позволяет получать подробное описание большого количества протекающих процессов и широкого набора химических радикалов и реагирующих компонентов.

Среди многочисленных методик моделирования горения отдельно выделяется подход, основанный на доли смешения горючего и окислителя – модель flamelet. К настоящему времени модель flamelet серьезно модифицирована по сравнению с оригинальной версией.

Постановка задачи. Рассматривается струя горючего газа, которая истекает из цилиндрического сопла с диаметром 1.2 см и распространяется в спутном потоке окислителя при конечной скорости химической скорости. Распределение скорости в выходном сечении сопла и в спутном потоке, также как начальные (при $x=0$) распределения температуры и концентрации топлива и окислителя, будем считать заданными, равномерными, однородными. Предполагается, что сопло с толщиной $0,5\text{ мм}$ выступает на 1 см к области расчета (рис. 1).

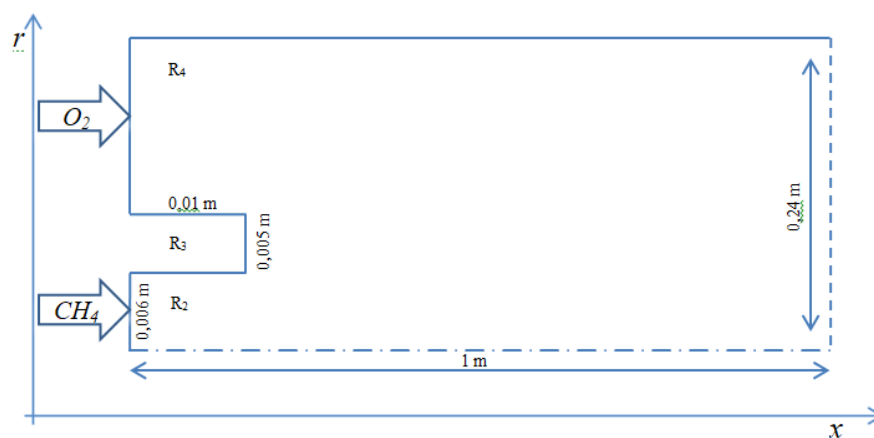


Рис. 1. Схема осесимметричной расчетной области

Параллельно с турбулентным перемешиванием двух течений происходит химическая реакция между взаимодействующими компонентами

– горючего и кислорода из состава воздуха. Постепенно расширяется область перемешивания.

Цель настоящей работы заключается в разработке метода расчета перемешивания, горения и распространения разных составов горючих смесей в цилиндрической камере, которая позволяет провести вычислительный эксперимент для исследования процессов тепло- и массообмена. В первую очередь следует подобрать пригодную модель турбулентности для описания струйного течения с интенсивным химическим превращением.

Математическая модель

Большинство течений по природе своей имеют турбулентный характер и состояние турбулентности при движении среды сильно влияет на такие параметры течения, как перенос импульса, температуры и концентрации веществ в смеси. Общий вид системы уравнений, описывающих турбулентное течение многокомпонентного реагирующего газа, представлен ниже. Система уравнений Навье-Стокса, включающая в себя законы сохранения массы, импульса, концентрации и энергии нестационарного пространственного течения, записана для декартовой системы координат:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_i) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij}) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \\ \frac{\partial \rho \bar{h}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{h}_s}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} - \bar{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho (\bar{u}_i \bar{h}_s - \bar{u}_i \bar{h}_s) \right], \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho c_n) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i c_n) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_{c_n,eff}} \frac{\partial c_n}{\partial x_i} \right) + S_n. \end{cases}$$

Тензор вязких сдвиговых напряжений определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &\equiv \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \delta_{ij}, \quad \tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j, \\ \rho (\bar{u}_i \bar{h}_s - \bar{u}_i \bar{h}_s) &= - \frac{\mu_{SGS} C_p}{Pr_{SGS}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}, \quad S_n = \sum \omega_n, \\ -\overline{\rho u_i' u_j'} &= \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij}; \end{aligned}$$

μ_{eff} представляет суммарную динамическую вязкость,

Данная система замыкается следующими зависимостями:

$$h = c_p T + c_2 h_2^*, \quad c_p = \sum_{n=1}^N c_{pn} c_n$$

В процессе решения задачи для описания турбулентности используются следующие модели турбулентности.

Модель модифицированная $k-\varepsilon$. В отличие от работы [15], здесь для описания турбулентного обмена предлагается использовать модифицированную $k-\varepsilon$ модель [13-16], что способствует более адекватному описанию тепломассообменного процесса:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - 2\rho \varepsilon M_t^2 + S_k, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \\ \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon. \end{cases}$$

Здесь использованы обозначения

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k U^*}{\varepsilon}},$$

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \overline{\Omega}_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi, \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W),$$

$$W = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad S \equiv \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}},$$

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t \partial T}{\text{Pr}_t \partial x_i}, \quad \text{Pr}_t = 1/a_t, \quad a_0 = 1/\text{Pr} = k/\mu c_p, \quad \beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, \quad G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho \text{Pr}_t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i},$$

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}, \quad a = \sqrt{\gamma RT}.$$

Эмпирические константы $k-\varepsilon$ модели принимают стандартные значения: $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_2 = 1.9$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.2$, $A_0 = 4.04$.

Модель Спаларта-Аллмараса. Эта модель относится к классу однопараметрических линейных моделей турбулентности. Здесь появляется только одно дополнительное дифференциальное уравнение для расчета кинематического коэффициента вихревой вязкости. Это низкорейнольдсовая модель турбулентности, которая описывает всю область течения, дается следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = \\ G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\mu + \rho \tilde{\nu} \right) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2\rho} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - C_{w1\rho} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + S_{\tilde{\nu}}. \end{aligned}$$

Турбулентная вихревая вязкость вычисляется по формуле: $\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{\nu 1}$, дополнительные определения даются следующими зависимостями:

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu 1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}, \quad \tilde{S} \equiv S + \frac{\nu}{\kappa^2 d^2} f_{\nu 2}, \quad f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}, \quad S \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}},$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}, \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2},$$

а константы замыкания для модели: $C_{prod} = 2.0$, $C_{b1} = 0.1355$, $C_{b2} = 0.622$,

$$\sigma_{\tilde{\nu}} = \frac{2}{3}, \quad C_{\nu 1} = 7.1, \quad C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_{\tilde{\nu}}}, \quad C_{w2} = 0.3 C_{w3} = 2.0, \quad \kappa = 0.4187.$$

Стандартная модель $k - \varepsilon$.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \\ + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon. \end{cases}$$

Турбулентная вихревая вязкость вычисляется по формуле: $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, константы замыкания для стандартной $k - \varepsilon$ модели: $C_{1\varepsilon} = 1.44$, $C_{2\varepsilon} = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$.

Модель RNG $k - \varepsilon$ [15].

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \\ + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon. \end{cases}$$

Турбулентная вихревая вязкость вычисляется по формуле: $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$, константы замыкания для RNG $k - \varepsilon$ модели: $C_\mu = 0.0845$,

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k}, \quad \eta \equiv Sk / \varepsilon, \quad \eta_0 = 4.38, \quad \beta = 0.012, \quad \eta \approx 3.0, \quad C_{2\varepsilon}^* \approx 2.0, \\ C_{1\varepsilon} = 1.42, \quad C_{2\varepsilon} = 1.68.$$

Модель $k-\omega$ это модель - исторически самая первая высокорейнольдсовская модель с двумя дифференциальными уравнениями [15]. Не содержит членов, отражающих влияние молекулярной вязкости на турбулентность. Сейчас применяется редко.

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \beta^* f_\beta k \omega + S_k, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - \rho \beta f_\beta \omega^2 + S_\omega. \end{aligned} \right.$$

Турбулентная вихревая вязкость вычисляется по формуле: $\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$,

модельные константы определяются как функция $\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$, $\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$,

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \right), \quad \text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad G_k = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} G_k, \quad \alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / R_\omega}{1 + \text{Re}_t / R_\omega} \right), \quad \chi_k \equiv \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \quad \beta^* = \beta_i^* [1 + \zeta^* F(M_t)],$$

константы замыкания для $k-\omega$ модели: $\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$, $R_k = 6$, $\beta_i = 0.072$,

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1, \quad R_\omega = 2.95, \quad \alpha = \alpha_\infty = 1, \quad \beta_i^* = \beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + (\text{Re}_t / R_\beta)^4}{1 + (\text{Re}_t / R_\beta)^4} \right), \quad \zeta^* = 1.5,$$

$$R_\beta = 8, \quad \beta_\infty^* = 0.09, \quad \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{ij} S_{ij}}{(\beta_\infty^* \omega)^3} \right|, \quad \beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right], \quad M_t^2 \equiv \frac{2k}{a^2}, \quad M_{t0} = 0.25$$

$$, \quad a = \sqrt{\gamma RT}, \quad \alpha_\infty^* = 1, \quad \alpha_\infty = 0.52, \quad \alpha_0 = \frac{1}{9}, \quad \beta_\infty^* = 0.09, \quad \beta_i = 0.072, \quad R_\beta = 8, \quad R_k = 6,$$

$$R_\omega = 2.95, \quad \zeta^* = 1.5, \quad M_{t0} = 0.25, \quad \sigma_k = 2.0, \quad \sigma_\omega = 2.0.$$

Система уравнений Навье – Стокса, приведенная к двум нелинейным диффузионным уравнениям, учитывающим флуктуации средней скорости турбулентных потоков, представляет собой семейство моделей $k-\varepsilon$ и $k-\omega$, где k – массовая плотность турбулентной энергии, ε – скорость ее диссипации; ω – скорости диссипации энергии в единице объема и времени. Особенностью данной системы является каскадность ее решения, что наиболее удобно для применения в программных пакетах для моделирования

процессов в цилиндрических координатах.

Здесь и далее u, v – осредненные продольная и поперечная (радиальная) составляющие вектора скорости ($m\ c^{-1}$) в цилиндрических координатах; ρ, T – плотность ($кг\ м^{-3}$) и абсолютная температура (K) газовой смеси; P – гидростатическое давление ($Па$); Pr, Sc_n – турбулентные аналоги чисел Прандтля и Шмидта; C_n – массовая концентрация n -го компонента газа в смеси ($кг\ кг^{-1}$); ω_n – массовая скорость образования или исчезновения n -го компонента газа ($кг\ м^{-3}\ с^{-1}$); $c_p = \sum_{n=1}^N c_{pn} C_n$ и C_{pn} – теплоемкости газовой смеси и n -го компонента при постоянном давлении ($Дж\ кг^{-1}\ K^{-1}$); h_n^* – теплотворная способность n -го компонента ($Дж\ кг^{-1}\ K^{-1}$); ν, ν_t – кинематические коэффициенты ламинарной и турбулентной вязкости ($м^2\ с^{-1}$);

Газовая смесь принимается совершенной, поэтому ее состояние удовлетворяет уравнению Менделеева-Клапейрона :

$$p = \rho R_0 T / m.$$

Модель горения

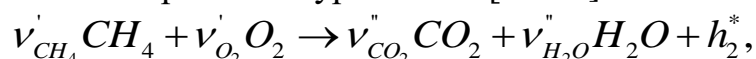
Отдельного внимания заслуживает вопрос моделирования источников в уравнениях энергии и переноса концентраций, связанных с протекающими в процессе горения химическими реакциями

Коэффициент скорости прямой реакции по Аррениусу определяется следующим образом [15-20]:

$$\tilde{\omega}_2 = -A_{fk} n_1 n_2 \exp\left(-\frac{E_k}{R_0 T}\right),$$

где A_{fk} – пред экспоненциальный множитель; E_k – энергия активации.

В качестве горючего газа рассматривается метан, одностадийная кинетика горения которого в воздушной среде задается через стехиометрическое уравнение [17-19]:



где $\nu'_{CH_4} = 1$; $\nu'_{O_2} = 2$; $\nu''_{CO_2} = 1$; $\nu''_{H_2O} = 2$.

Скорость реакции горения метана с кислородом в уравнении сохранения массы горючего, согласно предложениям работ [15] имеет вид:

$$\tilde{\omega}_2 = -A_{r1} \frac{c_1 c_2 \bar{\rho}^2}{u} \exp(-A_{r2} / T),$$

где $A_{r1} = 8.6 \cdot 10^9$, $\frac{E_a}{R} = 18,05 = A_{r2}$.

Алгоритм расчета. Описанные выше уравнения интегрируются методом конечных объемов в пакете ANSYS Fluent. Конвективные и диффузионные потоки рассчитываются со вторым порядком аппроксимации. В связи с тем, что все моделируемые далее задачи квазистационарные, используется первый порядок аппроксимации по времени. Поля скорости и давления связываются алгоритмом PISO. Алгоритмы решения в зависимости от выбранной модели горения обладают отличительными особенностями.

Результаты расчетов

Задача решается в двумерной постановке, цилиндричность учитывается за счет расчетной сетки, построенной в виде сектора. Для упрощения изложения в разделе описания граничных условий здесь и далее параметры приводятся сразу как для flamelet модели, так и для моделей кинетической скорости реакции.

Граничные условия для расчетной области задаются следующим образом [15-20]:

$$r = 0: \frac{\partial F}{\partial r} = 0, F = \{U, T, c_i, k, \varepsilon\}, \mathcal{G} = 0;$$

$$r = R_0: \frac{\partial F}{\partial r} = 0, F = \{T, c_i, k, \varepsilon\}, \mathcal{G} = 0, u = 0;$$

$$x = 0: r < R_2: \mathcal{G} = 0, u = 82 \text{ m/s}, T = 300 \text{ K}, c_2 = 1;$$

$$x = 0: R_2 < r < R_3: \frac{\partial F}{\partial x} = 0, F = \{T, c_i, k, \varepsilon\}, u = \mathcal{G} = 0;$$

$$x = 0: R_3 < x < R_4: \mathcal{G} = 0, u = 0.6 \text{ m/s}, T = 300 \text{ K}, c = 1.$$

Расчетная сетка сгущается по в логарифмическом виде. Сеточная сходимость исследовалась на различных конечно-объемных сетках с неравномерным шагом: $30 \times 100 \times 1$ (№1), $50 \times 160 \times 1$ (№2), $60 \times 200 \times 1$ (№3). Существенные отличия количественного характера в результатах наблюдаются при расчетах по сеткам №1 и №2. Однако, при расчетах по сеткам №2 и №3 различия в распределении параметров малы. Поэтому основные расчеты проводятся на сетке $50 \times 160 \times 1$.

Ниже проведено сравнения результатов расчета по представленным моделям турбулентности с экспериментальными данными из [15]

На рис. 2 представлены кривые осевой температуры газовой смеси, а на рис. 3 массовая концентрация компоненты горения CO_2 . Как видно из рисунков, модифицированная $k-\varepsilon$ модель турбулентности дает близкие к эксперименту результаты.

На рис. 4 приведено осевое распределение продольной скорости. Скачкообразное изменение скорости в начале расчетной области обусловлено наличием выступа сопла.

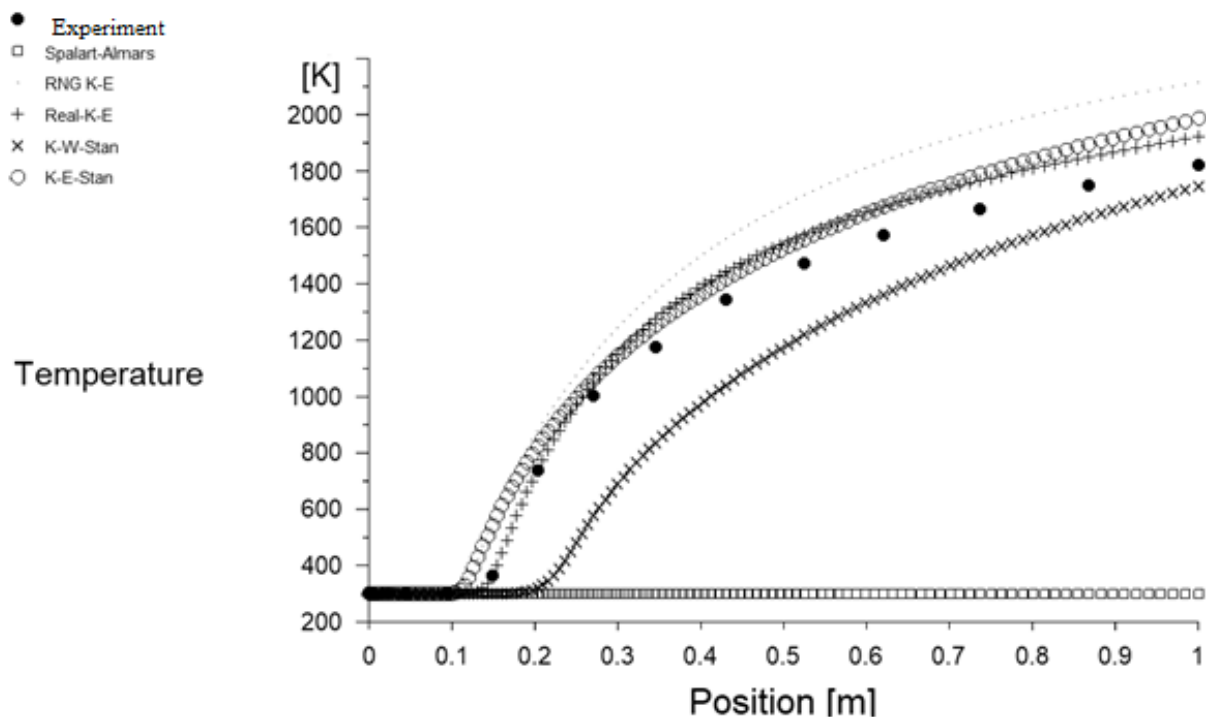


Рис. 2. Осевой температуры

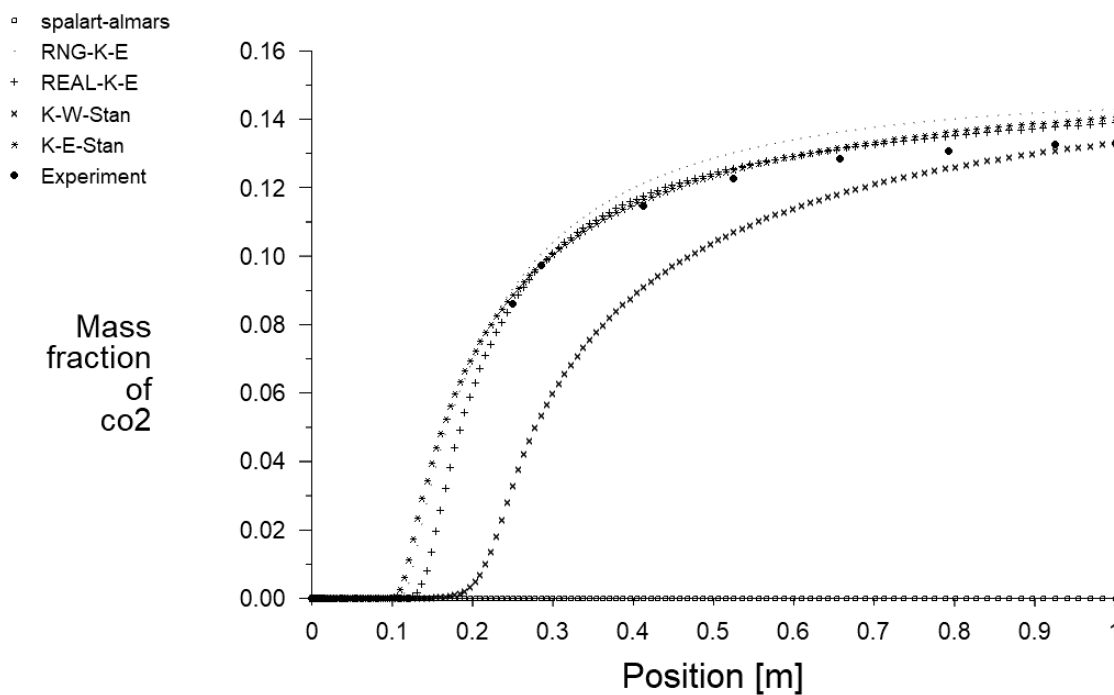


Рис. 3. Массовая концентрация компоненты горения CO₂

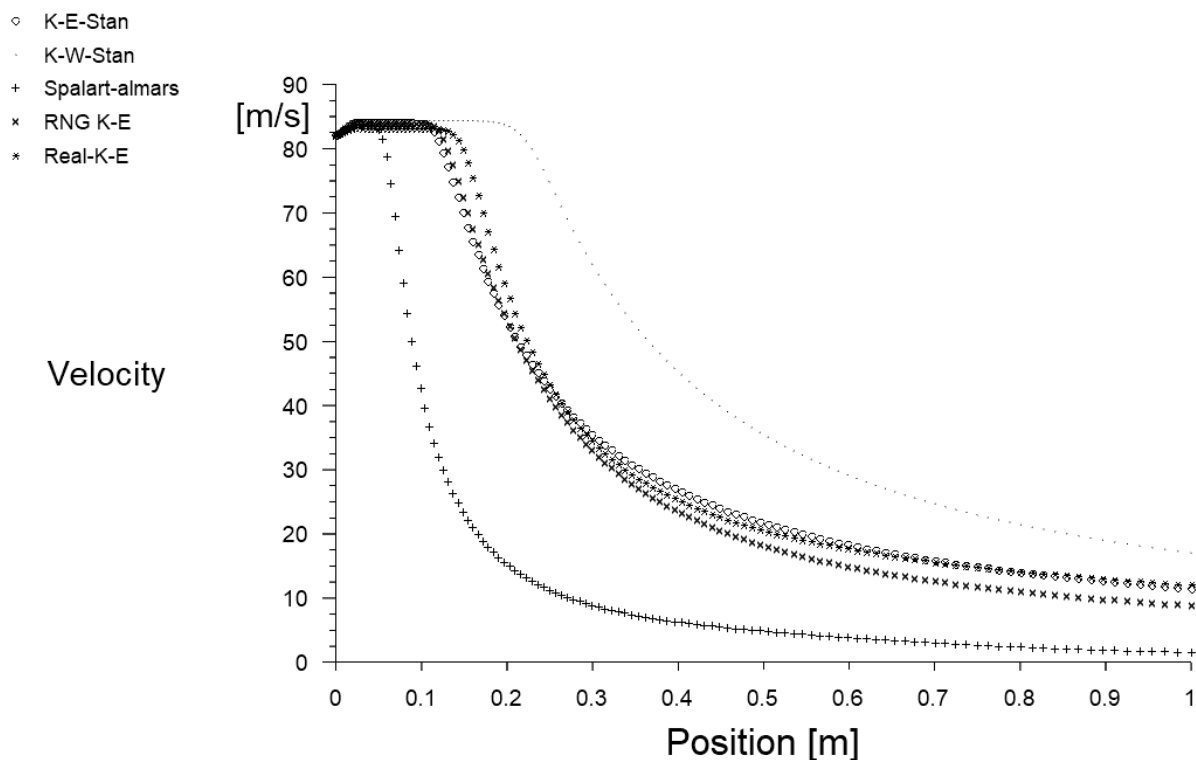


Рис. 4. приведено осевое распределение продольной скорости

Заключение. Полученные результаты в статье демонстрируют возможность применения программного комплекса ANSYS Fluent для проведения эффективного расчета процесса горения газа в энергетическом котле. Так, по результатам сравнительного анализа экспериментальных и программа пакета пяти моделей турбулентности расчетных значений осевая температура и концентрации углекислого газа, представленных на рис. 2 и рис. 3, можно отметить, что максимальная разность между значениями математического моделирования и эксперимента не превышает 10 % [15].

Анализируя результаты, можно заметить, что модифицированная $k-\varepsilon$ модель более качественно совпадает с экспериментом нежели, чем остальные четыре модели турбулентности.

Литература

1. Vulis L. A., Ershin Sh. A., Yarin L. P., 1968. Osnovy teorii gazovogo fakela [Fundamentals of the Gas Torch Theory]. L.: Energiya, 203 p. (In Russian)
2. Abramovich G. N., Girshovich T. A., Krasheninnikov A. S., 1984 Teoriya turbulentnykh struy. - [The theory of turbulent jets]. M.: 716 p.
3. Tsuji H., Yamaoka I. The structure of counterflow diffusion flames in the forward stagnation region of a porous cylinder // Proc. Combust. Ins., 1969. V 12. P.997-1005.
4. Barlow R.S., Karpets A.N., Frank J.H., Chien J.Y. Scalar profiles and NO formation in laminar opposed-flow partially premixed methane/air flames // Combustion and flame, 2001. V 127. P. 2102-2118.
5. Peters, N. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. *Int. Symp. Combust.* 1988, 21, 1231–1250.

6. Mitchell R.R., Sarofim A.F., Clomburg L.A. Experimental and numerical investigation of confined laminar diffusion flames // *Combustion and flame*. 1980, V 37. P. 227-244
7. Spalart, P.R. Strategies for turbulence modelling and simulations. *Int. J. Heat Fluid Flow* 2000, 21, 252–263.
8. Sivathanu, Y.R.; Faeth, G.M. Generalized state relationships for scalar properties in nonpremixed hydrocarbon/air flames. *Combust. Flame* 1990, 82, 211–230.
9. Peters, N. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. *Int. Symp. Combust.* 1988, 21, 1231–1250.