

УДК 621.311

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МНОГОСТАДИЙНОГО ПРОЦЕССА СЖИГАНИЯ ЧАСТИЦЫ ИЗ УГЛЯ

Саломатов Вас. В., Саломатов Вл. В.

Институт теплофизики СО РАН, г. Новосибирск

E-mail: vvs@itp.nsc.ru

Аннотация

Выполнено нелинейное математическое моделирование термоподготовки и последующего горения угольной частицы как многостадийного процесса. Анализ основных параметров этого процесса на последовательных стадиях: прогрев, сушка, зажигание и выгорание коксового остатка проведен по приближенно-аналитическим зависимостям. На стадии прогрева частицы лучисто-конвективным теплом температурное поле найдено путем построения асимптотических разложений для малых и больших значений безразмерного времени. Расчетами с использованием полученных зависимостей показано, что температурные напряжения для частиц Канско-Ачинского угля размером 100 мкм и меньше, возникающие в топочной среде 1500 °С, не превышают предела прочности на растяжение и частица не теряет своей сплошности. Частицы же размером 10 мм и более при температуре топочного пространства в 1000 °С разрушаются. При этом момент разрушения достигается в начальной стадии прогрева (малые Fo). Процесс сушки угля формулируется как нелинейная задача Стефана с подвижной границей фазового превращения «жидкость-пар». Скорость и время сушки частицы угля найдены приближенно-аналитически с использованием модели двух зон: подсушенного топлива и топлива с остаточной влажностью. В частном случае малых чисел испарения они свелись к спектру решенной, точно совпадающих с решениями, полученными по методу Л.С.Лейбензона. Характеристики теплового зажигания частицы угля найдены с помощью адиабатического метода В.Н.Вилунова. Изучены такие параметры как время индукции, время и температура зажигания и др. С учетом допущений, характерных для модели Шваба-Зельдовича в рамках квазистационарного приближения, определено время выгорания коксового остатка угольной частицы. Проанализировано влияние золowego каркаса, подсушки угля, внутрипористого реагирования, концентрации кислорода на параметры выгорания. Проведен параметрический анализ влияния физических и режимных параметров на закономерности сжигания угольной частицы Канско-Ачинского месторождения. Определены условия эффективного сжигания одиночной частицы из угля как главного элемента всего топочного процесса.

Ключевые слова: уголь, горение, прогрев, сушка, сжигание, коксовый остаток, математическая модель

Основные обозначения

Размерные величины:

A_c – зольность коксовой частицы на сухую массу, %;
 a – температуропроводность, m^2/c ;
 E – энергия активации, kJ/mol ;
 D_k – коэффициент диффузии кислорода, m^2/c ;
 G – плотность потока массы, $kg/(m^2 \cdot c)$;
 k – константа скорости реакции;
 H_u – теплота испарения, kJ/kg ;
 m_k – текущая концентрация кислорода, kg/m^3 ;
 r – текущий радиус частицы, m ;
 r_o, d_o – начальный радиус и диаметр угольной частицы, m ;
 r_i – радиус поверхности испарения, m ;

r_r – радиус поверхности гетерогенного горения, m ;
 c – теплоемкость, $J/(kg \cdot K)$;
 t – текущее время, c ;
 $t_{выг}$ – время выгорания, c ;
 T_o – начальная температура частицы, K ;
 T_c – температура высокотемпературной топочной среды, K ;
 T_u – температура испарения, K ;
 s – параметр преобразования Лапласа;
 Z_0 – предэкспонент, $1/c$;
 α – коэффициент конвективной теплоотдачи, $W/(m^2 \cdot K)$;
 β – безразмерный параметр зажигания;
 β в (33) – стехиометрический коэффициент;
 σ_0 – коэффициент излучения абсолютно черного тела, $W/(m^2 \cdot K^4)$;
 σ_{max} – максимальные температурные напряжения, n/m^2 ;

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
 ρ_c – плотность углеродного слоя, кг/м³;
 $\rho_{к.о}$ – плотность коксового остатка, кг/м³;
 τ_0 – время зажигания, с;
 $\tau_{пр}$ – время прогрева, с;
 $\tau_{и}$ – время индукции, с.

Индексы:

о – начальное значение;
L – индекс преобразования Лапласа;
1 – принадлежность к влажной зоне частицы;
2 – принадлежность к подсушенной зоне частицы;
г – координата зоны теплового возмущения;
с – принадлежность к углеродному слою;
г – фронт горения;
гк – горение коксового остатка;
д – диффузия;
з – зажигание;
з.с – золотый слой;
и – испарение;
к.о – коксовый остаток;
у – уголь;
с – углерод;
w – поверхность.

Безразмерные величины:

Θ – безразмерная температура;
 Fo – число Фурье;
 R – безразмерный радиус;
 Sk – число Старка;
 Bi – число Био;
 Ki – число Кирпичева;
 K_a – отношение температуропроводностей подсушенной и влажной зоны угольной частицы;
 $R_{и}$ – безразмерная координата фронта испарения;
 K_{λ} – отношение теплопроводностей подсушенной и влажной зоны угольной частицы;
 M – число испарения;
 ξ – безразмерная координата по Франк-Каменецкому;
 τ – безразмерное время по Франк-Каменецкому.

Введение

Основная выработка тепловой и электрической энергии в мире осуществляется с использованием угля. Дальнейшее развитие энергетики также планируется с применением низкосортных марок углей. В основу расчетов факельного сжигания углей закладываются

зависимости по горению отдельных угольных частиц. Эти процессы для частиц натуральных углей включают сложные превращения органической и минеральной частей угольной матрицы, прогрев, сушку, зажигание, выгорание коксового остатка. Такая детализация требует проведения сложного физического и нелинейного математического моделирования.

Наиболее целенаправленно эксперименты по сжиганию угольных частиц были выполнены Л. Н. Хитриным [1], Е. С. Головиной [2], С. Бухманом [3], Р. Ессенхаем [4], М. Шибакка [5], и, особенно, полно научной школой В. И. Бабин из ВТИ [6].

Учет широкого спектра факторов при термообработке и горении частиц заложен также в численных расчетах всего топочного процесса. На сегодня здесь наиболее известны компьютерные коды Fluent [7], Ansys [8], Fire 3D – А. В. Старченко и А. М. Бубенчикова [9], σ -Flow-расчетчиков под руководством А. А. Дегтярева [10] и ряд других.

Однако и на сегодня более востребованным остается метод математического моделирования термоподготовки и горения одиночных угольных частиц с возможностью получения итоговых приближенно-аналитических расчетных формул. Подобные решения дают возможность исчерпывающего параметрического анализа, выполнения экспресс-расчетов, а также другие преимущества. Такой подход реализован в данной работе.

1. Стадия прогрева угольной частицы

Под воздействием высокотемпературной газовой среды идет прогрев угольной частицы, который заканчивается в момент достижения на ее поверхности температуры фазового перехода (влага-пар). Достоверность расчетной информации существенно возрастает при учете в математической модели таких осложняющих факторов, как тепловое излучение, сушка угля, зажигание летучих, их выгорание, сжигание кокса и др. Они вносят нелинейности в математическую постановку задачи, что, естественно, затрудняет получение итоговых формул. Исследуем математическую модель прогрева угольной частицы, когда нелинейность сосредоточена в граничном условии (радиационно-конвективный прогрев). Краевая задача по определению нестационарного температурного поля записывается в виде следующей безразмерной системы уравнений

$$\frac{\partial \Theta}{\partial Fo} = R^{-2} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^2 \frac{\partial \Theta}{\partial R} \right], \quad 0 < R < 1, \quad 0 < Fo < Fo_u \quad (1)$$

$$\Theta(R, 0) = \Theta_0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta(1, Fo)}{\partial x} = Sk [1 - \Theta^4(1, Fo)] + Bi [1 - \Theta(1, Fo)], \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta(0, Fo)}{\partial R} = 0. \quad (4)$$

$$\text{Здесь } R = \frac{r}{r_o}, \quad Fo = \frac{at}{r_o^2}, \quad \Theta_0 = \frac{T_o}{T_c}, \quad \Theta(R, Fo) = \frac{T(r_o, t)}{T_c}; \quad Sk = \frac{\sigma r_o T_c^3}{\lambda}; \quad Bi = \frac{\alpha r_o}{\lambda}.$$

Задача (1)–(4) не имеет точного аналитического решения. Формальное решение (1)–(4) в изображениях по Лапласу примет вид:

$$\Theta_L(R, s) - \Theta_0 = Ki_L(s) F_L(R, s) \quad (5)$$

где $F_L(R, s)$ равно:

$$sh \sqrt{s} R \left[\sqrt{s} R \left(ch \sqrt{s} + s^{-1/2} sh \sqrt{s} \right) \right]^{-1} \quad (6)$$

Необходимость параметрического анализа построенного решения, возможность проведения ускоренных расчетов, а также то, что в большинстве случаев решение температурной задачи является подготовительным этапом для оценки термонапряжений, управляющих воздействий, оптимизации, требуют простых

приближенных аналитических решений без бесконечных рядов, в явном виде и т. д.

В связи с указанными требованиями оригинал (5) строится в форме асимптотических разложений для малых Fo (большие s) и больших Fo (малые s).

Асимптотика решений для малых чисел Fo (большие s)

В начальной стадии прогрева угольной частицы решение определяется поведением изображения передаточной функции $FL(R, s)$ в области больших значений s . Представляя $FL(R, s)$ в виде разложения по большому параметру s , приравнявая члены при одинаковых степенях разложения, переходя в (5) в область оригиналов, находим решение при учете первого члена разложения

$$\begin{aligned} \Theta(R, Fo) - \Theta_0 \cong & \frac{1}{R} \int_0^{Fo} Ki(\eta) \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi(Fo-\eta)}} \exp \left[-\frac{(1-R)^2}{4(Fo-\eta)} \right] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{\sqrt{\pi(Fo-\eta)}} \exp \left[-\frac{(1+R)^2}{4(Fo-\eta)} \right] \right\} d\eta \end{aligned} \quad (7)$$

Для приближенного решения (7) представим $Ki(\eta)$ в виде ряда Тейлора. Далее, производя интегрирование, получим решение для

нахождения безразмерной температуры с учетом первого члена разложения при малых Fo

$$\begin{aligned} \Theta(R, Fo) - \Theta_0 \cong & \frac{2}{\sqrt{\pi R}} \cdot Sk [1 - \Theta^4(1, Fo)] + Bi [1 - \Theta(1, Fo)] \times \\ & \times \left[\sqrt{Fo} \Phi_1(R, Fo) + \frac{1-K}{2} \sqrt{\pi} \Phi_2(R, Fo) \right] + \dots \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Phi_1 = \exp\left[-\frac{(1-R)^2}{4Fo}\right]$, $\Phi_2 = \operatorname{erfc}\left(\frac{1-R}{2\sqrt{Fo}}\right)$.

Температура на поверхности отыщется из соотношения

$$[\Theta(1, Fo) - \Theta_0] \left[1 - \Theta^4(1, Fo) + \frac{Bi}{Sk} [1 - \Theta(1, Fo)] \right]^{-1} \cong 2Sk\sqrt{Fo} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} + \frac{\sqrt{Fo}}{3} + \dots \right) \quad (9)$$

Асимптотика решений при больших числах Fo (малые s)

Представляя передаточную функцию $FL(R, s)$ в (5) в виде разложения по малому параметру s приравнивая члены при одинаковых

степенях s , возвращаясь из области изображения (5) в пространство оригиналов, получим в результате решение для температурной функции с учетом трех членов разложения

$$\begin{aligned} \Theta(R, Fo) - \Theta_0 \cong & 3 \int_0^{Fo} Ki(Fo) dFo + Ki(Fo) \frac{5R^2 - 3}{10} + \\ & + Ki'(Fo) \frac{1}{20} \left(\frac{R^4}{2} - R^2 + \frac{27}{70} \right) + \dots \end{aligned} \quad (10)$$

Для поверхностной температуры ($R = 1$) при учете двух членов из (10) следует нели-

нейное интегральное уравнение Вольтерра II рода

$$\begin{aligned} \Theta(1, Fo) - \Theta_0 \cong & 3 \int_0^{Fo} \{ Sk[1 - \Theta^4(1, Fo)] + Bi[1 - \Theta(1, Fo)] \} dFo + \\ & + \frac{1}{5} \{ Sk[1 - \Theta^4(1, Fo)] + Bi[1 - \Theta(1, Fo)] \} dFo, \end{aligned} \quad (11)$$

Решением (11) является выражение

$$3SkFo = f_0 \left[\Theta(1, Fo), Sk, \frac{Bi}{Sk} \right] - f_0 \left[\Theta^*, Sk, \frac{Bi}{Sk} \right], \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} f_0 Sk, p = & -\frac{Sk}{5} \ln |1 - \Theta^4 + p(1 - \Theta)| + \\ & + C_1 \left\{ C_1^{1/2} \ln \frac{C_2}{C_3} + (p + C_1^{3/2}) |C_1 C_4|^{-1/2} \ln \frac{C_5}{C_6} - \right. \\ & \left. - 2 p - C_1^{3/2} |C_1 C_7|^{-1/2} \operatorname{arctg} \frac{2\Theta - C_1^{1/2}}{(C_1 C_7)^{1/2}} \right\} p^2 + C_1^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

а $C_1 - C_7$ – известные константы, зависящие от параметров задачи.

Теперь, зная температуру поверхности, можно определить температуру в любом сече-

нии частицы. Так, с учетом трех членов ряда имеем температурное поле для больших чисел Фурье

$$\Theta(R, Fo) \cong \Theta(1, Fo) + \{Sk[1 - \Theta^4(1, Fo)] + Bi[1 - \Theta(1, Fo)]\} \frac{(R^2 - 1)^4}{2} + \dots \quad (14)$$

Нестационарные термоупругие напряжения в угольной частице

Решения по температурному полю дают возможность получить расчетные зависимости для определения теплонапряжений, что является основой оценки разрушения угольных частиц, ускоряющего процесс их сжигания. Исследования, проведенные Паркусом [11], показали, что для широкого класса задач, к которому можно отнести и стадию прогрева угольной частицы, изменения температуры по времени происходят достаточно медленно, и

можно рассматривать этот процесс как некоторую последовательность состояний равновесия. Такой подход является квазистатическим и время в данной задаче играет роль некоторого параметра.

Как известно, любой материал хуже сопротивляется растяжению, чем сжатию. Не исключением является и угольная частица. Максимальные растягивающие (положительные) напряжения при нагреве наступают в центре частицы ($R = 0$) и находятся из выражений:

малые числа Fo

$$\begin{aligned} \sigma_{\max} = & -\frac{2E\beta}{3(1-\mu)} \left[Sk(1 - \Theta^4(1, Fo)) + Bi(1 - \Theta(1, Fo)) \right] \frac{1}{\pi^{1/2}} \left\{ \frac{1}{2} - \right. \\ & \left. - 6Fo[2Fo^{1/2}(\exp(-\frac{1}{4Fo-1}) + \operatorname{erf}(\frac{1}{2Fo^{1/2}}))] \right\} - \{8Fo^{3/2} - \\ & - \left(2Fo^{1/2} \left[(8Fo-1) + \pi^{1/2} \operatorname{erf}(\frac{1}{2Fo^{1/2}}) \exp(\frac{1}{4Fo})(6Fo-1) \right] \times \right. \\ & \left. \times (2 \exp \frac{1}{4Fo})^{-1} \pi^{1/2} \right) - 2 \operatorname{erfc}(\frac{1}{2Fo^{1/2}}) \} \end{aligned} \quad (15)$$

большие числа Fo

$$\sigma_{\max} = \frac{E\beta}{3(1-\mu)} \left[Sk(1 - \Theta^4(1, Fo)) + Bi(1 - \Theta(1, Fo)) \right]. \quad (16)$$

Расчетный анализ

Для сопоставления полученных в работе приближенных аналитических формул по теплонапряжениям проведем сравнение с точным решением Паркуса [11] краевой задачи при линейном граничном условии конвективного типа $Bi = \text{const}$. Канско-Ачинский уголь по классификации относится к бурым углям класса Б2. Вычислительный эксперимент проведен для частицы размером 10^{-2} м. Из данных сопоставлений можно сделать вывод о приемлемой для инженерной практики точности полученных приближенно-аналитических формул. Расчётами также показано, что температурные напряжения для частицы Канско-Ачинского угля размером 100 мкм, возникающие при температуре газовой среды в 1500 °С, не превышают предела прочности на растяжение, а

сами частицы размером до 100 мкм не теряют своей сплошности.

Частицы же размером 10 мм и более при температуре среды в 1000 °С разрушаются. При этом сам момент разрушения достигается в начальной стадии прогрева (малые Fo).

2. Стадия сушки угольной частицы

Для получения приближенных расчетных формул и последующего параметрического их анализа процесс сушки частицы угля сферической формы представляется следующим образом. Прогретая до температуры фазового перехода поверхность частицы подсыхает, двигаясь в высокотемпературной газовой среде, и образует две разные по своим свойствам зоны. Внешняя зона является полностью

высохшим углем, а внутренняя зона – исходным топливом с остаточной влажностью. В дальнейшем тепло, подводимое из окружающего топочного пространства, расходуется на нагрев сухой части частицы (зона 1), на подогрев части топлива с исходной влажностью (зо-

на 2) и совершение фазового перехода жидкость-пар на движущейся границе. Требуется определить температурные поля в зонах 1 и 2, динамику уменьшения влажности.

Постановка данной задачи в безразмерном виде имеет следующий вид:

$$K_a \frac{\partial \Theta_1}{\partial Fo} = R^{-2} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^2 \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} \right], \quad R_n(Fo) < R < 1, \quad Fo > 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial Fo} = R^{-2} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} \right], \quad 0 < R < R_n(Fo), \quad Fo > 0; \quad (18)$$

$$\Theta_1(R, 0) = 1, \quad \Theta_2(R) = \varphi_2(R); \quad (19)$$

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = Bi_1 \Theta_1(1, Fo) [\Theta_c - \Theta_1(1, Fo)] \equiv Ki(Fo); \quad (20)$$

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial R} R_n, Fo - K_\lambda \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} R_n, Fo = -M \frac{dR_n}{dFo}; \quad (21)$$

$$\Theta_1(R_n, Fo) = \Theta_2(R_n, Fo) = 1 \quad (22)$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial R} 0, Fo = 0; \quad (23)$$

где $K_a = \frac{a_2}{a_1}$, $K_\lambda = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$, $Fo = \frac{a_2 t}{r_0^2}$, $M = \frac{H_n}{c_2 T_n}$, $\Theta = \frac{T}{T_n}$.

Задача (17)–(23) относится к классу нелинейных с разрывом температурного градиента на подвижной границе испарения. В общем случае для нее отсутствует возможность построения строго аналитического решения. В статье удалось получить приближенно-аналитические решения при предельных зна-

чениях определяющих параметров этой стадии.

Так, при соблюдении условия $K_a \gg 1$ выражение для расчета динамики испарения полностью прогретой зоны влажного угля до T_w примет вид

$$\tilde{m}Fo_1 = \frac{1}{2} 1 - R_n^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{Bi_1} - 1 \right) 1 - R_n^3 + \frac{\tilde{m}}{10} \left[1 - 5R_n^2 \left(1 - \frac{6}{5} R_n \frac{1 - R_n^2}{1 - R_n^3} \right) \right]. \quad (24)$$

При $\tilde{m} \ll 1$ имеем следующую формулу

$$\tilde{m}Fo_1 \cong \frac{1}{2} 1 - R_n^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{Bi_1} - 1 \right) 1 - R_n^3, \quad (25)$$

Расчеты с помощью полученных решений в пределах безразмерных параметров $1/Bi_1 = 1-20$, $m = 0.1-10$ показали, что относительное заглубление поверхности испарения при сушке частицы угля с остаточной влажностью до начала зажигания составляет не более

25%, т.е. зажигание начинается задолго до полной подсушки угольной частицы.

3. Стадия зажигания

Нелинейная задача зажигания с учетом разумных упрощений формулируется следующей системой безразмерных уравнений

$$\frac{\partial \Theta(\xi, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta(\xi, \tau)}{\partial \xi^2} + \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}\right), \quad (26)$$

$$\Theta(\xi, 0) = \Theta_n, \quad (27)$$

$$-\frac{\partial \Theta(0, \tau)}{\partial \xi} = \text{Bi}_k \Theta_c - \Theta(0, \tau) + \text{Ki}_c \equiv \text{Ki} \Theta(0, \tau), \quad \text{если } \frac{\Theta(0, \tau)}{\Theta_c} \leq 0,65 \quad (28)$$

$$-\frac{\partial \Theta(0, \tau)}{\partial \xi} = \text{Bi}_\Sigma \Theta_c - \Theta(0, \tau) \equiv \text{Ki} \Theta(0, \tau), \quad \text{если } \frac{\Theta(0, \tau)}{\Theta_c} > 0,65 \quad (29)$$

$$\frac{\partial \Theta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0 \quad (30)$$

Здесь безразмерные переменные Франк-Каменецкого [12] имеют вид

$$\text{Ki}_n = \frac{E}{RT_*^2} \frac{x_0}{\lambda} \epsilon \sigma_i T_c^4.$$

$$\Theta = \frac{E}{RT_*^2} (T - T_*),$$

$$\tau = \frac{t}{t_0}, \quad \xi = \frac{x}{x_0},$$

$$t_0 = \frac{RT_*^2}{R} \frac{c}{Qz_0} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right),$$

$$x_0 = \sqrt{at_0} \quad \beta = \frac{RT_*}{E},$$

$$\Theta_c = \frac{E}{RT_*^2} (T_c - T_*), \quad \text{Bi} = \frac{\alpha x_r}{\lambda},$$

$$\Theta_i = \frac{E}{RT_*^2} (T_i - T_*),$$

Математическую модель зажигания (26)-(30) будем решать адиабатическим методом Виллюнова В.Н. [13]. Следуя этому методу, общая задача (26)-(30) распадается на две. Первая представляет собой задачу инертного прогрева, где тепловыделение от химической реакции мало по отношению к теплу, отводимому внутрь частицы теплопроводимостью от внешнего источника тепла.

Полное время зажигания складывается из времени прогрева $\tau_{пр}$ и времени индукции $\tau_{и}$, т. е.

$$\tau_z = \tau_{пр} + \tau_{и}, \quad (31)$$

В нашем случае $\tau_{и} = 1 + 2\beta$, где β – безразмерный параметр зажигания. Время зажигания определится из соотношений

$$\sqrt{\pi \tau_{пр}} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \text{Bi}_k \sqrt{\tau_{пр}} \right)^2 \exp\left(\frac{\Theta_{пр}}{1 + \beta \Theta_{пр}}\right) = \text{Bi}_k (\Theta_c - \Theta_n) + \text{Ki}_c,$$

$$\sqrt{\pi \tau_{\text{пр}}} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \text{Bi}_{\Sigma} \sqrt{\tau_{\text{пр}}} \right)^2 \exp \left(\frac{\Theta_{\text{пр}}}{1 + \beta \Theta_{\text{пр}}} \right) = \text{Bi}_{\Sigma} (\Theta_c - \Theta_n).$$

Температура зажигания найдется из выражений

$$\frac{\pi}{2} \frac{|\Theta_{\text{пр}}|}{(\text{Bi}_k \Theta_c + \text{Ki}_c)} \left(1 + \frac{|\Theta_{\text{пр}}| \text{Bi}_k}{\text{Bi}_k \Theta_c + \text{Ki}_c} \right)^2 = \text{Bi}_k (\Theta_c - \Theta_n) + \text{Ki}_c \text{ при } \frac{\Theta(0, \tau)}{\Theta_c} \leq 0,65, \quad (32)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{|\Theta_{\text{пр}}|}{\text{Bi}_{\Sigma} \Theta_c} \left(1 + \frac{|\Theta_{\text{пр}}|}{\Theta_c} \right)^2 \equiv \text{Ki}_{\Sigma} \Theta(0, \tau) \quad \text{при } \frac{\Theta(0, \tau)}{\Theta_c} > 0,65 \quad (33)$$

4. Выгорание угольной частицы

Выгорание подсушиваемой частицы с сегрегирующей золой

Дифференциальное уравнение убыли потока массы углеродного слоя с поверхности имеет вид

$$-\frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi \rho_c r^3 - r_i^3 \right] \Big|_{r=r_f} = 4\pi r^2 G \Big|_{r=r_f} \equiv W \Big|_{r=r_f}, \quad (34)$$

Далее необходимо выразить массовую скорость горения углерода (правая часть), чтобы проинтегрировать (34). С целью получения аналитических зависимостей вводятся упро-

щения, соответствующие модели Шваба-Зельдовича [14]. С учетом принятых допущений из общей системы уравнений механики многокомпонентной реагирующей среды [15] основополагающая роль будет принадлежать:

а) уравнению сохранения массы для смеси газов,

б) уравнению сохранения концентрации кислорода с соответствующими граничными и начальными условиями.

Находя дополнительную связь между скоростью горения и скоростью сушки, а также массовый поток кислорода, далее подставляя их в (34), разделяя переменные, интегрируя, получим в итоге зависимость для времени выгорания

$$t_{\text{выг}} - t_3 = \frac{\rho_c \left(1 + \frac{H_1 \rho_1}{H_2 \rho_2} \right)}{3\beta \rho D_k m_{\infty}} r_0^2 \left(\frac{1 - R_r^3}{R_r} \right) \left(1 + \frac{D_k}{k r_0} \frac{1}{R_r} \right). \quad (35)$$

Из решения (35) следуют два предельных выражения для $t_{\text{выг}}$, когда $D_k/(k r_0 R_r) \ll 1$ и $D_k/(k r_0 R_r) \gg 1$.

Для первого случая имеем

$$t_{\text{выгI}} - t_3 = \frac{\rho_c \left(1 + \frac{H_1 \rho_1}{H_2 \rho_2} \right)}{3\beta \rho D_k m_{\infty}} r_0^2 \left(\frac{1 - R_r^3}{R_r} \right). \quad (36)$$

Поскольку время выгорания в (36) пропорционально квадрату исходного размера частицы, то по Д. Б. Сполдингу [16] это свойственно диффузионному режиму горения.

Для второго случая имеем

$$t_{\text{выгII}} - t_3 = \frac{\rho_c \left(1 + \frac{H_1 \rho_1}{H_2 \rho_2} \right)}{3\beta \rho m_{\infty} k} r_0^2 \left(\frac{1 - R_r^3}{R_r^2} \right). \quad (37)$$

В силу линейной зависимости времени выгорания от первоначального размера частицы в (37), согласно Л. Н. Хитрину [14], последнее соответствует кинетическому режиму горения.

Выгорание высушенного коксового остатка

На заключительном этапе идет выгорание полностью высушенного коксового остатка.

Тогда время полного сгорания коксового остатка с начальным радиусом $r_{к.0}$ имеет вид

$$t_{\text{выг}} - t_3 = \frac{1}{3\beta} \frac{\rho_C}{\rho m_{\text{к.о}}} \frac{r_{\text{к.о}}^2}{D_k} \left(1 + \frac{D_k}{kr_{\text{к.о}}} \right), \quad (38)$$

Сопоставление расчетных данных по полученным формулам с экспериментальными результатами других исследователей

Для сравнения полученных в статье теоретических результатов с опытными данными по выгоранию полностью высушенного коксового остатка была выбрана корреляционная зависимость [6]

$$t_{\text{выг}} = 2,21 \cdot 10^8 \kappa_{г.к} \frac{100 - A^c}{100} \frac{\rho_C d_{\text{к.о}}^2}{T_{г}^{0,9} \mu_{\text{O}_2}}, \quad (39)$$

Итоговое время выгорания сухого коксового остатка Канско-Ачинского бурого угля класса Б2 размером 1000 мкм в топочной среде при 900 °С и концентрацией кислорода 21% составило 2,45 с, что находит экспериментальное подтверждение в работе [6], где это время равно 2,7 с.

Заключение

В теории горения угольной частицы, описываемой, как правило, нелинейными математическими моделями, наибольший интерес представляют аналитические подходы.

Решить даже наиболее простую задачу возможно лишь в условиях сильных упрощений.

В статье получены приближенно-аналитические зависимости по расчету процессов прогрева, подсушки, зажигания и выгорания отдельных угольных частиц.

Результаты сравнения расчетов по выведенным теоретическим зависимостям с результатами экспериментов по сжиганию угольных частиц, полученными В. И. Бабиным и др., свидетельствуют об удовлетворительном соответствии приведенных данных.

Литература

1. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. – М.: Изд-во МГУ, 1957.
2. Essenhigh R. Temperature measurement of burning coal particles // J. eng. power. 1963. V.85A. Pp. 183-190.
3. Shibaoka M. On investigation of the combustion processes of single coal particles // J. of the Inst. of Fuel. 1969. N42. Pp. 59-66.
4. Бухман С. Исследование теплового режима и механизма горения угольных частиц. В кн.: Третье совещание по теории горения. – М.: Изд-во АН СССР. 1960. С. 12-15.
5. Головина Е. С. Высокотемпературное горение и газификация углерода. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
6. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчёт пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
7. FLUENT User's Guide V. 4.3, Chapter 19 "Theory". 1995.
8. Руководство пользователя ANSYS. 2007.
9. Бубенчиков А. М., Старченко А. В. Численные модели динамики и горения аэродисперсных смесей в каналах. – Томск: Изд-во ТГУ, 1998.
10. Гаврилов А. А., Дегтерев А. А., Чернецкий Б. Ю. Использование пакета программ «σ-Flow» для расчета топочных процессов // Вычислительные технологии. 2000. № 4. С.56-62.
11. Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения. – М.: Физматгиз. 1961.
12. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1967.
13. Вилунов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ. – Новосибирск: Наука, 1984.
14. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. – М.: Изд-во МГУ, 1957.
15. Гришин А. М. Курс лекций по аэротермохимии. – Томск: Изд-во Томского государственного университета, 1979.
16. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен. – М.: Машиностроение, 1985.

THEORETICAL STUDY OF MULTISTAGE COAL PARTICLE BURNING

Vas. V. Salomatov and Vl. V. Salomatov

Institute of Thermophysics SB RAS, Novosibirsk, Russia, vvs@nsc.itp.ru

Abstract

Nonlinear mathematical modelling of coal particle thermal preparation and further burn-out is considered as a multi-stage process. Analysis of this process on sequential stages of heating, drying, ignition and coal burnout is done with semi-analytical approach. On a heating stage with convection and radiation the solution for temperature is found by asymptotic expansions at low and high dimensionless time. Calculations using obtained expressions show that thermal stress inside smaller than 100 μm Kansk-Achinsk coal particles at 1500°K are lower than limiting and particle remains solid. 10 μm and bigger particles at 1000°K are thermally destructed (destruction starts very early at low Fo numbers). Drying process is formulated as nonlinear Stephan task with moving boundary of "liquid-vapor" phase transfer. Drying rate and timing is calculated with approximate analytical formulation using two zones: dry fuel zone and residual moist zone. At particular case of small evaporation values the solutions are matching exactly solutions of L.S.Leybenzon. Ignition characteristics are found using adiabatic method of V.N.Vilunov. Ignition point, ignition temperature and induction time are found. Time to burnout of coke residue was found using quasi-stationary approximation with assumptions common for Shvaab-Zel'dovich formulation. Influence of ash compound, coal dryness, porous reactions and oxygen concentrations is studied. Parametrical analysis for physical and operational parameters of burning Kansk-Achinsk coal particle is done. Optimal conditions for burning of coal particle are defined.

Keywords: coal, heating, burn out, drying, inflammation, coke residue, mathematical model.

КОМІР БӨЛШЕКТЕРІНІҢ КӨПСАТЫЛЫ ЖАНУ ПРОЦЕСІНІҢ ТЕОРИЯЛЫҚ АНАЛИЗІ

Саломатов Вас. В., Саломатов Вл. В.

Жылуфизика институты РГА СБ, Новосибирск қаласы

E-mail: vvs@itp.nsc.ru

Термодайындауды сызықсыз математикалық модельдеуі және содан кейінгі көмір бөлшектерінің көп сатылы сияқты жануы жасалды. Осы процестің негізгі параметрлерінің анализі сатылы стадияларда: қыздыру, кептіру, кокс қалдығының тұтануы және жанып бітуі жақындастырылу-аналитикалық тәуелділіктер бойынша жүргізілді. Қыздыру сатысында сәулелі-конвективті жылумен температуралық өріс үлкен және кіші размерсіз уақыт мәнлері үшін асимптоталық құрылу жолымен анықталған. Алынған тәуелділіктерді қолдану арқылы есептеулерде көрсетілген: размері 100 μm және одан да аз канск-ачинск көмірі бөлшектері үшін температуралық кернеуі, 1500 °C жану ортасында пайда болатын, созылу беріктігінің шегінен аспайды және бөлшектер өзінің біркелкілігінен айырылмайды. Ал 10 μm және одан үлкен размерлі бөлшектер 1000 °C жану ортасында бұзылады. Сонымен қатар бұзылу қыздырудың бастапқы сатысында болады (Fo аз). Көмірді кептіру фазалық ауысу «сұйық-бу» ауыспалы шекарасында сызықсыз Стефан есебі сияқты жүргізіледі. Көмір бөлшектерін кептіру уақыты мен жылдамдығы аналитикалық-жақындастыруды қолдану арқылы екі аймақ моделімен анықталған: кептірілген отын және қалдықты ылғалдылықты отын. Сонымен қатар аз сандар кезіндегі булану спектрі шешіміне сәйкес Л.С.Лейбензон әдісі бойынша анықталған шешім. В.Н.Вилунова адиабаталық әдісі көмегімен көмір бөлшектерінің жылулық тұтану сипаттамалары анықталды. Индукция уақыты, жану температурасы мен уақыты және т.б. параметрлер зерттелді. Жорамалды есепке алу бойынша, Шваба-Зельдовича моделіне тән квазистационарлық жақындастыру шегінде, көмір бөлшектерінің кокс қалдықтарының сөну уақыты анықталды. Күл каркасы, көмірді кептіру, ішкікеуекті әрекеттесу, сөну параметріне көміртектің концентрациясы әсері талданды. Канск-Ачинск кен орнының көмір бөлшектерінің жану заңдылықтарына режимдік және физикалық әсер ету параметрлеріне параметрлік талдау жасалды. Барлық жану процесінің басты элементі болып табылатын жеке көмір бөлшегі үшін тиімді жағу шарттары анықталды.

Түйінді сөздер: көмір, жану, қыздыру, кептіру, жағу, кокс, математикалық моделі