

УДК 532.517.4

Б.П. УСТИМЕНКО

АЭРОДИНАМИКА И ГОРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ПЫЛЕУГОЛЬНОГО ФАКЕЛА В ЦИКЛОННОЙ ТОПОЧНОЙ КАМЕРЕ

Разработана математическая модель и выполнен численный расчет аэродинамики и горения закрученного диффузионного турбулентного пылеугольного факела в многогранной циклонной топочной камере. Использовались уравнения сохранения основных характеристик процесса, осредненные по Фавру, модель турбулентности и приближенная схема горения. Впервые были получены распределения компонент вектора скорости статического давления, температуры, концентрации окислов азота, летучих компонентов угля и недожога.

1. Введение. В работе автора [1] был выполнен анализ и численные расчеты аэродинамики и горения турбулентного диффузионного газового факела в циклонной топке, выявлены его закономерности и характерные особенности.

Механизм распространения пламени в аэроизвесь твердых частиц совершенно иной, чем в газовых смесях. Здесь происходит эстафетное воспламенение частиц друг от друга. От горящих частиц тепло передается теплопроводностью через газовую смесь и лучеиспусканiem.

Сжигаемое в топках твердое натуральное топливо, содержащее углерод, влагу, золу и большое количество различных углеводородных соединений, при нагревании выделяет влагу и летучие вещества (горючую смесь газов). Конечным твердым остатком топлива является кокс, состоящий в основном из углерода и золы. Летучие вещества существенно облегчают воспламенение. Кокс начинает гореть после воспламенения летучих, когда достигается достаточный температурный уровень. При анализе процесса горения частиц твердого натурального топлива во многих случаях можно приближенно считать, что летучие быстро выделяются и сгорают в начале процесса, а в дальнейшем идет горение углеродного кокса. Закономерности горения углерода в основном определяют процесс сгорания натурального топлива.

Будем рассматривать горение турбулентного диффузионного пылеугольного факела, происходящее при смешении и химическом реагировании заранее не перемешанных окислителя и твердого топлива. Диффузионный режим сжигания твердого топлива, как известно, обладает

рядом преимуществ по сравнению с кинетическим режимом, поскольку позволяет широко варьировать исходными параметрами скорости, концентрации и температуры смещающихся потоков, что имеет большое значение для создания и эксплуатации эффективных технических устройств по сжиганию газового, жидкого или пылеугольного топлива. При диффузионном режиме горения скорость химического реагирования горючего топлива и окислителя значительно превосходит скорость эффективного смешения реагентов, в связи с чем скорость горения диффузионного факела определяется (лимитируется) скоростью смешения реагирующих веществ. В расчетах обычно принимается, что эффективная скорость горения достаточно велика, а состав веществ и температура в диффузионном пламени термодинамически равновесны. В то же время необходимость расчета экологически вредных выбросов, в частности окислов азота, концентрация которых намного ниже равновесной и сильно зависит от температуры, ставит проблему развития теории в направлении учета цепного механизма протекания химических реакций горения, учета отклонения от условий термодинамического равновесия, взаимовлияния мелкоструктурной турбулентности и химической кинетики, реагирования с конечной скоростью.

Чрезвычайная сложность структуры закрученных потоков в теплоэнергетических и технологических устройствах, связанная с возникающими в них циркуляционными течениями и усложненная еще и химическими реакциями, вызывает значительные трудности при их теоретическом анализе и расчетах. В то же время от-

существие универсальной теории турбулентности не позволяет в настоящее время создать единую и достаточно точную теорию турбулентного горения. Этим объясняется широкое использование на практике различных приближенных методов расчета, с той или иной степенью достоверности описывающих процесс горения в неоднородных турбулентных средах.

В статье рассмотрены аэродинамика и горение сильноакрученного турбулентного диффузионного пылеугольного факела в многогранной циклонной топочной камере. Расчет этого весьма сложного пространственного (трехмерного) вращающегося турбулентного течения с химическими реакциями горения опирается на принципы и методы математического моделирования процесса турбулентного переноса и химической кинетики горения. Уравнения сохранения массы, количества движения, кинетической энергии пульсационного движения, диссипации и другой горящей пылеугольной смеси в поле центробежных сил осредняются по Фавру-Марковину и дополняются $k - \varepsilon$ моделью турбулентности и приближенной моделью химического реагирования.

Численное моделирование было выполнено с использованием программного комплекса Cinar ICE CFD [2,3], созданного для решения задач в области горения топлив, механики жидкости и газа в промышленных устройствах. Программный комплекс базируется на решении уравнений Навье-Стокса. Приняты $k - \varepsilon$ модель турбулентности и физико-химические модели для расчета выделения летучих углерода, горения коксового остатка и газа.

В результате численного анализа системы уравнений впервые получены профили компонент вектора скорости с учетом зон циркуляции с обратными токами продуктов сгорания, статического давления, температуры, а также концентраций окислов азота, смеси летучих горючего топлива и недожога и других в различных сечениях по длине циклонной топочной камеры.

2. Основные уравнения и гипотезы замыкания. Подробные сведения по этим проблемам изложены в работе автора [4], в связи с чем в настоящей статье будут затронуты вкратце лишь их основные моменты.

Рассмотрим установившееся турбулентное течение с существенной неоднородностью по

плотности при высоких числах Рейнольдса, типичных для промышленных пламен при горении пылевидного твердого топлива в воздухе. Трехмерное пространственное течение будем описывать в декартовой системе координат. Осредненные по Фавру уравнения сохранения массы, моментов, энтальпии, турбулентной кинетической энергии, диссипации и другой в обобщенной форме запишутся в виде:

$$\frac{\partial(\langle \rho \rangle \tilde{u}_j \tilde{F})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (G_{l,F} \frac{\partial \tilde{F}}{\partial x_j}) + \langle S_{g,F} \rangle, \quad (1)$$

где $\langle \rho \rangle$ – осредненная по времени плотность смеси, \tilde{u}_j – осредненная по Фавру декартовая компонента вектора скорости, $G_{l,F}$ – эффективный турбулентный коэффициент переноса для величины \tilde{F} , $\langle S_{g,F} \rangle$ – газофазный источниковый член, аналогичный градиенту давления и вязкостному члену для уравнения моментов, или производству и диссипации турбулентной энергии для уравнения турбулентной кинетической энергии. Выражения для \tilde{F} , $G_{l,F}$ и $S_{g,F}$ представлены в таблице для всех уравнений сохранения.

В таблице μ_l – эффективный коэффициент вязкости, представляющий собой сумму коэффициентов молекулярной μ и турбулентной μ_t вязкости. σ_F – эффективное число Прандтля-Шмидта для величины \tilde{F} . Турбулентная вязкость принимается равной $\mu_t = C_\mu \langle \rho \rangle \tilde{k}^2 / \tilde{\varepsilon}$, а генерация (производство) турбулентной энергии выражает-

ся как $G = \mu_t (\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}$. Константы, используемые в $k - \varepsilon$ модели турбулентности принимают обычные значения [4]:

$$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92.$$

Общие соображения, касающиеся проблемы замыкания уравнений сохранения для различных статистически осредненных величин, состоят в предположении о градиентном характере турбулентного переноса в уравнениях (1). Для плотности потока скалярной величины q предположение о градиентном характере означает, что

| Уравнение | \tilde{F} | $G_{l,F}$ | $\langle S_{g,F} \rangle$ |
|-----------------------------------|-----------------------|------------------------------|--|
| масс | 1 | 0 | 0 |
| моментов | \tilde{u}_i | $\mu_l = \mu + \mu_t$ | $-\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_l \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu_l \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k})$ |
| энталпии | $\tilde{k} \tilde{h}$ | μ_l / σ_h | S_{RAD} |
| Турбулентной кинетической энергии | \tilde{k} | μ_l / σ_k | $G - \langle \rho \rangle \tilde{\varepsilon}$ |
| Диссипации турбулентной энергии | $\tilde{\varepsilon}$ | $\mu_l / \sigma_\varepsilon$ | $C_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} G - C_2 \langle \rho \rangle \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}}$ |
| Фракции примеси | \tilde{f}_i | μ_l / σ_f | 0 |

$\langle \rho u''_i q'' \rangle = - \langle \rho \rangle \mu_t \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x_i}$, в то время как для компоненты векторной величины, например u_i , плотность потока представляется в виде

$\langle \rho u''_i u''_j \rangle = - \langle \rho \rangle \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$. Входные условия для турбулентных величин предполагаются следующими: для кинетической энергии турбулентности на входе $\tilde{k}_N = C_k (\tilde{u}_N)^2$, для диссипации турбулентной энергии $\tilde{\varepsilon}_N = C_\mu \frac{\tilde{k}_N^{1.5}}{L}$, где

\tilde{u}_N – компонента входной скорости нормальная к границе, C_k и C_μ – эмпирические константы, имеющие порядок 0.02-0.1, L – характерная для турбулентной структуры длина.

Для описания движения твердых частиц топлива, относительно которых предполагается, что они имеют сферическую форму, используется уравнение:

$$\frac{du_{p,i}}{dt} = -\alpha(u_{p,i} + u_{d,i} - \tilde{u}_i), \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{18C_p(\text{Re}_p/24)}{\rho_p d_p^2}$, $u_{p,i}, u_{d,i}$ – соответственно скорость частицы и поправка, учитывающая эффект воздействия турбулентности на скорость частицы.

$u_{d,i} = C_1 \left(\overline{|u''_i|^2} \right)^{1/2}$, $\overline{|u''_i|^2} = -\frac{2\mu_t}{\langle \rho \rangle} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \tilde{k}$, C_1 – эмпирическая константа, C_p – коэффициент, являю-

щийся функцией числа Рейнольдса

$$\text{Re}_p = \frac{\langle \rho \rangle |\tilde{u}_i - u_{p,i}| d_p}{\mu}, C_p = \frac{1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}}{\text{Re}_p / 24}.$$

Уравнение баланса энергии горящей частицы твердого топлива записывается как

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = Q_b + Q_c + Q_r + L_p \frac{dm_{p,dv}}{dt}, \quad (3)$$

где c_p – теплоемкость частицы, Q_b, Q_c, Q_r – количество энергии, переданной в единицу времени за счет горения, конвекции и радиации, L_p – скрытая теплота дегазирования, $\frac{dm_{p,dv}}{dt}$ – изменение массы частицы только за счет процесса дегазации.

Тепло, полученное от горения, рассчитывается как $Q_b = \eta H_c (-\frac{dm_{p,c}}{dt})$, где $\frac{dm_{p,c}}{dt}$ – изменение массы частицы за счет горения, H_c – теплотворная способность топлива, η – коэффициент, учитывающий тепло, поглощенное частицей.

Конвективная теплопередача к частице определяется как

$$Q_c = \pi d_p N u k_g (\tilde{T} - T_p).$$

Здесь \tilde{T} – средняя температура газа, $k_g(\tilde{T})$ – теплопроводность газа, Nu-число Нуссельта, вычисляемое по формуле $Nu = 2.0 + 0.6 \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$.

Тепло, переданное радиацией, рассчитывается по формуле $Q_r = \pi \sigma \epsilon_p d_p^2 (T_g^4 - T_p^4)$, где σ – постоянная Стефана-Больцмана, ϵ_p – параметр

эмиссии частицы, T_g – температура радиации, определяемая в соответствии с принятой моделью радиации.

Изменение массы частицы топлива за счет горения определяется по уравнению

$$\frac{dm_{p,c}}{dt} = -k_T \pi d_p^2 p X_{O_2} \quad (4)$$

где X_{O_2} – молярная фракция O_2 в газе, окружающем частицу. Как уже отмечалось, процесс горения пылеугольного факела определяется кинетикой химической реакции и диффузией окислителя к поверхности частицы. Скорость реакции горения при этом может быть выражена в виде

$$[5]: k_T = \frac{1}{\sqrt{k_c} + \sqrt{k_d}}, \text{ где } k_c \text{ – скорость химической}$$

реакции углеводорода, k_d – скорость реакции, связанная с диффузией кислорода. Они даются следующими выражениями:

$$k_c = A_c \exp(-\frac{E_c}{RT}), k_d = \frac{D_c W_c}{\frac{d_p}{4} \frac{T_p + T}{2}},$$

$$\text{где } D_c = D_0 \frac{p_0}{p} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.75}, D_0 \text{ – коэффициент двойной диффузии для смеси } O_2 - N_2, W_c \text{ – молярная}$$

масса углерода. Давление p_0 и температура T_0 находятся в области значений $p_0 = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Pa}, T_0 = 400 \text{ K}$.

Одним из основных компонентов вредных выбросов, возникающих при горении органических топлив, являются окислы азота NO. Образование окислов азота зависит от количества азота, содержащегося в топливе, от температуры горения и стехиометрических условий. Таким образом, NO производятся как скрытые в топливе NO, термические NO и быстрые NO.

Производство промышленным пылеугольным пламенем топливных окислов азота хорошо описывается простой кинетической моделью Soete's [6]. Топливный азот быстро трансформируется в HCN. Далее реализуются два альтернативных пути: реакция окисления до NO или рекомбинация от NO в форму N_2 . Образование

HCN принимается пропорциональным содержанию азота в топливе:

$$r_1 = \chi S_{vol} \frac{w_N}{W_N} \quad (5)$$

При этом производство N_2 и NO выражается в форме Аррениуса как:

$$r_2 = \frac{p}{10^3 W_{mix}} A_2 \exp(-\frac{E_2}{RT}) X_{HCN} X_{NO} \quad (6)$$

$$r_3 = \frac{p}{10^3 W_{mix}} A_3 \exp(-\frac{E_3}{RT}) X_{HCN} X_{O_2} \quad (7)$$

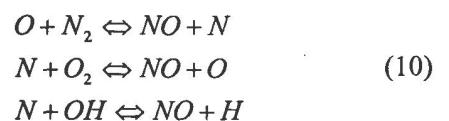
Здесь S_{vol} представляет величину реализованных летучих, w_N – количество азота, содержащегося в топливе, W_N – молекулярную массу, χ – эмпирический коэффициент и X- отдельные молярные фракции. Область констант в (8) и (9) дана в работе [6].

Транспортные уравнения для величин HCN и NO записутся в виде:

$$\frac{d(HCN)}{dt} = r_1 - r_2 - r_3 \quad (8)$$

$$\frac{d(NO)}{dt} = r_3 - r_2 \quad (9)$$

Источником термических NO является окисление молекулярного азота при горении в воздухе. Вследствие высокой энергии активации этого процесса термические NO возникают только при высоких температурах. Термические NO моделируются посредством известного механизма Зельдовича, который может быть представлен следующими реакциями [7]:



При этом третьей реакцией в (12), существенной лишь при очень богатом топливе, можно пренебречь. Производство термических NO может быть представлено следующим выражением:

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2[O] \frac{k_9 k_{10} [O_2] [N_2] - k_{-9} k_{-10} [NO]^2}{k_{10} [O_2] + k_{-9} [NO]} \quad (11)$$

где $[O] = \frac{k_p}{(RT)^{1/2}} [O_2]^{1/2}$. Здесь [] обозначает мо-

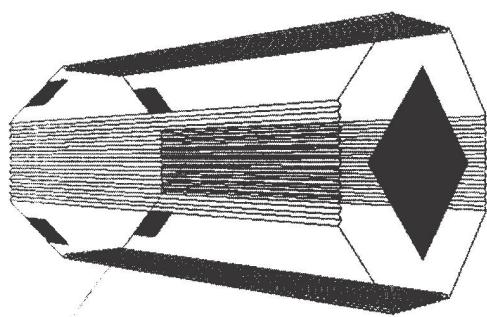


Рис.1. Принципиальная схема восьмигранной циклонной топки

лярные концентрации веществ, а коэффициенты k_i представлены в работе [8].

Быстрые окислы азота производятся в соответствии с механизмом, предложенным в работе [6], посредством воздействия фрагментов углеводорода на молекулярный азот в зоне пламени, и даются выражением:

$$\frac{d[NO]}{dt} = f_c \left(\frac{RT}{p} \right)^{1+z} k_{pR} [O_2]^z [N_2] [F_u], \quad (12)$$

где k_{pR} – степень реакции, выраженная в Аррениусовой форме, $[F_u]$ – концентрация топлива. Порядок реакции $z=0.5$. Корректирующий фактор f_c для учета влияния натурального топлива и стехиометрии представлен в работе [9].

3. Результаты расчетов. Рассмотрим турбулентный диффузионный сильно закрученный пылеугольный факел в многогранной циклонной топочной камере. Принципиальная схема топки представлена на рисунке 1.

Длина циклонной топки была равна 4м, а расстояние между противоположными гранями составляло 2м. Выходное сопло из циклона имело квадратное сечение с размерами 1x1м. Сопла для пылеугольной смеси и воздуха были расположены на четырех направленных друг против друга гранях, имели одинаковое квадратное сечение и соответственно поперечные размеры 0.2x0.2м и 0.4x0.4м. Скорость пылеугольной смеси на выходе из каждого сопла была 3 м/с и расход твердого топлива (угля) -0.195кг/с. Тангенциальная компонента скорости в соплах для воздуха составляла 100м/с, а нормальная к плоскости выхода из сопла – 8м/с.

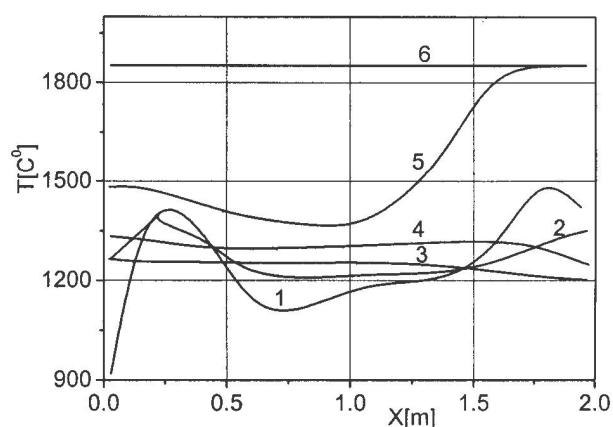


Рис.2. Профили температуры в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке (при $y=1$ м). 1. $z=0.25$ м, 2. $z=0.55$ м, 3. $z=1.05$ м, 4. $z=2.05$ м, 5. $z=3.05$ м, 6. $z=3.95$ м

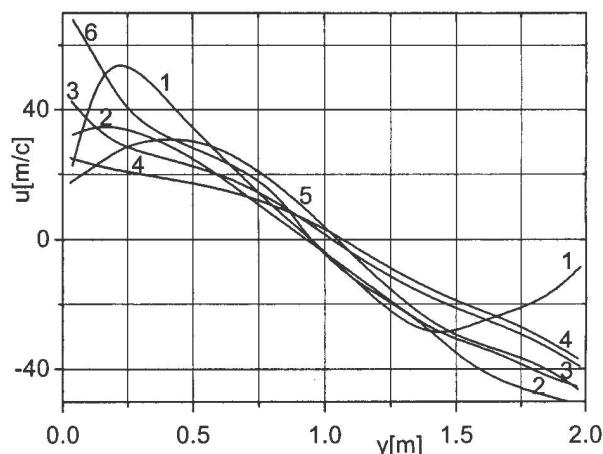


Рис.3. Профили поперечной скорости U_m /с (при $x=1$ м) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке. Обозначения кривых как на рис.2.

Аэродинамика и горение пылеугольного факела в циклонной топке носят сложный пространственный (трехмерный) характер. В связи с этим для иллюстрации на рисунках будут представлены осредненные характеристики процесса в центральном поперечном сечении факела (при фиксированных значениях $y=1$ м или $x=1$ м) в различных сечениях по его длине.

На рисунке 2 изображены профили температуры в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела. С удалением от входного сечения температура возрастает, выравнивается по сечению и достигает своего максимального значения вблизи от выхода из циклонной камеры (в сечении 6).

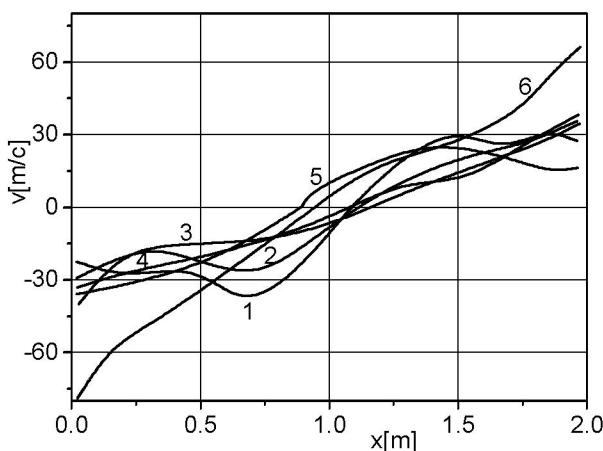


Рис.4. Профили поперечной скорости V_m/c (при $y=1\text{м}$) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке. Обозначения кривых как на рис.2

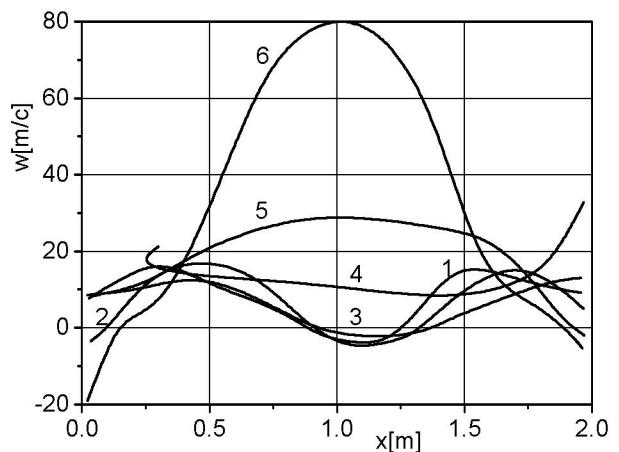


Рис.5. Профили продольной скорости W_m/c (при $y=1\text{м}$) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке. Обозначения кривых как на рис.2

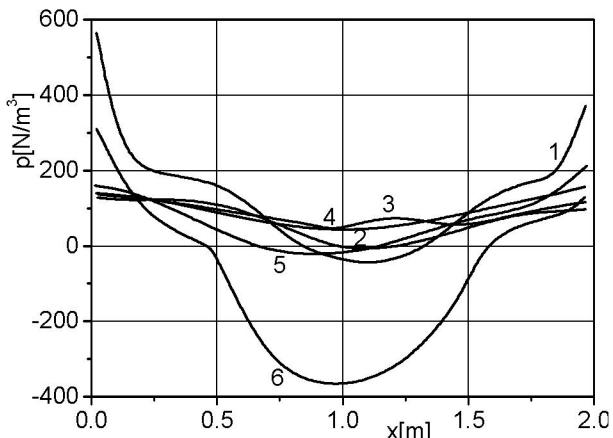


Рис.6. Профили статического давления (при $y=1\text{м}$) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке. Обозначения кривых как на рис.2

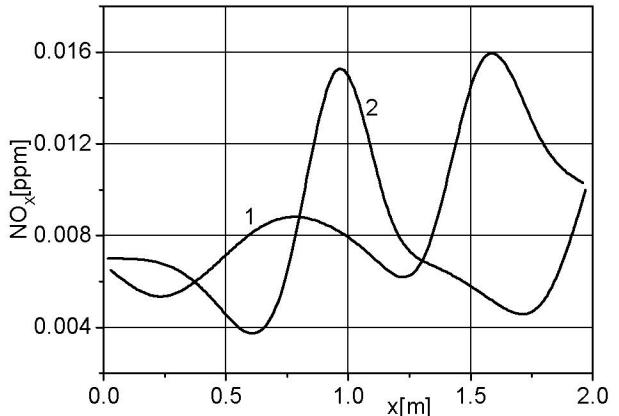


Рис.7. Профили окислов азота NO_x (при $y=1\text{м}$) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке. Обозначения кривых как на рис.2

Профиля поперечной скорости U_m/c при $x=1\text{м}$ представлены на рисунке 3. Они имеют максимальные значения, но с разными знаками, у каждой из противоположных граней, близкие к нулю значения в осевой области циклона, меняют знак после прохождения через ось.

Профиля поперечной скорости V_m/c при $y=1\text{м}$ показаны на рис.4. Они имеют вид, аналогичный скорости U_m/c – максимальные значения с разными знаками у противоположных граней циклонной камеры, нулевые значения в приосевой области и меняют знак при прохождении через ее ось. Вид профилей U и V свидетельствует об интенсивном вращательном движении пылевоздушного потока в циклонной камере.

Распределение продольной скорости W_m/c в поперечных сечениях закрученного диффузионного пылеугольного факела в циклонной топке представлено на рисунке 5. Как видно из рисунка, в сечениях 1,2 и 3 (до $z=1.5\text{м}$) имеет место циркуляционное течение с обратными токами раскаленных продуктов сгорания в приосевой области, обеспечивающее устойчивое зажигание и горение пылеугольного топлива. С удалением от входного сечения профили скорости вначале выравниваются по сечению, а затем значительно возрастают в центральной области камеры, достигая своего максимального значения в приосевой области у выхода из циклона.

С профилями скорости U и V , описывающими интенсивное вращательное движение пылегазо-

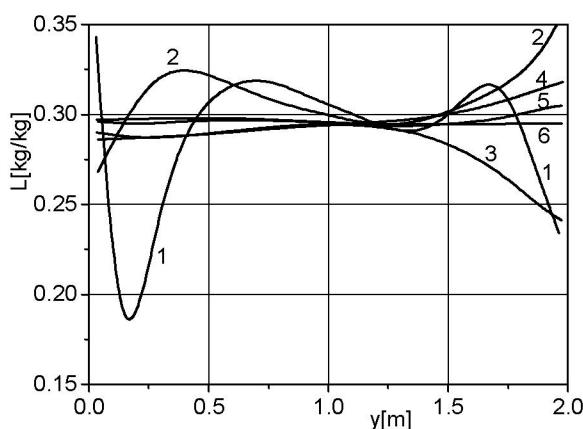


Рис.8. Профили концентрации летучих углерода (при $x=1\text{м}$) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке.

Обозначения кривых как на рис.2

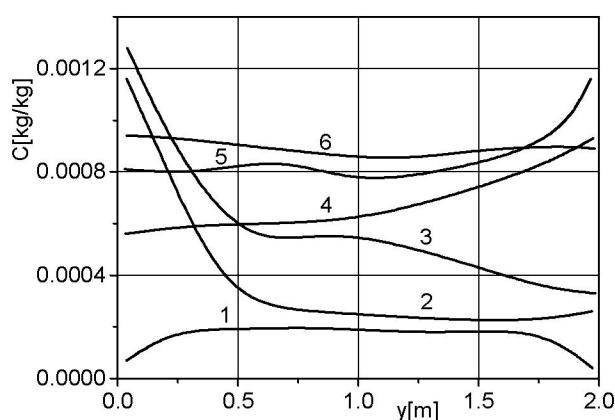


Рис.9. Профили концентрации недожога углерода С (при $x=1\text{м}$) в поперечных сечениях по длине пылеугольного факела в циклонной топке.

Обозначения кривых как на рис.2

вого факела в циклонной камере, полностью согласуется распределение статического давления $P[\text{Н}/\text{м}^3]$, обеспечивающего равновесие закрученного потока. Статическое давление имеет максимальные положительные значения вблизи стенок камеры и отрицательные значения (разрежение) в приосевой области, которые существенно возрастают с удалением от входного сечения, в особенности вблизи выходной диафрагмы (сечение 6).

На рис.7 представлены профили окислов азота $\text{NO}_x[\text{ppm}]$ в циклонной топке при сжигании пылеугольного топлива. Как видно из рисунка уровень выхода окислов азота не превышает 0.016 ppm. Столь низкий уровень NO_x связан, по видимому, с не очень высоким уровнем температуры, достигнутым в циклонной топке (не превышает 1800°C) и особенностями аэродинамики и горения закрученного турбулентного диффузионного факела.

Выход летучих углерода в различных поперечных сечениях по длине пылеугольного факела и концентрация обожженного углерода (недожога) показаны на рисунках 8 и 9. Концентрация летучих углеродов в основной области циклонной топки выравнена по сечению и достигает примерно 0.30 kg/kg, а недожог возрастает с удалением от входного сечения и достигает значения 0.001 kg/kg вблизи выхода из циклонной топки.

Таким образом, выполненный теоретический анализ и расчет аэродинамики и горения закрученного турбулентного диффузионного пыле-

угольного факела в многогранной циклонной топочной камере позволил впервые получить детальную пространственную (трехмерную) структуру факела, включающую развитую зону рециркуляции с обратными токами раскаленных продуктов горения. При этом были получены подробные распределения компонент вектора скорости, статического давления, температуры, концентрации окислов азота, летучих углеродов и недожога в различных сечениях по длине циклонной камеры. Отмечено, что наличие зоны рециркуляции продуктов горения способствует устойчивости воспламенения и горения факела. Показано также наличие соответствия качественной картины аэродинамики газовоздушного потока при изотермических продувках и горении в циклонной топке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Устименко Б.П. Аэродинамика и горение турбулентного газового факела в циклонной топочной камере. Доклады НАН РК, 2008.
2. Янкоски Ф.К., Локвуд В.Е., Мессерле В.Е., Карпенко Е.И., Устименко А.Б. Моделирование плазменной подготовки угольной пыли к сжиганию. Техофизика и аэромеханика, 11(3), 2004, с.473-486.
3. Lockwood F.C., Mahmud T., Yehia M.A. Simulation of pulverized coal test furnace performance Fuel. 77(12), 1998, p.1329.
4. Устименко Б.П. Аэродинамика и горение турбулентного диффузионного пылеугольного факела плоскофакельной топочной горелки. Горение и плазмохимия, 2008.
5. Lockwood F.C., Soloja A.P. and Syed S.A. A Prediction Method for Coal Fired Furnaces. Combust. and Flame, 1980, 38, p.1.

6. *De Soete G.G.* Overall Reaction Rates of NO and N₂ Formation from Fuel Nitrogen. 15th Symposium (Int.) on Combustion. The Combustion Institute, 1975, p.1093.
7. *Bowman C.T.* Kinetics of Pollutant Formation and Destruction in Combustion. Progr. Energy Combust., 1975, Sci., 1, p.33.
8. *Hanson R.K.* and *Salimian S.* Survey of Rate Constant in H/N/O System. Combustion Chemistry. W.C. Gardiner(ed), 1984, p.361.
9. *Missaghi M, Pourkashanian M., Williaams A. and Yap L.* The prediction of NO Emissions from an Industrial Burner. 2nd European Conference on Industrial Furnaces and Boilers, 1991, Vilamoura, Portugal.

Резюме

Mathematical model was developed and computation was fulfilled for aerodynamics and combustion of a swirling diffusive turbulent pulverized coal flame in a polyhedral cyclone furnace. Favre averaged questions for conservation of the mane parameters of the process, $k - \varepsilon$ turbulence model and approximate combustion scheme were applied. First distributions of the components of velocity vector and statistic pressure, temperature, nitrogen oxides concentration, coal volatiles and unburned carbon were found.