

5. Кинетика неравновесной сушки некоторых лесных горючих материалов/ А.М. Гришин, В.Е. Абалтусов, В.Г. Зверев и др. // Физика горения и методы ее исследования. - Чебоксары, 1981.
6. Белихмайер Я.А., Смолянинова Н.М., Смолянинов С.И. Техника эксперимента: Уч. пособие. - Томск: Изд-во ТПИ, 1983.
7. Кошлин В.Б., Сеницын С.П. Определение эффективных кинетических постоянных пиролиза хвои сосны// Механика реагирующих сред и ее приложения. - Новосибирск: Наука, 1989.
8. Седов Л.И. Механика сплошных сред, Т.1. - М.: Наука, 1973.
9. Гришин А.М., Катаева Л.Ю., Лобода Е.Л. Математическое моделирование сушки слоя лесных горючих материалов // Вычислительные технологии, Т.6, Ч.2, 2001.
10. Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. - Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1980.
11. Аналитическое и численное решение задачи о сушке слоя ЛГМ./ А.М. Гришин, Н.В. Барановский, И.В. Мейнерт, Ю.Ю. Павшук // Лесные и степные пожары: возникновение, распространение, тушение и экологические последствия: Материалы 4-й международной конференции. - Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 2001.
12. Тодес О.М. Теория теплового взрыва. Тепловой взрыв для реакции нулевого порядка // Журнал физической химии, 1939, Т. 8, Вып. 11.
13. Вольперт А.И., Худяев С.И. Анализ в классах разрывных функций и уравнений математической физики. - М.: Наука, 1975.
14. Алексеев Б.В., Гришин А.М. Введение в аэротермохимию. - Саратов: Изд-во Саратов. гос. ун-та, 1978.

УДК 621.18.001.57

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПОЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПАРОГЕНЕРАТОРАХ ЦКС

В.В. Саломатов, А.В. Волков^{*}, А.Д. Рычков^{}**

^{*} - Институт теплофизики СО РАН г. Новосибирск

^{**} - Институт вычислительных технологий г. Новосибирск

E-mail: aleks@itp.nsk.ru

Тенденции развития энергетического комплекса Сибирского региона, в частности, все более ужесточающиеся экологические требования и стремление регионов стать самообеспечивающимися по источникам ископаемого топлива, ставят перед энергетикой вопрос о новых способах сжигания угля и других низкокачественных топлив.

Технология сжигания твердых топлив в циркулирующем кипящем слое (ЦКС) обладает следующими достоинствами. При подаче в топку известняка в пропорции 2,5-3,5 к сере топлива выход SO_2 снижается на 90-95 % в зависимости от вида топлива. Низкая температура горения порядка 800-850 °С по сравнению с 1100-1500 °С в пылеугольных топках, согласно теории образования NO_x Я.Б. Зельдовича, существенно препятствует образованию оксидов азота из подаваемого в зону горения воздуха. Зольность топлива может достигать 70-80 %, допустимо высокое содержание серы топлива. При этом без больших расходов (в основном на приобретение сорбента, обычно известняка)

достигается высокая эффективность сжигания 95-97 %, подавление образования оксидов серы 90%, выход NO_x порядка 150-200 мг/м³.

По вышеприведенным соображениям технология сжигания твердого топлива (уголь, кокс, антрацитовый штыб, отходы деревообработки и др.) представляется чрезвычайно перспективной в свете требований экологии и возможности использования местных топлив. Наряду с положительными качествами ЦКС есть также и трудности, связанные в основном с недостаточной теоретической проработкой процессов в ожигенных слоях. В настоящее время находятся в эксплуатации в США, Германии, Франции, Финляндии и других странах промышленные котлоагрегаты с ЦКС. Следует отметить широкое разнообразие теорий, описывающих процессы псевдоожигения с разной степенью соответствия экспериментальным данным. Однако до сих пор не выработано достаточно адекватной теории, способной с достаточной степенью точности предсказать гидродинамические, тепловые и экологические параметры той или иной конструкции котлоагрегата.

Авторами рассматривается течение смеси газа и твердых частиц в газодинамическом тракте. Двухфазная среда предполагается полидисперсной, учитывается собственный объем, занимаемый частицами, и эффекты силового и теплового взаимодействия между несущим газом и взвешенными в нём частицами, а также обмен импульсом и энергией между частицами. В качестве модели такой среды была выбрана феноменологическая модель взаимопроникающих континуумов. Основой феноменологической модели является понятие многоскоростного континуума, определяющего взаимопроникающее движение всех составляющих компонент среды. Такой скоростной континуум представляет собой совокупность N континуумов, каждый из которых относится к своей компоненте смеси. Здесь и далее под компонентой понимается принадлежность массы частицы m_i к заданному интервалу масс: $m_i \in [m_i, m_2]$. Для каждого из этих составляющих континуумов в каждой точке определяются обычным образом плотность как масса i -ой компоненты в единице объема среды, скорость \vec{U}_i , температура T_i . Таким образом, в каждой точке такого объема, занятого смесью, будет определено N плотностей ρ_i , скоростей \vec{U}_i , температур T_i . Механика смесей строится на основе физических законов сохранения массы, импульса и энергии. Далее записываются балансовые соотношения массы, импульса и энергии для каждой составляющей (компоненты) в некотором фиксированном в пространстве объеме смеси V , ограниченном поверхностью S , учитывая при этом соответствующий обмен (через взаимодействие) импульсом и энергией между составляющими внутри объема V .

При этом имеет место соотношение между истинными и счетными плотностями

$$\frac{\rho_0}{\rho_r} + \frac{1}{\rho_b} \sum_{i=1}^N \rho_i = 1,$$

где ρ_r , ρ_b - истинные плотности газа и материала частиц.

Кроме того, при отсутствии обмена массами между составляющими, как это имеет место для рассматриваемого течения, масса частиц M_i остаётся постоянной.

$$\text{Уравнение сохранения масс имеет вид } \int_V \frac{d\rho_i}{dt} dV = - \int_S \rho_i V_{ni} dS, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

где V_{ni} - нормальная скорость к поверхности S .

Уравнение импульсов для каждой составляющей смеси можно представить в виде

$$\int_V \frac{d}{dt} \rho_i \vec{U}_i dV = - \int_S \rho_i \vec{U}_i V_{ni} dS + \int_S \vec{G}_{ni} d\vec{S} + \int_V \sum_{j=0}^N \vec{P}_{ji} dV - \int_V \rho_i \vec{g} dV$$

Здесь первое слагаемое правой части соответствует притоку импульса i -той составляющей через поверхность S , второе - воздействию внешних поверхностных сил, характеризуемых вектором \vec{G}_{ni} . Вектор P_{ji} представляет собой интенсивность обмена импульсом между j -той и i -той компонентами. При этом из закона сохранения импульса при различных взаимодействиях имеет место соотношение $\vec{P}_{ji} = \vec{P}_{ij}$, $\vec{P}_{ii} = 0$. Последний член учитывает силу тяжести.

Уравнение энергии слоя компонент среды запишется следующим образом:

$$\int_V \frac{d}{dt} \rho_i E_i dV = - \int_S \rho_i E_i V_{ni} dS + \int_S C_{ni} dS - \int_S \rho_i \vec{g} U_i d\vec{S} + \int_V \sum_{j=0}^N E_{ji} dV \quad (1.4)$$

Здесь первое слагаемое в правой части соответствует притоку энергии i -той составляющей через поверхность S ; второе - работе внешних поверхностных сил $C_{ni} = G_{ni} U_i$, третье - притоку тепла через поверхность S ; E_{ji} характеризует интенсивность обмена энергией j -той и i -той составляющими.

Из закона сохранения энергии при различных взаимодействиях следует $E_{ji} = E_{ij}$, $E_{ii} = 0$

Под энергией E_i здесь понимается сумма внутренней и кинетической энергий. В частности, для частиц конденсата $E_i = C_a T_i + |\vec{U}_i|^2 / 2$. C_v - теплоёмкость вещества частицы, для идеального газа.

$$E = C_v T_i + |\vec{U}_i|^2 / 2 + P_i / \rho_i$$

C_v - теплоёмкость газа при постоянном объёме.

$$G_{ni} = P \frac{\rho_i}{\rho_B} \vec{n}, \quad C_{ni} = P \frac{\rho_i}{\rho_B} \vec{U}_i \vec{n},$$

где отношение ρ_i / ρ_B соответствует доле поверхности dS , занятой частицами.

Далее, для двухфазной полидисперсной сплошной среды расчёт её движения проводится для ступенчатого распределения частиц по размерам. При этом каждая фракция состоит из n_i частиц с одинаковыми массами m_i , характеризуется плотностью

$$\rho_i = m_i n_i, \text{ скоростью } \vec{U}_i \text{ и температурой } T_i.$$

Частицы разных фракций по-разному увлекаются газом, что приводит к столкновению частиц мелких фракций с крупными и к обмену импульсом и энергией между ними.

Эти процессы описывается следующим образом. При попадании частиц более мелких фракций m_j в крупную m_i ($m_j < m_i$) взаимодействие происходит при каждом столкновении или даже касании, причём количество попавших частиц мелких фракций n_j в одну крупную m_i в единицу времени определяется как

$$\sum_{j=0}^i K_{ij} n_j, \quad K_{ij} = \pi [r_i + r_j]^2 |\vec{U}_i - \vec{U}_j|,$$

K_{ij} - коэффициент взаимодействия.

При налетании частиц более мелких фракций m_j на частицу m_i ($m_j < m_i$) считается, что частицы m_j отскакивают от m_i , причём скорости отражённых частиц будем полагать

$$\vec{U}_j^{omp} = \vec{U}_i + (1 - \alpha_{ij})(\vec{U}_i - \vec{U}_j),$$

где α_{ij} - эмпирический коэффициент, учитывающий неупругость процесса соударения ($0 \leq \alpha_{ij} \leq 1$). Приняв гипотезу об абсолютно упругом соударении ($\alpha_{ij} = 0$), получим $\vec{U}_j^{omp} = 2\vec{U}_i - \vec{U}_j$

То же самое происходит и при столкновении частицы m_i с более крупными m_j ($m_j > m_i$), а именно: считается, что скорости отражённых частиц m_i от m_j равны

$$\vec{U}_i^{omp} = \vec{U}_j + (1 - \alpha_{ji})(\vec{U}_j - \vec{U}_i)$$

При $\alpha_{ij} = 0$
$$\vec{U}_i^{omp} = 2\vec{U}_j - \vec{U}_i$$

Принимая во внимание этот факт, запишем общее изменение количества движения частиц m_i - той фракции.

1. Налетевшие частицы мелких фракций принесут во фракцию i количество движения
$$n_i \sum_{j=0}^i K_{ij} n_j \rho_j \vec{U}_j.$$

2. Отражённые от частицы m_i унесут с собой количество движения

$$n_i \sum_{j=0}^i K_{ij} \rho_j n_j (2\vec{U}_i - \vec{U}_j).$$

3. Налетевшие частицы i - той фракции на более крупные с массами m_j ($j > i$) унесут из фракции i количество движения, равное

$$n_i \sum_{j=0}^N K_{ij} n_j \rho_i \vec{U}_i.$$

4. Отражённые частицы m_i от более крупных фракций принесут во фракцию i , количество движения

$$n_i \sum_{j=i}^N K_{ij} n_j \rho_i (2\vec{U}_j - \vec{U}_i).$$

Суммируя (с учётом знака) приход и уход количества движения для фракции i , получим для уравнения (1.3)

$$\sum_{j=0}^N \vec{P}_{ji} = 2n_i \sum_{j=0}^i K_{ij} \rho_j n_j (\vec{U}_j - \vec{U}_i) + 2n_i \rho_i \sum_{j=i}^N K_{ij} n_j (\vec{U}_j - \vec{U}_i).$$

Поступая совершенно аналогично при рассмотрении изменения полной энергии E_i фракции i , можно выписать аналогичные предыдущему соотношения между приходом и уходом полной энергии i - той фракции

$$\sum_{j=0}^N E_{ji} = 2n_i \sum_{j=0}^i K_{ij} \rho_j n_j (E_j - E_i) + 2n_i \rho_i \sum_{j=i}^N K_{ij} n_j (E_j - E_i).$$

Рассмотрим теперь аналогичные соотношения, имеющие место при взаимодействиях газа и частиц. Обмен количеством движения и энергией осуществляется только за счёт вязких сил при обтекании частиц газом (механизм увлечения частиц) и теплоотдачи от частиц к газу. Сам газ предполагается идеальным, имеющим постоянный показатель адиабаты.

Тогда имеем
$$\vec{P}_{jo} = \rho_j C_{Rj} (\vec{U}_o - \vec{U}_j),$$

где C_{Rj} - коэффициент сопротивления j - той частицы при обтекании её газом.

Выражение для обмена энергией между частицами и газом запишется

$$E_{j0} = \rho_j [C_{\alpha j} C_p (T_0 - T_j) + C_{Rj} \bar{U}_j (\bar{U}_0 - \bar{U}_j)]$$

$C_{\alpha j}$ - коэффициент теплопередачи, C_p - удельная теплоёмкость газа при постоянном давлении.

Система также описывает и движение газа, причём для идеального газа с постоянным показателем адиабаты имеют место следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \bar{G}_{n0} &= P \rho_0 / \rho_\Gamma \bar{n}, \\ E &= C_v T + P_0 / \rho_\Gamma + |\bar{U}|^2 / 2 \\ C_{n0} &= P \rho_0 / \rho_\Gamma \bar{n} \bar{U}, \\ \bar{g} &= g \bar{n} = 0 \end{aligned}$$

Кроме того, в силу свойства членов, характеризующих обмен импульсом и энергией

$$\bar{P}_{ji} = -\bar{P}_{ij}, \quad E_{ji} = -E_{ij}$$

имеем:

$$\begin{aligned} \sum_{j=0}^N P_{j0} &= \sum_{j=1}^N \rho_j C_{Rj} (\bar{U}_j - \bar{U}_0) \\ \sum_{j=0}^N E_{j0} &= \sum_{j=1}^N \rho_j [C_{\alpha j} C_p (T_j - T_0) + C_{Rj} \bar{U}_j (\bar{U}_j - \bar{U}_0)] \end{aligned}$$

Переходя от интегральной формы записи к дифференциальной, по формуле Остроградского-Гаусса запишем для общего случая нестационарного двухфазного течения в котельном агрегате систему дифференциальных уравнений в форме законов сохранения.

Система уравнений двухфазного слоя.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_0 + \nabla \rho_0 \bar{U}_0 &= 0, \quad \frac{d}{dt} \rho_0 \bar{U}_0 + \nabla [\rho_0 (\bar{U}_0 \bar{n}) \bar{U}_0] = \nabla [\bar{G}_{n0}] + \sum_{i=1}^N \rho_j C_{Rj} (\bar{U}_j - \bar{U}_0), \\ \frac{d}{dt} \rho_0 E_0 + \nabla [\rho_0 E_0 (\bar{U}_0 \cdot \bar{n})] &= \nabla [C_{n0}] + \sum_{j=1}^N \rho_j [C_{\alpha j} \cdot C_p (T_j - T_0) + C_{Rj} \bar{U}_j (\bar{U}_j - \bar{U}_0)] \\ P_0 &= \rho_0 R T_0, \\ E_0 &= C_0 T_0 + |U_0^2| / 2 + P_0 / \rho_0 \quad \bar{G}_{n0} = P_0 \rho_0 / \rho_\Gamma \bar{n} \quad C_{n0} = G_{n0} \bar{U}_0 \\ \frac{d}{dt} \rho_i + \nabla \rho_i \bar{U}_i &= 0, \\ \frac{d}{dt} \rho_i \bar{U}_i + \nabla [\rho_i (\bar{U}_i \cdot \bar{n}) \bar{U}_i] &= \rho_i C_{Ri} (\bar{U}_i - \bar{U}_0) + 2n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \rho_j n_j (\bar{U}_j - \bar{U}_i) - 2n_i \rho_i \sum_{j=1}^N K_{ij} \\ & n_j (U_j - U_i) - \rho_i \bar{g} \end{aligned}$$

$$\frac{d}{dt} \rho_i E_i + \nabla[\rho_i E_i (\vec{U}_i \vec{n})] = \rho_i [C_{ai} C_p (T_i - T_0) + C_{Ri} \vec{U}_i (\vec{U}_i - \vec{U}_0)] + 2n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \rho_j n_j (E_j - E_i) + 2n_i \rho_i \sum_{j=1}^N K_{ij} n_j (E_j - E_i) - \rho_i \vec{g} \vec{U}_i$$

$$E_i = C_{\epsilon} T_i + |U_i^2| / 2$$

В уравнения входят значения коэффициентов сопротивления C_{Ri} и теплопередачи C_{ai} , определению которых посвящено большое число как теоретических, так и экспериментальных работ.

Для C_{Ri} в данной работе использовалось выражение, рекомендуемое в для расчёта двухфазных течений с большой концентрацией частиц

$$C_{Ri} = \begin{cases} \frac{C_{Ro}}{\epsilon_i} (1 + 0,15 \cdot Re_i^{0,687}); \\ 0,44 \\ C_{Ro} \cdot \epsilon_i \end{cases} \quad Re_i < 10^3, \quad Re_i \geq 10^3$$

где $C_{Ro} = \frac{g}{2} \cdot \frac{\tau}{\tau_i^2}$, $Re_i = \frac{2 \cdot \tau_i \cdot \rho |\vec{U} - \vec{U}_i|}{\tau}$, $\epsilon_i = \left(\frac{\rho}{\rho_r}\right)^{2,67}$

Для коэффициента теплопередачи C_{ai} широко используется формула Дрейка с поправкой Ковано

$$C_{ai} = C_{ai0} \frac{NU_{i0}}{1 + 3,42 \frac{n}{2\tau_i \rho_{\alpha 0}} \cdot \frac{NU_{i0}}{P_r}}$$

$$NU_{i0} = 2 + 0,459 Re_i^{0,55} P_r^{0,33}$$

$$C_{ai0} = \frac{3 \cdot n}{2P_r \cdot r_i^2 \cdot \rho_{ei}}$$

P_r - число Прандтля для газа.

Для проверки адекватности результатов математического моделирования проведено измерение концентрации твердой фазы на экспериментальной установке.

Апробация математической модели показала, что она правильно описывает расширение кипящего слоя, распределение порозности по высоте канала и характер ее пульсаций при турбулентном режиме ожигения. Численные данные дают удовлетворительное согласование с измеренными на экспериментальной установке по распределению средних по сечению и осредненных по времени значений давления по высоте канала (рис 2), а также осредненных по времени профилей концентрации частиц (рис. 3).

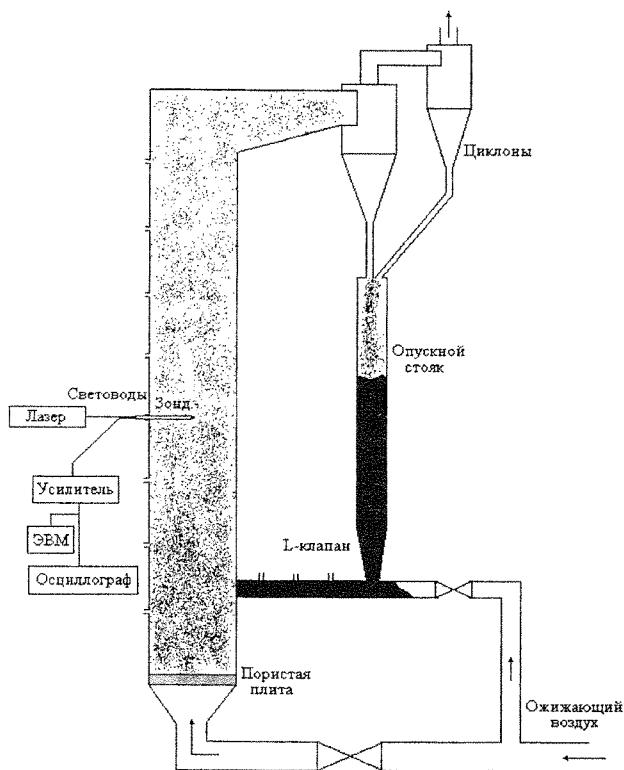


Рис. 1. Схема «холодного» стенда ЦКС

Установлено существенно неравномерное распределение концентрации частиц по высоте подъёмной колонны, резко выраженная неоднородность профиля скорости фаз и пористости по сечению аппарата, наличие в потоке локальных пристенных зон ссыпания дискретного материала или внутренней циркуляции частиц, пульсирующий характер движения смеси, образования и разрушения кластеров.

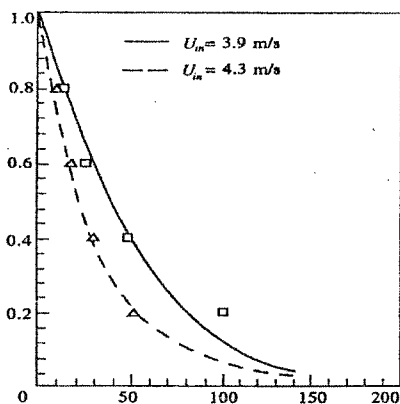


Рис. 2. Распределение давления по высоте

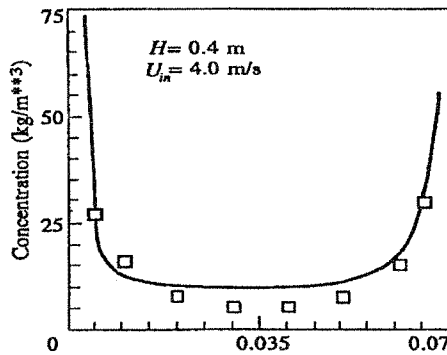
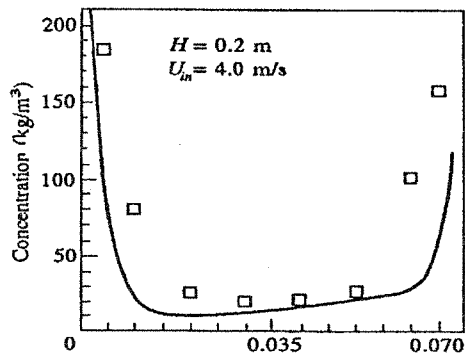


Рис. 3. Профили концентрации по сечению

Вместе с рассмотрением трехмерного случая было также уделено внимание одномерной нестационарной задаче, что позволило найти интегральные нестационарные зависимости. Система уравнений, описывающая топочные процессы в рамках принятых допущений, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = \sum_{j=1}^M J_j, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + (1 - \alpha) \frac{\partial p}{\partial x} = \sum_{j=1}^N F_j - \frac{2f_g \rho u^2}{S}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho C_{O_2}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u C_{O_2}}{\partial x} = - \frac{M_{O_2}}{M_C} \sum_{j=1}^M J_j, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho C_{N_2} + \frac{\partial}{\partial x} \rho u C_{N_2} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho C_p T + \frac{\partial}{\partial x} \rho u C_p T = \sum_{j=1}^M J Q + \sum_{j=1}^N F_j (u_j - u) - \frac{q_{рад} + q_{см}}{S}, \quad (5)$$

$$p = \frac{R_0}{M} \rho T, \quad \frac{1}{M} = \left(\frac{C_{O_2}}{32} + \frac{C_{N_2}}{28} + \frac{C_{ПС}}{M_{ПС}} \right),$$

$$C_{ПС} = 1 - C_{O_2} - C_{N_2},$$

$$\bar{\rho} = \sum_{i=1}^N \rho_i, \quad \bar{C}_p = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i C_{pi}}{\rho}, \quad \bar{u} = \sum_{i=1}^N \frac{\rho_i u_i}{\rho},$$

$$f_g = \frac{16}{Re}, \quad Re \leq 2100;$$

$$f_g = \frac{0,0791}{Re^{0,25}}, \quad Re \leq 10^5;$$

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = 2 \log(Re \sqrt{f_g}) - 0,8, \quad Re > 10^5;$$

$$Re = \frac{S \rho u}{\mu},$$

где α, ρ, p - объемная доля, плотность и давление; u - скорость; $C_{O_2}, C_{N_2}, C_{ПС}$ - массовые доли кислорода, азота и продуктов сгорания; G - модуль напряжений в дисперсной фазе, возникающих из-за ее переуплотнения; T - температура; C_p - удельная теплоемкость; $q_{рад}, q_{см}$ - лучистый и конвективный тепловые потоки на стенку; S - площадь поперечного сечения топочной камеры; f_g - коэффициент трения.

Индексы относятся к параметрам дисперсной фазы, которая состоит из M угольных и $N - M$ золовых частиц. Внутри каждого вида частиц нумерация фракций осуществляется таким образом, что меньшему номеру соответствует меньший размер.

Сила аэродинамического сопротивления F_i , определялась согласно:

$$F_i = \beta_i(u - u_i), \quad i = 1, 2, \dots, N$$

$$\beta_i = 150 \frac{\rho_i \alpha_i \mu}{\rho_p^0 (\alpha d_i \varphi_i)^2} + 1,75 \frac{\rho \rho |u - u_i|}{\rho_p^0 \alpha d_i \varphi_i}, \quad \alpha < 0,8$$

$$\beta_i = \frac{3C_{Di} |u_i - u| \rho_i \rho}{4d_i \varphi_i \rho_p^0} \alpha^{-2,65}, \quad \alpha \geq 0,8$$

$$C_{Pi} = \begin{cases} \frac{24}{Re_i} (1 + 0,15 Re_i^{0,687}) & Re_i \leq 10^3 \\ 0,44 & Re_i > 10^3 \end{cases}$$

$$Re_i = \frac{\rho |u_i - u| d_i}{\mu},$$

где d_i, φ_i - размер частиц и коэффициент формы частицы; ρ_p^0 - плотность материала частиц.

Уравнения движения частиц:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_i + \frac{\partial}{\partial x} \rho_i u_i = -J_i + \sum_{j=M+1}^N J_{ij}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_i u_i + \frac{\partial}{\partial x} \rho_i u_i^2 = -\alpha_i \frac{\partial p}{\partial x} - F_i - \rho_i g + \sum_{j=1}^N F_{ij} + \sum_{j=1}^N J_{ij} u_{ij} - G \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} + \frac{2f_{si} \rho_i u_i^2}{S} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n_i + \frac{\partial}{\partial x} u_i n_i = 0, \quad T_i = T \quad (8)$$

$$f_{si} = 0,0025 V u_i$$

$$J_i = \frac{6M_c}{d_i M_{O_2}} k_{ef} \rho C_{O_2},$$

Взаимодействие между фракциями рассчитывалось с использованием соотношений, приведенных в:

$$F_{ij} = C_{ij} (u_j - u_i)$$

$$C_{ij} = \frac{\gamma_j \rho_j \rho_i |u_i - u_j|}{\rho_p^0 d_i}, \quad \gamma_j = \left(\frac{d_j}{d_* \varphi_j^{1,5}} \right)^{0,75} \quad i > j$$

$$C_{ij} = C_{ji}, \quad i < j, \quad d_* = 3,38 \cdot 10^{-4} \text{ м}$$

Полагается, что уменьшение размеров угольных частиц происходит только за счет их горения ($J_{ij} = 0, i \leq M$), а золовых - за счет истирания ($J_i = 0, i > M$). При этом, как уже упоминалось, масса продуктов разрушения золовых частиц переходит в их самую мелкую фракцию. Для такой схемы массообмена имеем:

$$J_{i,M+1} = -k(u - u_{mi}) \rho_i, \quad u > u_{mi}, \quad J_{M+1,i} = -J_{i,M+1}, \quad i = M + 2, \dots, N$$

$$J_{ij} = 0 \quad (i, j \neq M + 2);$$

$$u_{ij} = \begin{cases} u_j, & J_{ij} > 0 \quad i = M + 2, \dots, N \\ u_i, & J_{ij} < 0 \quad j = M + 2, \dots, N \end{cases}$$

где u_{mi} - минимальная скорость ожижения частиц i -той фракции; k - константа ($k \approx (1 \div 5) \cdot 10^{-6} 1/M$).

В топках с ЦКС наряду с конвективным теплообменом следует учитывать и кондуктивный теплообмен, обусловленный соударениями частиц с более холодными стенками топки. Поэтому:

$$q_{cm} = q_{conv} + q_{cond}, \tag{9}$$

$$q_{conv} = 0,142 \frac{\lambda(1-\alpha)^{0,133}}{d_p} \left(\frac{\rho u d_p}{\mu \alpha} \right)^{0,8} Pr^{0,33} (T - T_w), \tag{10}$$

$$q_{cond} = 8,95 \frac{\lambda \alpha_p^{0,667}}{d_p} (T - T_w), \tag{11}$$

где d_p - средний размер частиц; T_w - температура стенки.

Лучистый поток тепла на стенку определяется как:

$$q_{rad} = \sigma \varepsilon_T \psi (T^4 - T_w^4), \tag{12}$$

где ε_T - степень черноты стенок топки, ψ - тепловая эффективность экранов.

Проведено численное моделирование ряда режимов работы топки с ЦКС, на основе которого были получены различные зависимости, некоторые из них представлены в этой статье. На рис. 4 показано распределение скорости по высоте топки; на рис.5 зависимость температуры; на рис.6 представлено распределение давления.

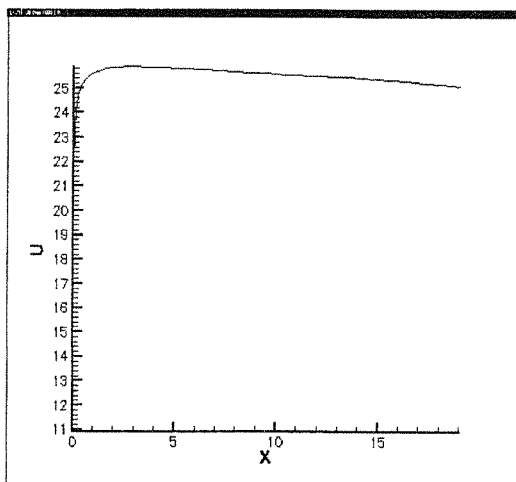


Рис. 4

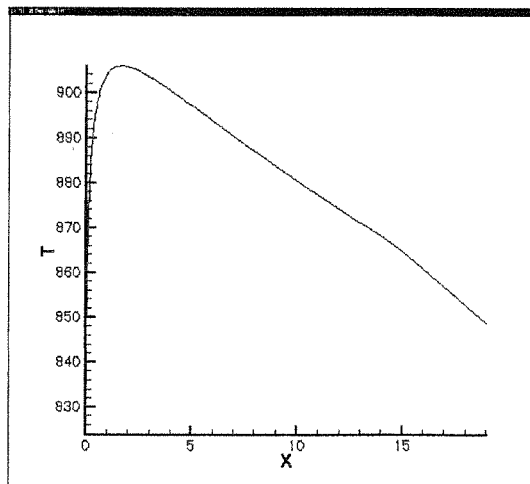


Рис. 5

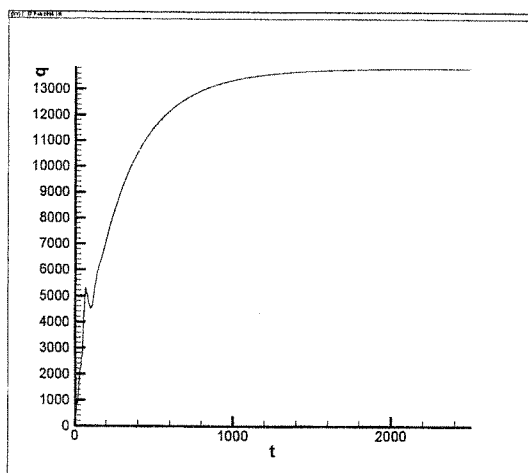


Рис.6

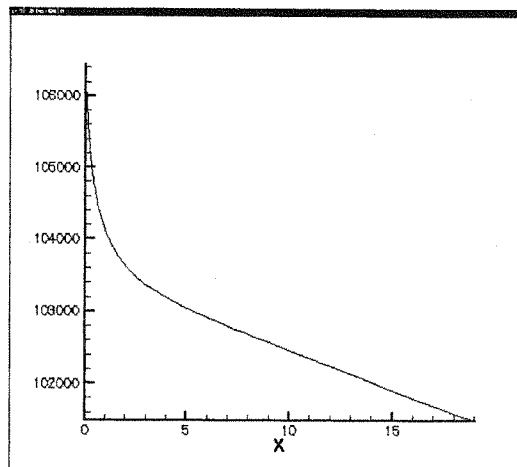


Рис.7

На рис.7 приведено изменение суммарного теплонапряжения при запуске котла во времени, по которому можно оценить время выхода котла на стационарный режим. Весьма интересным с практической точки зрения является прогнозирование поведения суммарного теплонапряжения во времени при резком изменении подачи топлива, т.е. исследование так называемых переходных режимов работы энергоблока. На рис. 8 и рис. 9 приведены кривые изменения теплонапряжения, полученные при внезапном уменьшении поступления топлива на 20% и 10% соответственно. За начало отсчета времени принято время выхода на стационарный режим. Видно, что процесс выхода на новый тепловой режим имеет типично релаксационный характер и является достаточно продолжительным. Приведенные результаты расчетов иллюстрируют возможности разработанной программы и полезность ее применения для целей прогнозирования изменений различных тепловых характеристик котла, что весьма важно для оперативного управления энергоблоком при нарушениях в подаче топлива или вторичного воздуха.

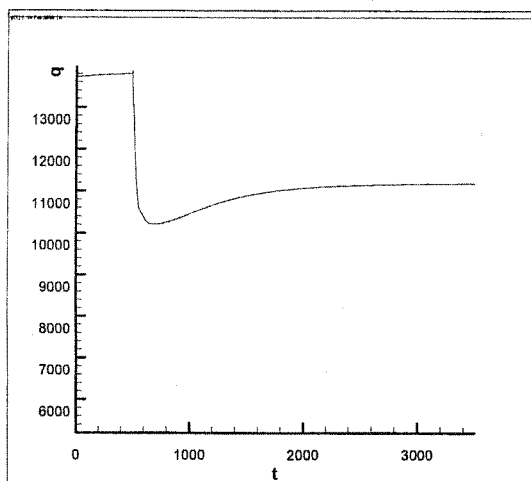


Рис.8

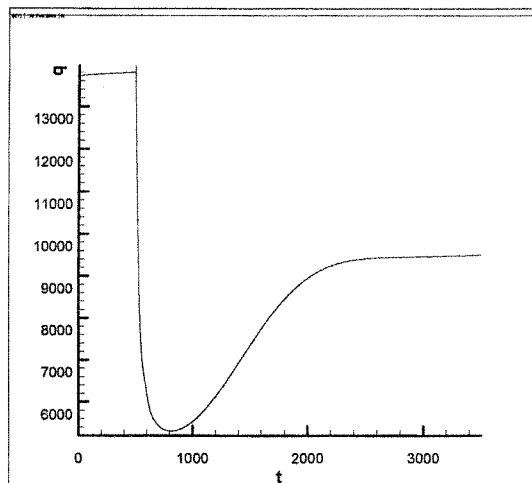


Рис.9

Заключение

Программно-математическое обеспечение котельной технологии ЦКС обеспечивает возможность расчёта таких технических процессов: теплового аэродинамического выгорания и образования токсичных выбросов и др.

Разработанные математические модели, адаптированные физическим экспериментом, служат необходимой базой выбора режимных и конструктивных параметров парогенераторов ЦКС, ориентированных на сжигание местных низкорекреационных, высокозольных, с повышенным содержанием влаги и серы твёрдых топлив

Данная работа выполнена при поддержке гранта МинВУЗа РФ по энергетике ТОО-1.2-3045.

УДК 662.61:519.001.57

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ПЫЛЕУГОЛЬНЫХ ТОПЛИВ

А.В. Старченко^{*}, С.В. Красильников^{}**

*** - Томский государственный университет, г. Томск**

E-mail: starch@ctc.tsu.ru

**** - Томский политехнический университет, г. Томск**

E-mail: sergev@tped.tpu.ru

В настоящее время при проектировании топок котельных агрегатов, работающих на пылевидном угольном топливе, перспективным является использование методов математического моделирования [1, 2]. Такой подход позволяет рассматривать объект в реальном масштабе, в короткие сроки изменять геометрию топки, характеристики топлива, ориентацию действия горелочных струи и их параметров, оперативно производить оценку влияния сделанных изменений на эффективность работы основного звена энергетического оборудования.

Целью данной работы является построение и апробация пространственной математической модели аэродинамики, тепло- и массопереноса, горения полидисперсного угольного топлива в камерах сгорания котлоагрегатов.

При выводе определяющих уравнений математической модели рассматриваемого явления предполагается, что процесс стационарный, теплофизические свойства газовой фазы зависят от концентрации компонентов (N_2 , O_2 , CO , CO_2 , H_2O , летучие) и температуры. Поступающие в топку частицы угля не содержат влаги, и поведение всего ансамбля полидисперсных частиц можно описать поведением нескольких фракций с частицами одинаковых размеров. Двигаясь по топочному пространству, частицы нагреваются за счет конвективного и радиационного теплообмена. После достижения порогового значения температуры начинается выход летучих и гомогенное горение их реагирующих компонентов. Затем происходит догорание коксового остатка, результатом которого могут быть CO и CO_2 . Соотношение этих компонентов в продуктах реакции