

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ АЭРОДИНАМИКИ И ГОРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЫЛЕУГОЛЬНОЙ ГОРЕЛОЧНОЙ СТРУИ

УДК 662.92

А. М. Бубенчиков, А. В. Старченко*

Томский государственный университет, 634050 Томск
* НИИ прикладной математики и механики, 634050 Томск

Представлены математическая модель и метод расчета движения, теплообмена и горения на начальном участке пылеугольной струи, инжектируемой через горелку в топочный объем. При моделировании дисперсная фаза разделяется на два сорта частиц: частицы, поступающие в исследуемую область из внешней по отношению к выделенной зоне части топочного объема, и частицы рассматриваемой горелочной струи. Для описания движения частиц первого сорта используются континуальный подход и допущение о равновесии по отношению к газовой фазе, для моделирования процессов в среде частиц второго сорта — лагранжеев подход, учитывающий динамическое и тепловое отставание частиц. Моделью также описываются процессы выхода летучих и догорание коксового остатка. Результаты, полученные на основе этой численной модели, дают возможность проводить детальный анализ горения пылеугольной топливовоздушной струи в пригорелочной области. Достигнутый уровень детализации позволяет принимать эффективные решения для организации оптимальной аэродинамики факела, ориентированной на снижение образования окислов азота.

Известно, что при сжигании пылеугольного топлива основная доля оксидов азота, выбрасываемая в атмосферу, образуется при горении летучих компонентов угля. Одним из способов снижения их концентрации в газах является подача через горелки богатой топливовоздушной смеси, горение которой происходит с недостатком кислорода при пониженных температурах. Для дожигания несгоревшей части коксового остатка топлива вблизи горелки помещают окно подачи вторичного воздуха, аэродинамически сфокусированное так, что подмешивание кислорода к топливовоздушной струе происходит на участке, где выход и горение летучих уже завершены.

В настоящее время вычислительные технологии широко используются при проектировании промышленных котлоагрегатов. Практически завершена работа по созданию математической модели факельных топков паровых котлов [1–3]. Однако все еще открытыми остаются вопросы, связанные с моделированием химических процессов, ответственных за образование NO_x и SO_x . Цель данной работы — дальнейшее развитие математической модели и метода расчета горения турбулентной пылеугольной струи, поступающей в топочный объем, для организации аэродинамики факела, позволяющей снижать образование вредных окислов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается элемент топочного объема в форме параллелепипеда, примыкающий к одной из горелок топки. Наряду с движением газовой фазы рассматривается движение частиц двух сортов.

1. *Частицы, попавшие в данную область из других частей топочного объема.* Для их описания используется континуальная теория с допущением о равновесном характере движения и теплообмена частиц по отношению к несущей среде. Смесь газа и частиц данного сорта является реакционноспособной. Модель горения приведена в [4]. Коагуляцией и дроблением частиц пренебрегаем. Граничные условия для данного сорта частиц, а также для несущей среды суть распределения характеристик течения и теплообмена, взятые на гранях выделенного объема по результатам расчетов термоаэродинамического процесса во всем топочном объеме [4].

2. *Частицы, поступающие в данную область из интересующей горелки.* В этом случае для описания их движения используется лагранжьев подход. В модели теплового состояния частиц рассматриваются их горение, выход летучих, конвективный и лучистый обмен теплом с несущей фазой. Учитывается также полидисперсный характер потока газозвеси.

Далее будем считать, что частицы топлива имеют сферическую форму и состоят из зольного ядра и горючей оболочки. Кроме того, предполагается, что к моменту поступления частиц в топку вся влага, содержащаяся в них после помола, испарилась.

При этих допущениях математическая постановка задачи о горении угольной пыли в горелочной струе примет следующий вид.

Смесь газа и частиц сорта 1 [4].

• Уравнение изменения массы смеси газ — частицы сорта 1:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = J_{vap} + J_{coke}.$$

• Уравнения изменения массы газовых компонентов:

$$\frac{\partial \rho c_{O_2} u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial c_{O_2}}{\partial x_i} \right] - \frac{1}{\beta_1} J_1 - \frac{1}{\beta_{coke}} J_{coke} - \frac{1}{\beta_{vap}} J_{vap}, \quad \frac{\partial \rho c_{N_2} u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial c_{N_2}}{\partial x_i} \right].$$

Допускается, что вышедшие летучие мгновенно сгорают.

• Уравнения изменения массы и сохранения числовой плотности n частиц сорта 1:

$$\frac{\partial \rho c_1 u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial c_1}{\partial x_i} \right] - J_1, \quad \frac{\partial n u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial n}{\partial x_i} \right].$$

• Уравнения количества движения для смеси газ — частицы сорта 1:

$$\frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + F_j + \rho g \cos \chi_j, \quad j = 1, 2, 3.$$

• Уравнение энергии для смеси газ — частицы сорта 1:

$$\frac{\partial \rho C T u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) C \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] + Q_1 J_1 + \frac{\partial q_i^{rad}}{\partial x_i} + \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \sum_k C_k(T) \frac{\partial c_k}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} + H.$$

• Уравнение состояния:

$$\rho = \frac{p}{R_g T (c_{N_2}/M_{N_2} + c_{O_2}/M_{O_2} + (1 - c_{O_2} - c_{N_2} - c_1)/M_f)} = \frac{p}{R_g T \sum_k (c_k/M_k)}.$$

Здесь $c_1 = \rho_p^0 \alpha / (\rho_g + \rho_p^0 \alpha)$ — концентрация частиц сорта 1; c_{N_2}, c_{O_2} — концентрации газовых компонентов N_2 и O_2 ; ρ — плотность смеси; ρ_g — плотность газа; ρ_p^0 — плотность угля; α — объемная доля частиц сорта 1; $(1/\beta_1)J_1$ — интенсивность поглощения кислорода в результате горения частиц сорта 1, β_1 — стехиометрический коэффициент этой реакции [4]; J_{vap}, J_{coke} — массовые источники, обусловленные выходом летучих и горением коксового остатка частиц сорта 2; $\beta_{coke}, \beta_{vap}$ — стехиометрические коэффициенты реакций горения кокса и летучих ($\beta_{coke} = 12/32$, β_{vap} определяется на основе элементарного состава угля); F_j — интенсивность обмена импульсом между газом и частицами; χ_j — угол между направлением координатной оси Ox_j и вектором ускорения силы тяжести; H — интенсивность теплообмена между несущей средой и частицами сорта 2; M_f — молекулярная масса продуктов горения; q_i^{rad} — компоненты вектора радиационного потока тепла для смеси газ-частицы сорта 1; $C = \sum_k c_k C_k(T)$ — удельная теплоемкость этой смеси; c_k — концентрации компонентов смеси, $C_k(T)$ — их индивидуальные теплоемкости; Q_1 — тепловой эффект реакции горения частиц сорта 1; μ, μ_t — молекулярная и турбулентная вязкости газа; Pr, Pr_t — молекулярное и турбулентное числа Прандтля; Sc_t — турбулентное число Шмидта; R_g — универсальная газовая постоянная.

Движение и теплообмен частиц сорта 2. Для моделирования движения частиц сорта 2 используется лагранжев подход [1, 2], имеющий следующие специфические особенности. Во-первых, весь спектр размеров частиц сорта 2, представленный кривой распределения Розина — Раммлера, делится на определенное количество интервалов. При этом каждый интервал представлен средним диаметром частиц, для которого и рассчитывается траектория. Во-вторых, траектории каждой из фракций частиц вычисляются для набора начальных условий, соответствующих различным положениям частиц в выходном сечении горелки. Таким образом, все частицы, поступающие через горелку, в соответствии с заданным массовым расходом объединяются в группы с одинаковыми характеристиками (размер, скорость и температура). Влияние же турбулентных пульсаций газа учитывается методом стохастического моделирования.

• Уравнения движения частиц сорта 2:

$$\frac{d\tilde{u}_j^i}{dt} = \frac{\tilde{u}_j - \tilde{u}_j^i}{\tau_i} + g \cos \chi_j, \quad j = 1, 2, 3,$$

$$\tau_i = \rho_p^0 D_i^2 / 18 \mu f_i, \quad f_i = 1 + 0,15 \text{Re}_i^{0,687}, \quad \text{Re}_i = \rho |u - \tilde{u}^i| D_i / \mu,$$

где $\tilde{u}_j = u_j + \zeta \sqrt{2k/3}$ — проекция на ось Ox_j мгновенной (актуальной) скорости смеси газ — частицы сорта 1; ζ ($-1 < \zeta < 1$) — нормализованное случайное число; \tilde{u}_j^i — соответствующая проекция мгновенной скорости частиц i -й фракции; k — энергия турбулентности, рассчитываемая на основе модифицированной $k - \varepsilon$ -модели турбулентности [5]; D_i — диаметр частиц i -й группы. Компоненты скорости частиц u_j^i , не отмеченные волной, суть средние скорости (осреднение турбулентных пульсаций), которые находятся следующим образом.

После выполнения достаточного количества расчетов траекторий частиц, выходящих из одной точки и имеющих одну среднюю скорость, но различные пульсационные составляющие, проводится осреднение параметров движения по полученному ансамблю траекторий. Обратное влияние частиц сорта 2 на смесь газ — частицы сорта 1 можно определить

следующей силовой характеристикой:

$$F_j = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{u_j^i - u_j}{\tau_i} \dot{m}_i t_i - \frac{\Delta m_i}{m_{0i}} \dot{m}_{0i} u_j^i \right\}, \quad j = 1, 2, 3,$$

где N — число частиц сорта 2, прошедших через рассматриваемый контрольный объем V ; \dot{m}_i — массовая скорость частиц сорта 2, поступающих в объем V ; t_i — время прохода i -й частицы через контрольный объем; $\Delta m_i = \Delta m_i^{vap} + \Delta m_i^{coke}$ — изменение массы i -й частицы в процессе выхода летучих и горения коксового остатка за время прохождения ею контрольного объема; m_{0i} — начальная масса сухой частицы; \dot{m}_{0i} — начальный массовый расход частиц данной фракции в выходном сечении горелки.

• Уравнения тепло- и массообмена и горения частиц сорта 2:

$$\frac{dm_i}{dt} = -M_{vap}^i - M_{coke}^i,$$

$$m_i C_p \frac{dT_i}{dt} = Q_{coke} M_{coke}^i + \pi D_i^2 \{ \alpha_{conv} (T - T_i) + \varepsilon_p (h - 4\sigma T_i^4) \}.$$

Здесь m_i — масса одиночной частицы диаметром D_i ; C_p — теплоемкость угля; Q_{coke} — калорийность кокса; ε_p — степень черноты частиц; h — плотность энергии излучения, рассчитываемая на основе P_1 -приближения метода сферических гармоник; α_{conv} — коэффициент теплоотдачи одиночной частицы;

$$M_{vap}^i = 12 f_{\nu 0} m_{0i}; \quad M_{coke}^i = \pi D_i^2 \beta_{coke} \rho_{CO_2} \frac{K_k K_d}{K_k + K_d},$$

где $f_{\nu 0}$ — доля летучих в частицах сорта 2; K_k, K_d — относительные скорости горения угольной частицы соответственно в кинетическом и диффузионном режимах [4].

Предполагается, что частицы сорта 2 вначале нагреваются за счет сложного теплообмена до температуры начала выхода летучих T_{vap} , далее выходят летучие (при этом $T_i = T_{vap}$). После их выхода начинается горение коксового остатка. Приход массы в несущую среду за счет выхода летучих и горения коксового остатка определяется так:

$$J_{vap} = -\frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i^{vap}}{m_{0i}} \dot{m}_{0i} \quad \text{во время выхода и горения летучих,}$$

$$J_{coke} = -\frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i^{coke}}{m_{0i}} \dot{m}_{0i} \quad \text{во время горения коксового остатка.}$$

Обмен теплом частиц сорта 2 с газовой фазой определяется следующим соотношением:

$$H = -\frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \left[Q_{coke} \frac{\Delta m_i^{coke}}{m_{0i}} + \frac{\bar{m}_i}{m_{0i}} C_p \Delta T_i + \frac{\Delta m_i^{vap}}{m_{0i}} \left(Q_{vap} - \int_{T_i}^T C_{vap} dT \right) \right] \dot{m}_{0i} -$$

$$- \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \frac{\Delta m_i}{m_{0i}} \left[C_p T_i + \frac{(u_j - u_j^i)^2}{2} \right] \dot{m}_{0i} + \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \frac{(u_j^i - u_j)^2}{\tau_i} \dot{m}_i t_i +$$

$$+ \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\pi D_i^2}{m_{0i}} \varepsilon_p (h - 4\sigma T_i^4) \right] \dot{m}_{0i} t_i,$$

где \bar{m}_i и ΔT_i — средняя масса и изменение температуры i -й частицы в контрольном объеме V ; C_{vap} и Q_{vap} — теплоемкость и калорийность летучих.

Дополнительные соотношения. При моделировании лучистого теплопереноса используется P_1 -приближение метода сферических гармоник для излучающих, поглощающих и рассеивающих сред, неплохо зарекомендовавшее себя при расчете теплового режима пылеугольной топки [4]:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{1}{3\alpha_e} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right] = -a_\Sigma(4\sigma T^4 - h) - \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \pi D_i^2 (4\sigma T_i^4 - h) \frac{\dot{m}_{0i}}{m_{0i}} t_i,$$

где

$$\alpha_e = a_g + \frac{2}{V} \sum_{i=1}^N \varepsilon_p \pi D_i^2 \frac{\dot{m}_{0i}}{m_{0i}} t_i + 2s,$$

s — коэффициент рассеяния излучения частицами сорта 1 ($s = a_g$); σ — постоянная Стефана — Больцмана; $a_\Sigma = a_g + a_p$, a_g — коэффициент поглощения термического излучения трехатомными составляющими дымовых газов, $a_p = 1,5\varepsilon_p \rho c_1 / \rho_p^0 d$ — поглощение излучения частицами сорта 1; d — средний диаметр частиц сорта 1.

Для описания турбулентной структуры потока используется $k - \varepsilon$ -модель турбулентности для несущей среды [5], учитывающая наличие дисперсной фазы как первого, так и второго сорта:

$$\frac{\partial \rho(1 - c_1)u_i k}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t G - \rho(1 - c_1)\varepsilon - 2k \frac{\rho c_1}{\tau_p + \tau_L} - 2k F_k,$$

$$\frac{\partial \rho(1 - c_1)u_i \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + 1,44\mu_t G \frac{\varepsilon}{k} - 1,92\rho(1 - c_1) \frac{\varepsilon^2}{k} -$$

$$- 2\varepsilon \frac{\rho c_1}{\tau_p + \tau_L} + 2 \frac{\mu}{\rho(1 - c_1)} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \tau_L}{\partial x_i} \frac{\rho c_1}{(\tau_p + \tau_L)^2} - 2\varepsilon F_\varepsilon,$$

$$\mu_t = 0,09\rho(1 - c_1)(k^2/\varepsilon), \quad \sigma_k = 1,0, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3,$$

где $\tau_L = (5/12)(k/\varepsilon)$ — локальный лагранжев временной масштаб; $\tau_p = \rho_p^0 d^2 / 18\mu$ — время релаксации частиц сорта 1;

$$G = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right); \quad F_k = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \frac{\dot{m}_i \Delta t_i}{\tau_i + \tau_L}.$$

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Поставленная задача решается численно на неравномерной шахматной сетке, имеющей сгущение в области входа струи в рассматриваемую область. Дискретизация исходной системы уравнений выполняется на основе метода контрольного объема [4, 6]. Полученная система алгебраических уравнений решается методом Гаусса — Зейделя для компонентов скорости и методом TDMA [6] для скалярных неизвестных. Давление рассчитывается алгоритмом SIMPLE [6]. Метод Рунге — Кутта используется для интегрирования уравнений движения, тепло- и массообмена для частиц сорта 2. Предложенную математическую модель и метод расчета тестировали на задаче по истечению изотермической турбулентной струи в сносящий поток [4]. Сопоставление расчетных данных с результатами измерений для неизотермических условий выполнено для условий истечения нагретой турбулентной

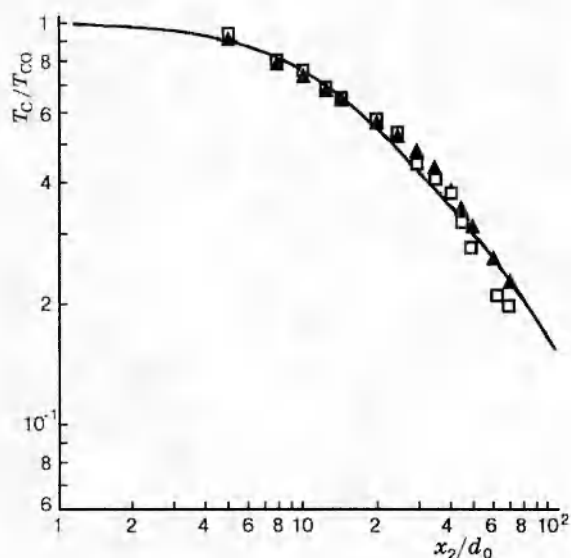


Рис. 1

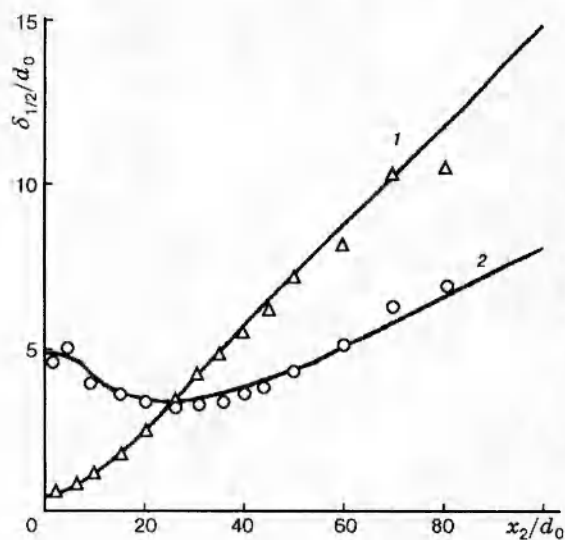


Рис. 2

Рис. 1. Изменение температуры на оси струи T_c в зависимости от расстояния по потоку x_2 : $T_{CO} = 100\text{ }^\circ\text{C}$ — значение температуры на оси струи при $x_2 = 0$; $e = d_0/l = 0,1$, l , d_0 — ширина и высота отверстия вдува; точки — данные работы [7]

Рис. 2. Значения тепловой полуширины струи $\delta_{1/2}(x_2)$ в плоскостях симметрии $x_3 = 0$ (1) и $x_1 = 0$ (2) при $e = 0,1$ и $T_{CO} = 100\text{ }^\circ\text{C}$:

точки — данные работы [7]; ось x_1 направлена вертикально вверх

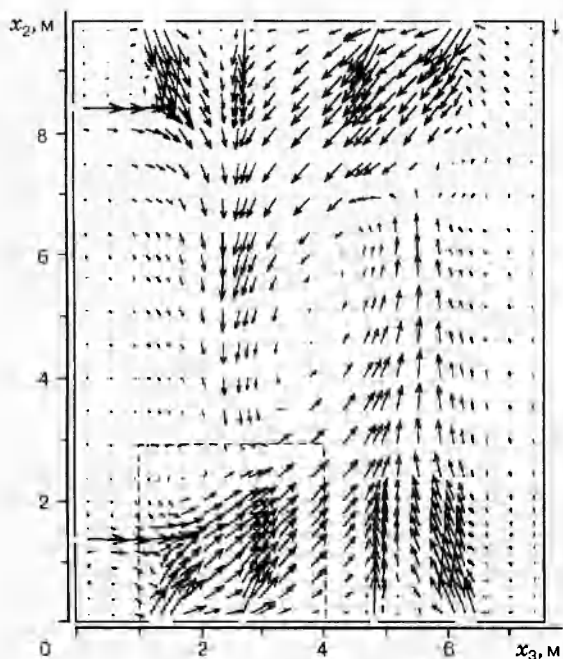


Рис. 3

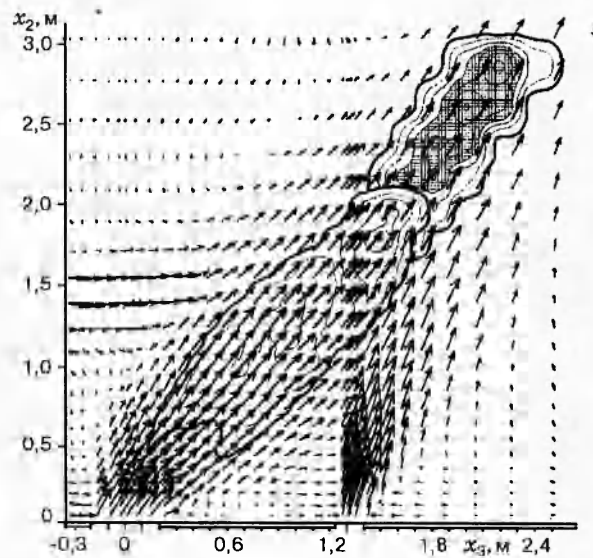


Рис. 4

Рис. 3. Поле скорости в горизонтальном сечении топки на уровне первого яруса горелок: штриховой линией ограничена область, в которой рассчитывается струя; вверху справа масштаб — 10 м/с

Рис. 4. Поле скорости, зоны выхода летучих и горения коксового остатка в горизонтальном сечении, проходящем через середину горелки

струи из окна прямоугольного сечения в свободное пространство [7] (рис. 1, 2). Результаты сопоставления следует признать удовлетворительными, а численный алгоритм работоспособным, по крайней мере, применительно к исследованию гомогенных потоков. По протестированной таким образом программе вычислений были выполнены расчеты реального топочного процесса.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Представленные ниже данные вычислений получены при следующих значениях исходных параметров. Расход топлива через горелку размеров $0,8 \times 0,34$ м составлял $1,04$ кг/с, избыток воздуха в горелке $0,73$. Пылеугольная струя инжигировалась в топку под углом 33° к нормали. Скорость струи 30 м/с, ее температура 35°C . Через окно подачи вторичного воздуха (в зоне, выделенной на рис. 3 штриховой линией, оно расположено справа на расстоянии $1,33$ м от основной горелки) размером $0,8 \times 0,145$ м под углом 16° к нормали поступал воздух со скоростью 48 м/с, имеющий температуру 337°C . Характеристики топлива: калорийность 23 МДж/кг, влажность угля $12,3\%$, содержание золы $21,8\%$, содержание углерода $51,2\%$, содержание кислорода $9,4\%$, водород топлива $3,5\%$, сера топлива $0,9\%$, остаток на сите 90 мкм $20,0\%$, содержание летучих в горючей части топлива $48,0\%$.

На рис. 3 представлено распределение скоростей в горизонтальном сечении топки котла, полученное с использованием численной модели [4]. Штриховая линия отделяет область, в которой исследована подробная картина горения топливовоздушной струи. Как видно из рис. 3, структура течения в выделенной области определяется наличием трех пересекающихся струй, выходящих из основной горелки и дополнительных окон подачи воздуха. В левом верхнем углу отмеченной зоны видна локальная циркуляционная область, образованная в результате взаимодействия поступающих в рассматриваемый объем струй с глобальным топочным вихрем. Выход струи топливовоздушной смеси из исследуемой горелки сопровождается «присосами» топочных газов.

В принципе, та же структура течения представлена и на рис. 4, полученном при обработке данных вычислений, выполненных на основе описанной выше математической модели. Как видно из рис. 3, 4, в последнем случае имеем более детальную картину течения. Так, например, на рис. 4 видны мощные «присосы» у основания как основной, так и дополнительной струи. На этом же рисунке показаны зона активного выхода летучих компонентов топлива, а также зона интенсивного выгорания коксового остатка. Первой по ходу движения струи показана зона выхода летучих (отмечена замкнутым контуром), второй — зона интенсивного выгорания коксового остатка (отмечена жирным контуром). Как видно из рисунка, эти зоны разнесены в пространстве. Причем струя воздуха, поступающего из дополнительного окна подачи, не пересекает области активного выхода летучих компонентов. Поэтому идея их сжигания на участке основной струи с дефицитом кислорода в полной мере находит свое воплощение в рассматриваемой схеме организации топочного процесса.

На рис. 5 показаны поля температур, определенные в рамках общей модели топочного процесса [4] (а) и модели пригорелочной зоны (б). Сопоставляя представленные распределения изотерм, можно фиксировать большую контрастность картины рис. 5, б на фоне почти идентичной в качественном отношении структуры тепловых полей. Возникшие отличия связаны лишь с появлением высокотемпературной зоны, образованной горением

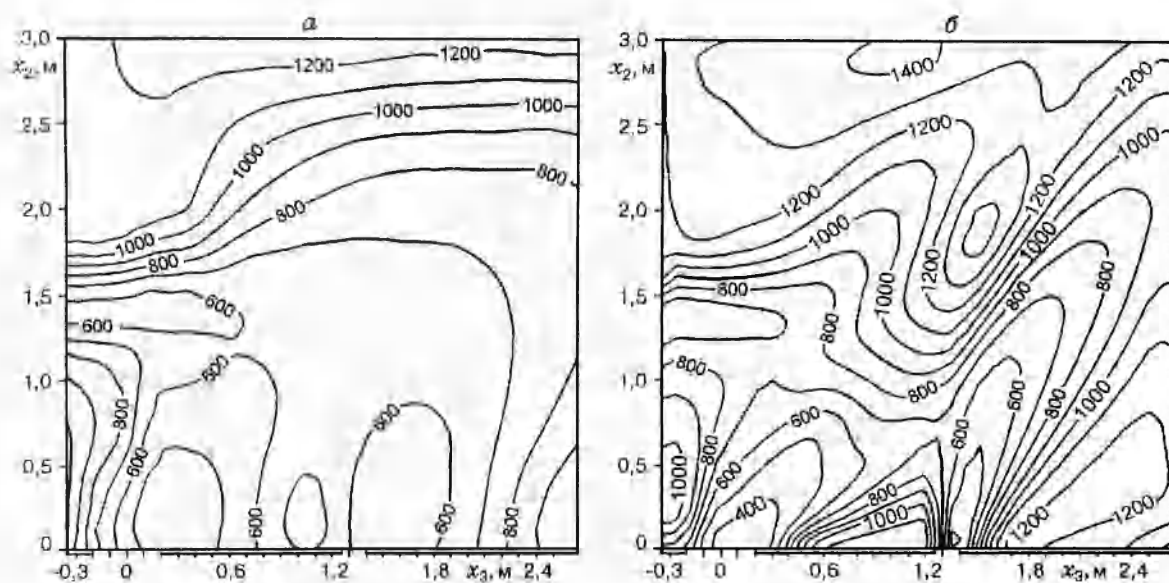


Рис. 5. Изолинии температур в пригорелочной области, рассчитанные на основе модели из работы [4] (а) и предложенной здесь модели (б)

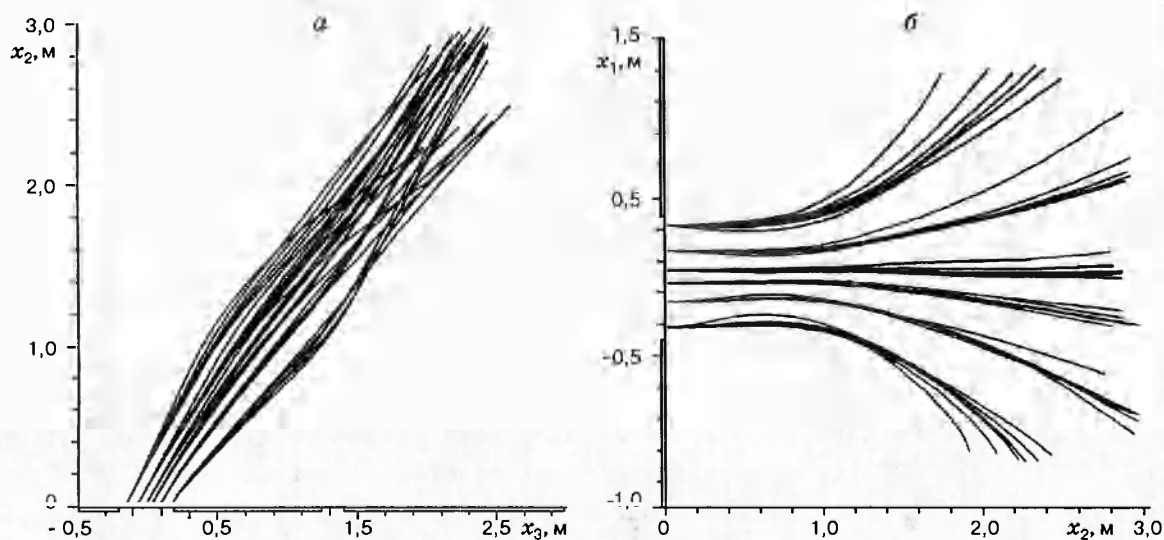


Рис. 6. Траектории частиц (а — вид сверху, б — сбоку)

летучих (центральная часть пригорелочной области, представленной на рис. 5,б). Выявленное несоответствие обязано своим существованием приближенной схеме описания процесса горения в модели [4] (в которой не выделяется стадия выхода летучих).

На рис. 6 показаны осредненные по ансамблю (осреднение турбулентных флуктуаций) траектории частиц одного размера (40 мкм). Обрыв кривых на рис. 6,а, не заканчивающихся на границе выделенной области, не означает прекращения движения, а связан с его переходом в другое измерение. Траектории движения частиц топлива, представленные вертикальным сечением (см. рис. 6,б), практически симметричны относительно оси горелки. Последнее связано с отсутствием интенсивного подъемного движения на уровне первого яруса горелок.

В заключение отметим, что описанная выше модель течения, горения и теплообмена дает детальную картину процесса горения топливовоздушной струи и позволяет провести обобщения на случай полидисперсного состава смеси. Для этого к уже задействованным частицам достаточно просто добавить частицы других размеров. Учет полидисперсности важен при описании гетерогенных химических реакций. В ряде случаев положение высокотемпературных зон и уровень температур в них может существенным образом зависеть от дисперсного состава смеси.

Данные исследования выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-01458-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Lockwood F. C., Salooja A. P., Syed S. A. A prediction method for coal-fired furnaces // Combust. Flame. 1980. V. 38, N 1. P. 1-15.
2. Emami M. D., Lazopoulos G., Lockwood F. C. The computation of heat transfer in engineering combustion equipment // Proc. of EURO THERM Seminar N 37 «Heat Transfer in Radiating and Combusting Systems 2». Saluggia: Saluggia Research Centre, 1994. P. 83-105.
3. Асланян Г. С., Майков И. Л. Численное исследование влияния турбулентности на процессы горения // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 6. С. 892-901.
4. Бубенчиков А. М., Старченко А. В., Ушаков В. М. Численное моделирование горения пылеугольного топлива в топках паровых котлов // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 2. С. 23-31.
5. Paurahmadi F., Humphrey J. A. C. Modeling solid-fluid turbulent flows with application to predicting erosive wear // Physico-Chem. Hydrodynamics. 1983. V. 4, N 3. P. 191-219.
6. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Сфорца П. М., Стаси В. Нагретые трехмерные турбулентные струи // Теплопередача. 1979. Т. 101, № 2. С. 192-199.

*Поступила в редакцию 14/XI 1995 г.,
в окончательном варианте — 9/IV 1996 г.*
