

УДК 536.46

Моделирование турбулентных реагирующих течений в топочных устройствах

Г.А. Камалова¹, В.Е. Мессерле², А.Ж. Найманова¹, А.Б. Устименко²

¹*Институт математики МОН РК, Алматы, Казахстан*

²*Институт проблем горения, Алматы, Казахстан*

На основе уравнений для многокомпонентных турбулентных реагирующих газовых смесей численно моделируется пространственное горение турбулентных струй в топочных устройствах. Получены зависимости влияния скорости вторичного воздуха и состава газовых компонентов на конфигурацию факела при диффузионном процессе горения. Выявлено влияние режимных параметров на увеличение размеров факела, возникающее при взаимодействии вторичного воздуха с газовыми компонентами.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к трехмерным течениям турбулентных реагирующих газовых смесей обусловлен тем, что эти процессы имеют широкое применение в теплотехнике, при использовании топочных и печных устройств, в химических технологиях и охране окружающей среды от загрязнения промышленными выбросами.

Изучение процессов перемешивания и горения в различных топливосжигающих устройствах, включающее определение полей температуры, скоростей, концентраций компонентов с учетом кинетики процесса, определение формы факела, границы зоны смешения и характера течения являются весьма сложными как для экспериментального исследования, так и в плане математического моделирования.

Проблемы горения однородной газозооушной смеси достаточно подробно изложены в ряде работ [1–9], наиболее известные модели диффузионного турбулентного горения представлены в [1–5]. Обширный обзор работ, посвященных течению реагирующих газовых смесей, приведен в [6]. Вопросы численного моделирования турбулентного факела рассматривались в [7, 8]. В этих работах, в основном, моделируются задачи в двумерной постановке с использованием приближения пограничного слоя и параболизированных уравнений Навье–Стокса. Процессы горения газовых смесей, протекающие в устройствах сложной конфигурации, в которых область является ограниченной, требуют использования уравнений Навье–Стокса, замкнутых той или иной моделью турбулентности. Следует отметить работу [9], где на основе осредненных уравнений Навье–Стокса моделируется трехмерное турбулентное течение реагирующих газовых смесей в топочном устройстве. Здесь приведены тестовые расчеты, но влияние таких режимных параметров, как скорость, температура газовых смесей и вторичного воздуха, на процесс горения не изучено.

Целью настоящей работы является численное моделирование горения газоз-воздушной смеси в топочных устройствах. Для описания турбулентных течений с химическими реакциями используется система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, дополненных соответствующими источниковыми членами химической кинетики.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается горение турбулентной струи газовой смеси (CH_4 , CO , C_2H_2 , H_2 , N_2), истекающей из сопла в топочное устройство (рис. 1). При этом исходные уравнения многокомпонентной реагирующей газовой смеси турбулентного течения имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla(\rho_m \bar{u}) = \nabla \left[\rho D \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_m^c, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} \bar{u}) = \nabla \sigma(\bar{u}) - \frac{1}{\lambda^2} \nabla P - \nabla \left(\frac{2}{3} \rho k \right) + \rho \bar{g}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} I) = \nabla \bar{J} - P \nabla \bar{u} - \rho \varepsilon + \dot{Q}^c, \quad (4)$$

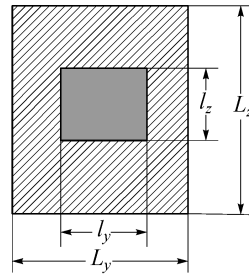
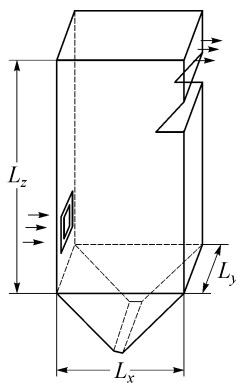
$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} k) = \nabla \left[\left(\frac{\mu}{\text{Pr}_k} \right) \nabla k \right] - \frac{2}{3} \rho k \nabla \bar{u} + \sigma : \nabla \bar{u} - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u} \varepsilon) = \nabla \left[\left(\frac{\mu}{\text{Pr}_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] - \left(\frac{2}{3} c_{\varepsilon_1} - c_{\varepsilon_3} \right) \rho \varepsilon \nabla \bar{u} + \frac{\varepsilon}{k} \left[c_{\varepsilon_1} \sigma : \nabla \bar{u} - c_{\varepsilon_2} \rho \varepsilon \right], \quad (6)$$

$$P = R_0 T \sum_m \left(\frac{\rho_m}{W_m} \right) \quad (7)$$

$$I(T) = \sum_m \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) I_m(T), \quad I_m(T) = h_m(T) - \frac{R_0 T}{W_m}, \quad (8)$$

$$c_p(T) = \sum_m \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) c_{pm}(T). \quad (9)$$



Здесь $\bar{J} = -K \nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla \left(\frac{\rho_m}{\rho} \right) -$
 вектор теплового потока, $K = \frac{\mu c_p}{\text{Pr}}$ —
 коэффициент теплопроводности,
 $D = \frac{\mu}{\rho S c}$ — коэффициент диффузии,

Рис. 1. Схема топочного устройства и амбразуры горелки (м).

$\sigma(\bar{u}) = \mu \left[\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T \right] - \frac{2}{3} \mu \nabla \bar{u} \bar{E}$ — тензор вязких напряжений,
 $\mu = \mu_{air} + \rho c_\mu k^2 / \varepsilon$ — коэффициент вязкости, \bar{E} — единичная матрица,
 $\mu_{air} = \frac{A_1 T^{3/2}}{A_2 + T}$ — коэффициент вязкости для воздуха, t — время, ρ_m — парциальная плотность m -компонента, $\bar{u} = (u, v, w)$ — компоненты скоростей газа, ρ — плотность смеси, P — давление, I — удельная внутренняя энергия, k — кинетическая энергия турбулентности, ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, T — температура газа, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, W_m — молекулярный вес m -компонента, \bar{g} — сила тяжести, $c_{pm}(T)$, $h_m(T)$ — удельная теплоемкость при постоянном давлении и энтальпия m -компонента, определенные из таблицы JANAF.

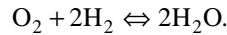
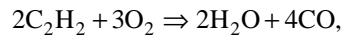
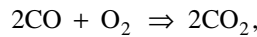
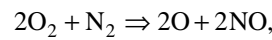
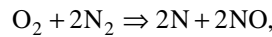
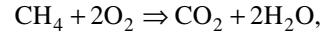
Дополнительные члены в уравнениях (2), (4), обусловленные скоростями химических реакций, имеют вид:

$$\dot{\rho}_m^c = W_m \sum_r (b_{mr} - a_{mr}) \dot{\omega}_r, \quad \dot{Q}^c = \sum_r \sum_m (a_{mr} - b_{mr}) (\Delta h_f^0)_m \dot{\omega}_r,$$

где a_{mr}, b_{mr} — стехиометрические коэффициенты, $(\Delta h_f^0)_m$ — теплота образования m -компонента, $\dot{\omega}_r$ — скорость химической реакции, индексы: r — число реакции, m — число компонентов.

Для замыкания исходной системы уравнений используется k - ε модель турбулентности, константы которой заданы в соответствии с [12]: $c_\mu = 0,09$, $c_{\varepsilon_1} = 1,44$, $c_{\varepsilon_2} = 1,92$, $c_{\varepsilon_3} = -1,0$, $Pr_k = 1,0$, $Pr_\varepsilon = 1,3$.

Описание химического реагирования газовых компонентов ($\text{CH}_4, \text{C}_2\text{H}_2$) с воздухом проводится на основе следующей химической модели:



Таким образом, используемая в работе модель химически реагирующего газа включает девять компонентов: $\text{CH}_4, \text{N}_2, \text{C}_2\text{H}_2, \text{H}_2, \text{CO}, \text{O}_2, \text{CO}_2, \text{NO}, \text{H}_2\text{O}$.

Соответствующие начальные и граничные условия имеют следующий вид: в начальный момент газ находится в состоянии покоя, задаются плотности компонентов, распределение температуры постоянно, кинетическая энергия турбулентности и масштаб турбулентности ($l = k^{3/2} / \varepsilon$) также постоянны:

$$u = v = w = 0, \quad \rho_m = (\rho_m)_0, \quad T = T_0, \quad k = k_0, \quad l = l_0. \quad (10)$$

На входе исследуемой области:

– внутри сопла — газовая смесь ($\text{CH}_4, \text{N}_2, \text{C}_2\text{H}_2, \text{H}_2, \text{CO}$), $u = u_g, v = 0,$

$$w = 0, \rho_m = (\rho_m)_g, T = T_g, k = k_0, l = l_0, \quad (11)$$

для внешней части сопла — вторичный воздух (O_2, N_2),

$$u = u_{\text{air}}, v = 0, w = 0, \rho_m = (\rho_m)_{\text{air}}, T = T_{\text{air}}, k = k_0, l = l_0.$$

На стенках:

– для поля скорости задается турбулентный закон стенки, тангенциальная компонента скоростей которого определяется логарифмическим профилем [12]

$$\frac{u}{u_*} = \begin{cases} \frac{1}{\kappa} \ln \left(c_{l\omega} (\zeta)^{7/8} \right) + B, & \text{если } \zeta > R_c, \\ (\zeta)^{1/2}, & \text{если } \zeta \leq R_c, \end{cases} \quad (12)$$

где $\frac{\rho u u_*}{\mu_{\text{air}}(T)} = c_{l\omega} \zeta^{7/8}$, $\zeta = \frac{\rho u y}{\mu_{\text{air}}(T)}$, $B = R_c^{1/2} - 1/\kappa \ln(c_{l\omega} R_c^{7/8})$, $R_c = 122$ — число

Рейнольдса определяет границу между логарифмической областью и ламинарным подслоем, κ — константа Кармана, y — расстояние от твердой стенки до ближайшего узла, u_* — динамическая скорость;

$$\sigma_\omega(\bar{u}) - (\sigma_\omega(\bar{u}) \cdot \bar{n}) \bar{n} = \rho (u_*)^2 \left(\frac{\bar{u} - \omega_{\text{wall}} \bar{k}}{|\bar{u} - \omega_{\text{wall}} \bar{k}|} \right);$$

– для поля температуры:

$$\frac{J_w}{\rho u_* c_p (T - T_w)} = \begin{cases} 1 / \left(\text{Pr}_l \frac{u}{u_*} \right), & \text{если } \zeta \leq R_c, \\ 1 / \left\{ \text{Pr} \left[\frac{u}{u_*} + \left(\frac{\text{Pr}_l}{\text{Pr}} - 1 \right) R_c^{1/2} \right] \right\}, & \text{если } \zeta > R_c, \end{cases} \quad (13)$$

где T_w — температура стенки, Pr — число Прандтля, Pr_l — число Прандтля ламинарного подслоя.

Для кинетической энергии турбулентности, концентраций компонентов газа выполняется условие отсутствия потока через стенку

$$\frac{\partial k}{\partial \bar{n}} = \frac{\partial \rho_m}{\partial \bar{n}} = 0. \quad (14)$$

Связь между кинетической энергией турбулентности и скоростью ее диссипации задается в форме

$$\varepsilon = c_{\mu_\varepsilon} \frac{k^{3/2}}{y}, \quad c_{\mu_\varepsilon} = \left[\frac{c_\mu}{\text{Pr}_\varepsilon (c_{\varepsilon_2} - c_{\varepsilon_1})} \right]^{1/2}.$$

На выходе задаются мягкие граничные условия:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = 0, \quad f = (\bar{u}, \rho_m, k, l). \quad (15)$$

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для исключения трудностей, связанных с численным решением уравнений Навье–Стокса для существенно дозвуковых течений, по аналогии с (11)–(13) используется метод PGS (Pressure Gradient Scaling — масштабирование градиента давления), в котором давление представляется в виде суммы давлений — среднего \bar{P} и динамического P' :

$$P(\vec{r}, t) = \bar{P}(t) + P'(\vec{r}, t), \quad \bar{P}(t) = \frac{1}{V} \int_V P(\vec{r}, t) d\vec{r}.$$

Далее, для некоторого диапазона параметра λ записывается $\hat{P} = \bar{P} + \lambda^2 P'$. Поскольку возмущение P' является малым, будет малым и $\lambda^2 P'$ при условии, что λ^2 не слишком большой. Тогда связь между P и \hat{P} имеет вид $P = \bar{P} \left(1 - \frac{1}{\lambda^2}\right) + \frac{\hat{P}}{\lambda^2} \left(\nabla P = \nabla P' \approx \frac{1}{\lambda^2} \nabla \hat{P}\right)$, и уравнения, в которых присутствует давление, примет вид (шапочка над градиентом давления для удобства записи опущена):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} \vec{u}) &= \nabla \sigma(\vec{u}) - \frac{1}{\lambda^2} \nabla P - \nabla \left(\frac{2}{3} \rho k \right) + \rho \vec{g}, \\ \frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} I) &= \nabla \vec{J} - P \nabla \vec{u} - \rho \varepsilon + \dot{Q}^c, \end{aligned} \quad (16)$$

$$P = R_0 T \sum_m \left(\frac{\rho_m}{W_m} \right).$$

Как видно, в преобразованной системе уравнений (16) акустические волны частично присутствуют, т. е. по существу искусственно повышается их амплитуда (а именно: число Маха увеличивается в λ раз). В работе [11] показано, что величина λ^2 соответствует квадрату числа Маха M , т. е. $\lambda^2 \approx M^2$.

Тогда дискретизация исходных дифференциальных уравнений (1)–(9) с учетом (16) осуществляется методом контрольного объема [14], при расчете которого используется интегральная форма исходных уравнений. Отметим, что для уравнений термодинамических величин P , ρ_m , I , T , k , ε интегрирование производится по контрольному объему V , ограниченному замкнутой поверхностью A_α с гранями α (рис. 2, а), для уравнения количества движения — по объему V , ограниченному замкнутой поверхностью A'_β с гранями β (рис. 2, б).

Полученные при дискретизации конечно-разностные уравнения решаются трехэтапной схемой расщепления по физическим процессам.

Этап А. На этом этапе уравнения с источниками кинетических членов решаются явным образом:

$$\frac{(\rho_m)_ijk^A - (\rho_m)_ijk^n}{\Delta t} = (\dot{\rho}_m^c)_{ijk}, \quad (17)$$

$$\frac{(M'_{ijk})^A \vec{u}_{ijk}^A - (M'_{ijk})^n \vec{u}_{ijk}^n}{\Delta t} = \vec{g}_{ijk} (M'_{ijk})^n, \quad (18)$$

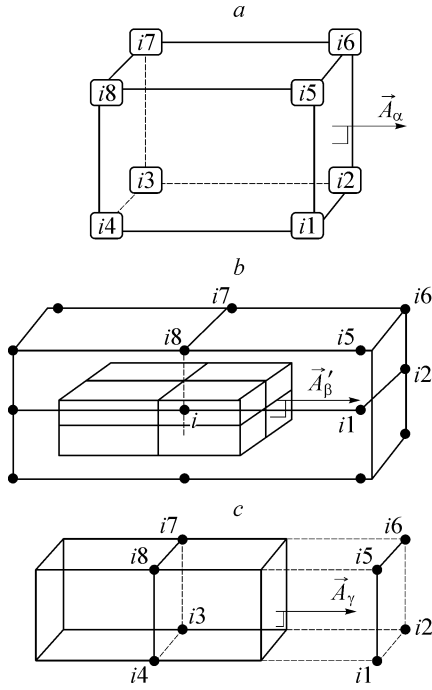


Рис. 2. Контрольные объемы вычислительных ячеек: основной ячейки с поверхностями A_α (a), ячейки количества движения с поверхностями A'_β (b).

$$\frac{\rho_{ijk}^A I_{ijk}^A - \rho_{ijk}^n I_{ijk}^n}{\Delta t} = \dot{Q}_{ijk}^c, \quad (19)$$

где \bar{g}_{ijk} — сила тяжести, $M'_{ijk} = \rho_{ijk} V'_{ijk}$ — масса ячейки количества движения. Скорость химических реакций определяется аналогично [12].

Этап В. Определяются промежуточные значения искомых величин с учетом диффузии, поля давления, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации:

$$V_{ijk}^n \frac{(\rho_m)^B_{ijk} - (\rho_m)^A_{ijk}}{\Delta t} =$$

$$= \sum_{\alpha} (\rho D)_{\alpha} \nabla \left[\Phi_D Y_m^B + (1 - \Phi_D) Y_m^A \right]_{\alpha} \bar{A}_{\alpha}^n, \quad (20)$$

$$(M')_{ijk}^B \frac{\bar{u}_{ijk}^B - \bar{u}_{ijk}^A}{\Delta t} = \sum_{\beta} \left[\Phi_D \sigma(\bar{u}^B) + (1 - \Phi_D) \sigma(\bar{u}^n) \right]_{\beta} (\bar{A}')_{\beta}^n - \frac{1}{(\lambda^n)^2} \sum_{\beta} \left[\Phi_p P^B + (1 - \Phi_p) P^n \right]_{\beta} (\bar{A}')_{\beta}^n - \sum_{\beta} \frac{2}{3} \rho_{\beta}^A k_{\beta}^A (\bar{A}')_{\beta}^n, \quad (21)$$

$$M_{ijk}^B \frac{I_{ijk}^B - I_{ijk}^A}{\Delta t} = \sum_{\alpha} K_{\alpha}^n \nabla \left[\Phi_D T^B + (1 - \Phi_D) \bar{T} \right]_{\alpha} \bar{A}_{\alpha}^n + \sum_{\alpha} (\rho D)_{\alpha} \left\{ \sum_m h_m(T_{\alpha}^n) \nabla \left[\Phi_D Y_m^B + (1 - \Phi_D) Y_m^A \right]_{\alpha} \right\} \bar{A}_{\alpha}^n + \frac{P_{ijk}^B + P_{ijk}^n}{2 \rho_{ijk}^B} \frac{\rho_{ijk}^B - \rho_{ijk}^n}{\Delta t} V_{ijk}^n + \rho_{ijk}^A V_{ijk}^n \varepsilon_{ijk}^A, \quad (22)$$

$$P_{ijk}^B = \frac{\rho_{ijk}^A V_{ijk}^n}{V_{ijk}^B} \left[\sum_m \frac{(Y_m)^B}{W_m} \right] R_0 T_{ijk}^B, \quad (23)$$

$$M_{ijk}^B \frac{k_{ijk}^B - k_{ijk}^A}{\Delta t} = \sum_{\alpha} \frac{\mu_{\alpha}^n}{Pr_k} \nabla \left[\Phi_D k^B + (1 - \Phi_D) k^A \right]_{\alpha} \bar{A}_{\alpha}^n - \frac{2}{3} k_{ijk}^A \frac{\rho_{ijk}^B - \rho_{ijk}^n}{\Delta t} V_{ijk}^n + V_{ijk}^n \left[\Phi_D \sigma(\bar{u}^B) : \nabla \bar{u}^B + (1 - \Phi_D) \sigma(\bar{u}^n) : \nabla \bar{u}^n \right]_{ijk} - \rho_{ijk}^A V_{ijk}^n \frac{\varepsilon_{ijk}^n}{k_{ijk}^n} k_{ijk}^B, \quad (24)$$

$$M_{ijk}^B \frac{\varepsilon_{ijk}^B - \varepsilon_{ijk}^A}{\Delta t} = \sum_{\alpha} \frac{\mu_{\alpha}^n}{Pr_{\varepsilon}} \nabla \left[\Phi_D \varepsilon^B + (1 - \Phi_D) \varepsilon^A \right]_{\alpha} \bar{A}_{\alpha}^n - \left(\frac{2}{3} c_{\varepsilon_1} - c_{\varepsilon_3} \right) \varepsilon_{ijk}^A \frac{\rho_{ijk}^B - \rho_{ijk}^n}{\Delta t} V_{ijk}^n +$$

$$+ c_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_{ijk}^n}{k_{ijk}^n} V_{ijk}^n \left[\Phi_D \sigma(\bar{u}^B) : \nabla \bar{u}^B + (1 - \Phi_D) \sigma(\bar{u}^n) : \nabla \bar{u}^n \right]_{ijk} - c_{\varepsilon_2} \rho_{ijk}^A V_{ijk}^n \frac{\varepsilon_{ijk}^n}{k_{ijk}^n} \varepsilon_{ijk}^B, \quad (25)$$

где Φ_p, Φ_D — параметры невязности (меняются от 0 до 1), $M_{ijk}^B = \rho_{ijk}^B A_{ijk}^n$ — масса основной ячейки, $(Y_m)_{ijk}^B = (\rho_m)_{ijk}^B / \rho_{ijk}^B$ — массовая концентрация m -компоненты.

Система уравнений (20)–(23) решается итерационно, методом сопряженных разностей [15]. Алгоритм данного этапа следующий:

- 1) уравнение (20) вычисляется методом сопряженных разностей;
- 2) задается предиктор давления путем экстраполяции по значениям, уже известным на двух предыдущих слоях;
- 3) решаются уравнения количества движения (21) для предиктор-скоростей;
- 4) вычисляется предиктор температуры из (22) в предположении постоянства удельной теплоемкости на данном этапе;
- 5) определяется плотность смеси и решается уравнение для корректора давления, полученное путем подстановки предиктор температуры в (23);
- 6) проверяется условие сходимости для давлений, при невыполнении которого осуществляется возврат к пункту 3, и повторяется вся процедура до тех пор, пока не будет получено сходящееся решение;
- 7) решаются уравнения кинетической энергии турбулентности (24) и ее диссипации (25) методом сопряженных разностей.

Этап С. Вычисляется конвективный перенос рассматриваемых величин с использованием схемы с донорными ячейками [10, 14].

Уравнения с конвективными членами решаются явным образом в следующем виде:

$$(Q)_{ijk}^v V_{ijk}^n = (Q)_{ijk}^{v-1} V_{ijk}^n - \Delta t_c \sum_{\alpha} (Q)_{\alpha}^{v-1} \bar{u}_{\alpha}^{\beta} A_{\alpha}^n, \quad (26)$$

где $Q = \rho_m, \rho l, \rho k, \rho l$ и $\rho \vec{u}$.

Начальными условиями служат их конечные значения из этапа В.

После завершения всех конвективных циклов окончательное значение величин устанавливается равным их значениям на $n + 1$ слое.

С использованием окончательных значений энергии и плотности масс определяются поле температуры из выражения (8) и поле давления из выражения (27)

$$P_{ijk}^{n+1} = R_0 T_{ijk}^{n+1} \sum_m (\rho_m)_{ijk}^{n+1} / W_m. \quad (27)$$

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для решения поставленной задачи использовалась расчетная сетка $41 \times 41 \times 76$. Для расчета на основе KIVA-II был разработан программный комплекс PFS-CFD (Plasma-Fuel System — Computational Fluid Dynamics) для решения задачи моделирования процессов горения в топочных устройствах. Выбор шага по времени Δt осуществляется выбором минимального из критериев устойчивости явной части выражений для диффузии Δt_{dif} и для химических реакций Δt_{ch} , значения которых определены и приведены в работе [10], $\Delta t \leq \min(\Delta t_{dif}, \Delta t_{ch})$. А шаг по времени для

Таблица 1

Массовые концентрации Y_m газовых компонентов на входе топки, кг/кг

Вариант	Газовые компоненты					
	CH ₄	C ₂ H ₂	CO	H ₂	N ₂	CO ₂
1	0,024	0,041	0,411	0,017	0,421	0,086
2	0,024	0,041	0,411	0,017	0,507	–
3	0,11	0,041	0,411	0,017	0,421	–

этапа С (конвекции) $\Delta t_c = \Delta t / NS$ должен удовлетворять условию Куранта, где NS — число конвективных циклов.

Высота топочного устройства $L_z = 3,5$ м, ширина $L_x = 1$ м, глубина $L_y = 0,5$ м. Размеры прямоугольного отверстия следующие: для газовых компонентов (внутреннее) $l_z = 0,14$ м, $l_y = 0,09$ м, для вторичного воздуха (внешнее) $L_z = 0,33$ м, $L_y = 0,26$ м. Выбор параметра λ осуществлен аналогично [10].

Начальная кинетическая энергия турбулентности $k_0 = 0,036 \text{ м}^2 / \text{сек}^2$, масштаб длины $l_0 = 0,1$ м. Состав газовой смеси, истекающей из сопла прямоугольной формы, приведен в табл. 1. Далее приведены результаты расчетов для варианта 1.

На рис. 3, 4 ($u_g = u_{\text{air}} = 10$ м/сек, $T_g = 704$ К, $T_{\text{air}} = 298$ К) показаны результаты сравнения полей векторов скоростей, температуры в плоскости симметрии вдуваемой струи с расчетами, проведенными по программному комплексу CINAR ICE [16]. Из картины векторов скоростей (рис. 3, *a–3, b*) видно, что как в данных расчетах, так и по CINAR ICE выше и ниже по течению от щели формируются вихри со значительными размерами в верхней части. При этом ось струи смещается к центру топки и при приближении потока к аэродинамическому выступу постепенно сдвигается к внутренней стенке, после чего устремляется к выходу. В горизонтальном сечении XOY топки струя раздваивается и образует две симметричные зоны

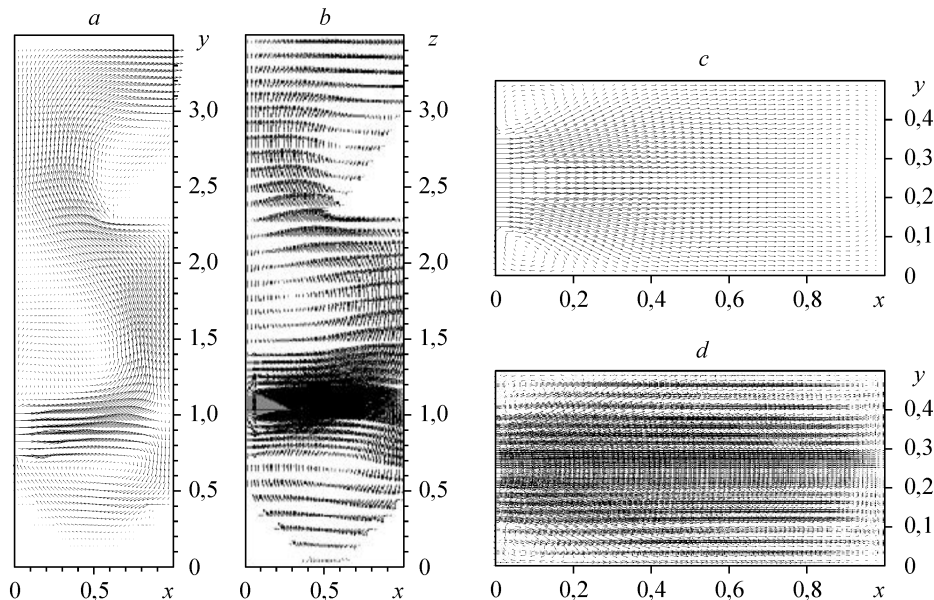


Рис. 3. Поле вектора скорости в вертикальной и горизонтальной плоскостях симметрии струи, м/с, настоящая работа (*a, c*), расчеты по CINAR ICE (*b, d*).

с различными направлениями вращения (см. рис. 3, *c*), что подтверждается расчетами по программе CINAR ICE (см. рис. 3, *d*). Таким образом, как следует из рисунков, наблюдается удовлетворительное согласование поля векторов скоростей.

Из картины распределения температур (рис. 4) отчетливо прослеживаются зоны горения с максимальными температурами в центральной части устройства. Видно, что в картине поля температуры начальный участок по программе CINAR ICE (рис. 4, *b* и *d*) меньше, чем по настоящему расчету (рис. 4, *a* и *c*). Очевидно, данное расхождение объясняется тем, что кинетика горения в программном комплексе CINAR ICE описывается посредством так называемой быстрой кинетики.

Для исследования влияния скорости вдува вторичного воздуха на процесс горения был произведен численный расчет с параметром сплутности $1 \leq m_u \leq 3$, где

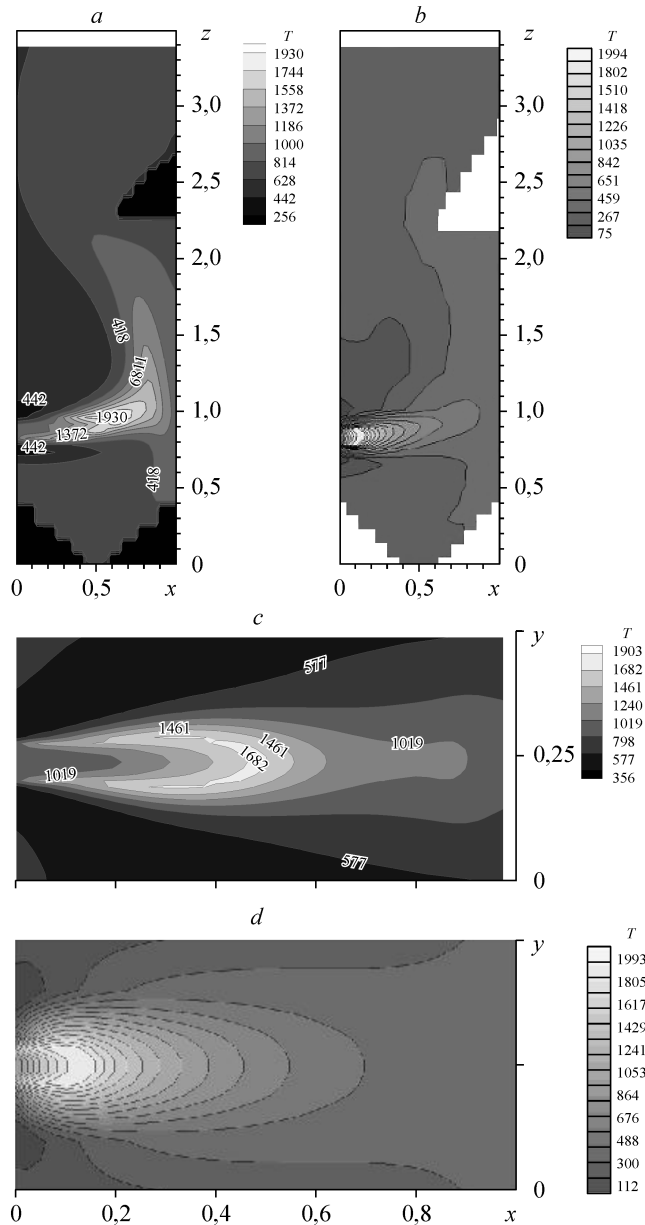


Рис. 4. Поле температуры в вертикальной и горизонтальной плоскостях симметрии струи, К, настоящая работа (*a*, *c*), расчеты по CINAR ICE (*b*, *d*).

$m_u = u_{\text{air}}/u_g$. Как видно из распределения температур (рис. 5, $u_{\text{air}} = 20$ м/сек и $u_{\text{air}} = 30$ м/сек), при увеличении параметра спутности m_u до двух наблюдается рост длины факела (сравни рис. 4, *a*, и *c* с рис. 5, *a* и *b*), дальнейшее увеличение $2 \leq m_u \leq 3$ не приводит к его заметному росту (рис. 5, *c* и *d*). При этом зависимость максимальной температуры факела T_{max} от параметра спутности m_u представлена в табл. 2. Этот результат хорошо согласуется с газодинамическими расчетами турбулентного газового факела на основе теории турбулентных струй [8, 17]. Картина полей векторов скоростей приведена на рисунке (рис. 6, *a*, *b*).

Зависимость фронта пламени от исходной концентрации газовых компонентов приведена на рис. 7, 8. Газовая смесь разбавлена инертным газом N_2 в соотношениях, показанных в табл. 1. Подача меньшего количества CH_4 приводит к задержке

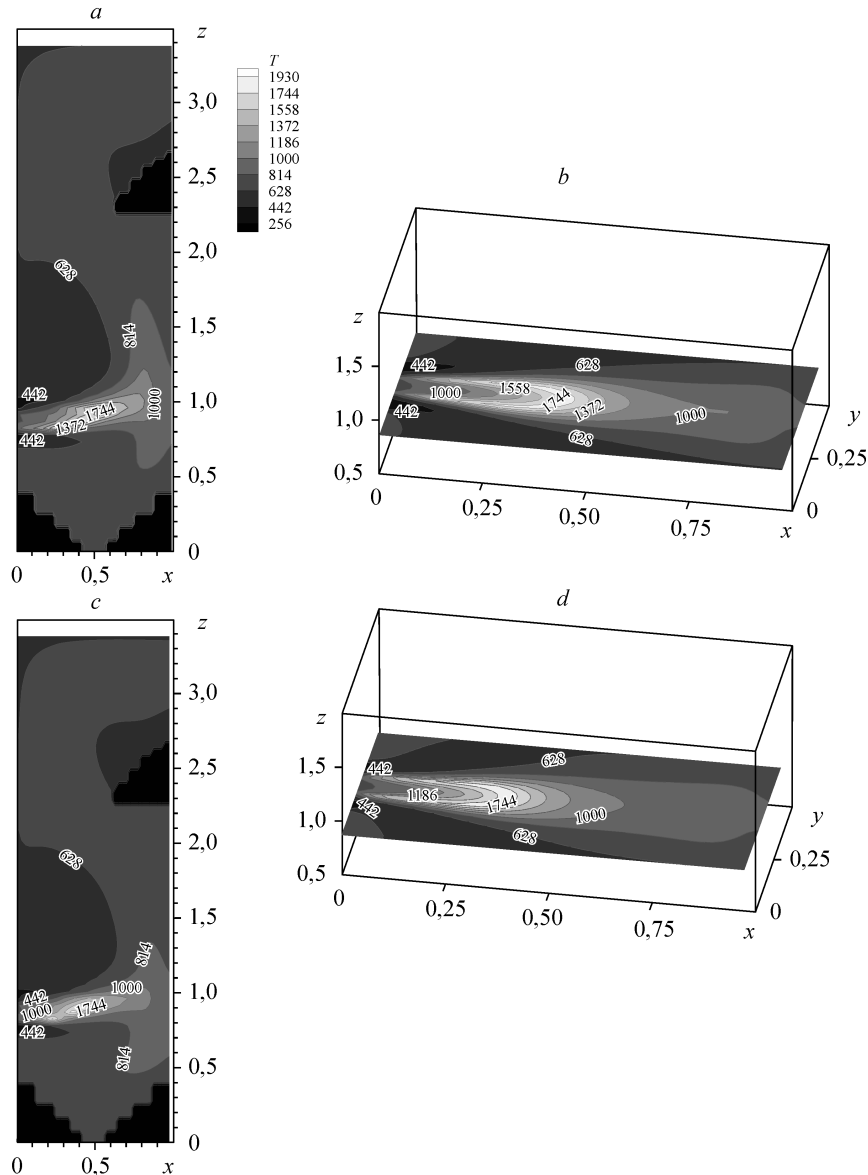


Рис. 5. Поле температуры в вертикальной и горизонтальной плоскостях симметрии струи, К, $m_u = 2$ (*a*, *b*), 3 (*c*, *d*).

Таблица 2

Зависимость максимальной температуры факела T_{\max} от параметра сплутности m_u , К

Параметр сплутности m_u	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5
Максимальная температура факела T_{\max} , К	1946	1902	1914	1842	1858	1870	1882

воспламенения (рис. 7, *a*, вариант 2, см. табл. 1), в то время как его увеличение в газовой струе расширяет зону горения (рис. 7, *b*, вариант 3, см. табл. 1). Соответственно увеличивается концентрация конечного продукта горения CO_2 (рис. 8, *a, b*). Например, когда концентрация метана в газовой смеси составляет 11 %, максимальное значение концентрации двуокиси углерода достигает $Y_{\text{CO}_2} = 0,08$ кг/кг, а для 2,4-процентной концентрации — $Y_{\text{CO}_2} = 0,03$ кг/кг.

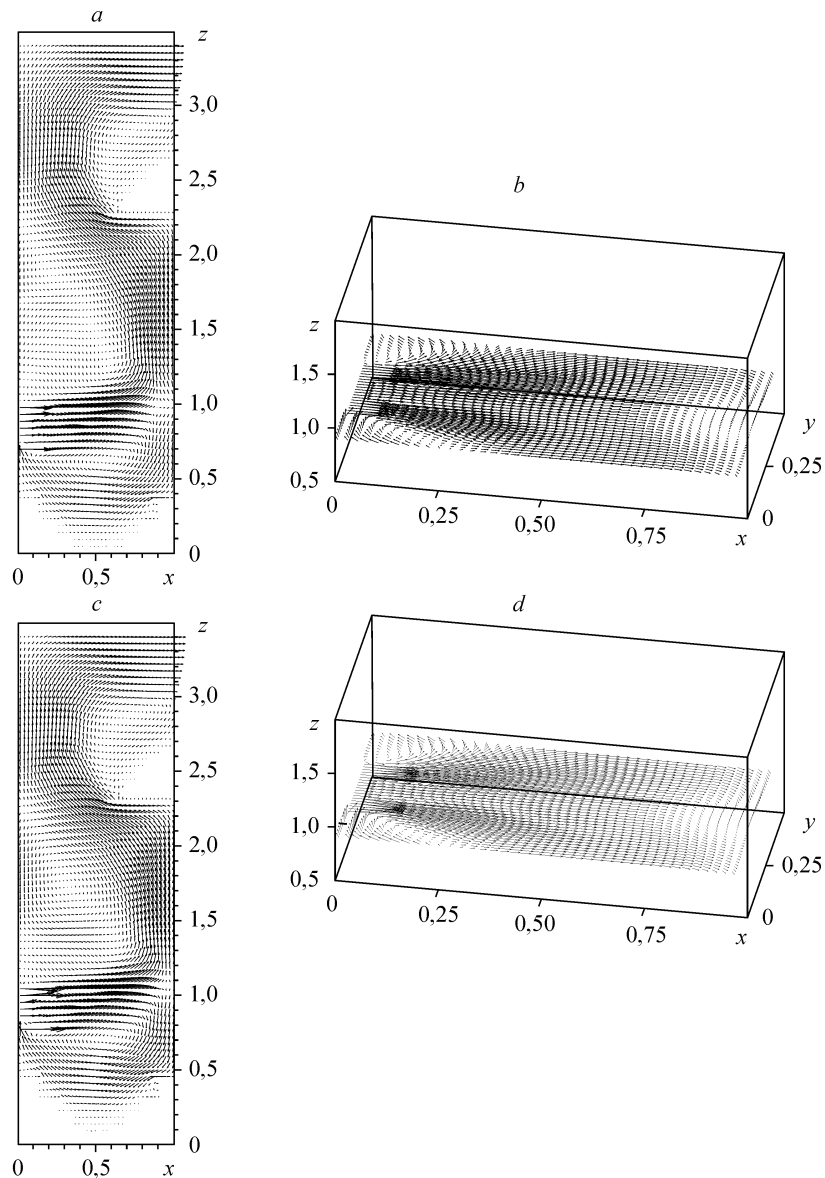


Рис. 6. Поле вектора скорости в вертикальной плоскости симметрии струи, м/с, $m_u = 2$ (*a, b*), 3 (*c, d*).

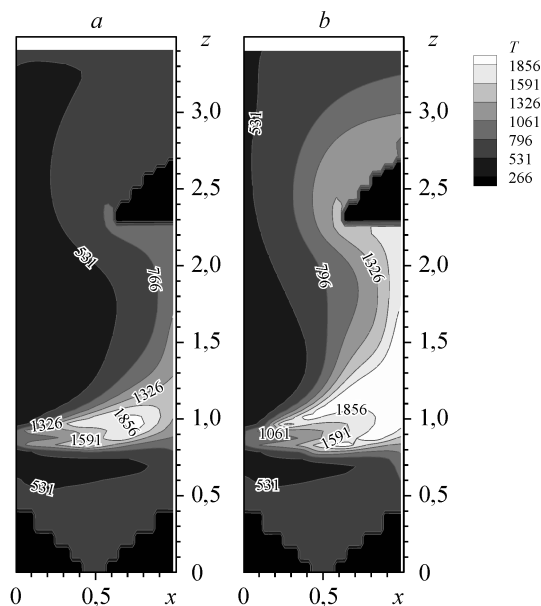


Рис. 7. Поле температуры в вертикальной плоскости симметрии струи, К.
Варианты: 2 (а), 3 (б).

На основании проведенных численных экспериментов можно сделать следующие заключения:

- разработанная численная модель течения реагирующих газовых смесей позволяет моделировать пространственное горение газоздушных смесей,
- определено влияние скорости вторичного воздуха и состава газовых смесей на процесс горения, т. е. установлено, что для параметра спутности в пределах $1 \leq m_u < 2$ факел удлиняется, увеличение параметра спутности до трех укорачивает факел,

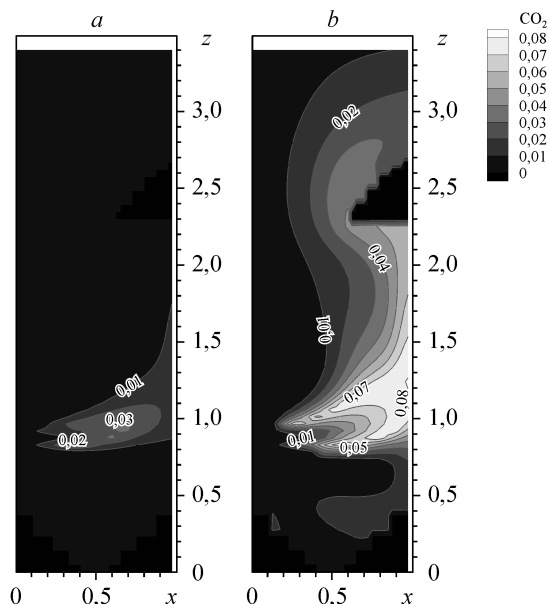


Рис. 8. Поле концентрации CO_2 в вертикальной плоскости симметрии струи, кг/кг.
Варианты: 2 (а), 3 (б).

- изучено влияние концентрации смеси газов, истекающих из сопла неосесимметричной формы, на поля скоростей и температур,
- достигнуто согласование результатов расчетов с численными экспериментами других авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение: физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Пер. с англ. Г.Л. Агафонова, под ред. П.А. Власова. — М.: Физматлит, 2003. — 352 с.
2. Кузнецов В.Р., Сабельников В.А. Турбулентность и горение. — М., 1986. — 288 с.
3. Peters N. Turbulent Combustion — Cambridge University Press, Cambridge, UK. — 2000
4. Джонс У. Модели турбулентных течений с переменной плотностью и горением. Методы расчета турбулентных течений. — М.: Мир, 1984. — С. 349–398.
5. Борги Р. Модели турбулентных течений с переменной плотностью и горением // Методы расчета турбулентных течений. — М.: Мир, 1984. — С. 399–455.
6. Ходжиев С. Математическое моделирование процессов тепло- и массообмена внутренних и внешних пространственных турбулентных струй реагирующих газов: дисс. д-ра физ.-мат. наук: 01.02.05. — Ташкент, 1994. — 295 с.
7. Баратов А.Н., Корольченко А.Я., Шамонин В.Г., Шебеко Ю.Н. Влияние процессов переноса на распространение метановоздушного пламени // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 5. — С. 79–82.
8. Вулис Л.А., Ершин Ш.А., Ярин Л.П. Основы теории газового факела. — Л.: Ленингр. отд-ние изд-ва “Энергия”, 1968. — 203 с.
9. Stankov P., Toporov D. Modeling of Turbulence-chemical Reactions Interaction In Industrial Furnace Using an Advanced Model // Sixth Inter. Conf. on Technologies and Combustion for a clean environment. — Portugal, 2001. — P. 489–494.
10. Amsden A.A., Butler T.D., O'Rourke. P.J. KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays: Los Alamos National Laboratory report, 1989. — 158 p.
11. Ramshaw J.D., O'Rourke P.J., and Stein L.R. Pressure Gradient Scaling Method for Fluid Flow with Nearly Uniform Pressure // J. of Computational Physics. — 1985. — Vol. 58. — P. 361–376.
12. Найманова А.Ж. Процессы волнообразования над неоднородной поверхностью // Математическое моделирование. — 1998. — Т. 10, № 8. — С. 43–53.
13. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. — М.: Наука, 1989. — 368 с.
14. Виноградова И.А., Зубков В.Г. Газодинамические процессы в теплоэнергетических установках на базе метода контрольного объема // Математическое моделирование. — 2002. — Т. 14, № 6. — С. 3–24.
15. Holst M.J. Notes on the KIVA-II software and chemically reactive fluid mechanics. — Livermore, California, 1992. — 40 p.
16. Lockwood F.C., Salooja A.P., Syed A.A. A prediction method for coal-fired furnaces // Combust. Flame. — 1980. — Vol. 38, No. 1. — P. 1–15.
17. Алиев Ф., Жумаев З.Ш. Струйные течения реагирующих газов. — Ташкент: Фан, 1987. — 132 с.

Статья поступила в редакцию 6 июня 2006 г.