

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

В.В. Саломатов

Горение угольной частицы является главным элементом топочного процесса твердотопливных парогенераторов. Рассмотрены три последовательные фазы общей картины горения угольной частицы. Сформулированы физико-математические модели этих стадий: прогрева, выхода летучих и конверсии кокса. В качестве объекта исследования принята частица в форме сферы при учёте неизотермичности по шаровому объёму. Ставится цель получения приближённых аналитических решений поставленных нелинейных задач, так как только при таком подходе возможен детальный анализ влияния физических, конструктивных и режимных факторов на динамику горения угольной частицы. Применён оригинальный метод их приближённого решения, разработанный автором, и основанный на концепции тепловой квазистационарности и асимптотических разложениях функции температурного поля для малых и больших значений времени. Проведён анализ характерных особенностей сжигания антрацитовых частиц.

В настоящее время особую актуальность в теплоэнергетике вызывают вопросы разработки новых и перевода существующих котлоагрегатов для сжигания низкосортных или низкорекреационных топлив. Важное значение данная проблема приобретает для Новосибирской области, где существуют такие крупные месторождения антрацита, как Горловское и Листвянское, запасы которых оцениваются в 6,5 млрд. т. Угли из данных месторождений лишь на 20% используются для технологических целей, а 80% представляют собой отходы. Соответственно, возникает необходимость использования данных отсевов антрацита для энергетических нужд. Основные затруднения при организации сжигания антрацитового штыба связаны с обеспечением устойчивости зажигания и интенсивности горения, а также уменьшения потерь теплоты от механической неполноты сгорания, особенно заметной при сжигании крупных частиц. Для этого, соответственно, необходимо совершенствовать технологии сжигания твёрдого топлива, что, в свою очередь, невозможно без детализации процесса горения.

Сжигание отдельной угольной частицы является главным элементом топочного про-

цесса для твердотопливных парогенераторов. Поставлена задача получить приближённые аналитические решения по горению частиц и провести на их основе анализ выгорания антрацита размером 100 мкм и 12 мм. Первый является представительным для факельного сжигания, второй – для кипящего слоя.

С учётом отмеченного разработана новая приближённая методика расчёта и особенно применение данного алгоритма к расчёту горения частицы из сибирского антрацита представляется с практической точки зрения весьма ценной.

СТАДИЯ ПРОГРЕВА УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

При формулировании математической постановки задачи приняты следующие допущения:

- рассматривается симметричная, одномерная модель теплопроводности сухой одиночной угольной частицы в форме шара;
- теплофизические характеристики угля условно постоянны;
- перенос тепла осуществляется радиацией и конвекцией одновременно;
- угольная частица считается термически массивной ($Bi > 0.5$, $Sk > 0.5$).

Математическая модель, характеризующая теплоперенос в угольной частице, описывается следующими уравнениями:

$$(\partial T(r,t)/\partial t)/a = \partial^2 T(r,t)/\partial r^2 + (2/r)(\partial T(r,t)/\partial r), \quad (1.1)$$

$$T(r,0) = T_0, \quad (1.2)$$

$$\partial T(0,t)/\partial r = 0, \quad (1.3)$$

$$\lambda \partial T(R,t)/\partial r = \sigma(T_c^4 - T^4(R,t)) + \alpha(T_c - T(R,t)). \quad (1.4)$$

Основная трудность решения сформулированной задачи вызвана нелинейностью граничного условия (1.4). Преодолеть возникшие осложнения и получить достаточно простые формулы для температурного поля можно путём рассмотрения решения на двух фазах: начальной и квазистационарной, которым соответствуют малые и большие значения числа Fo [2].

Необходимость получения решений простой формы без бесконечных сумм в явном виде диктуется тем, что в большинстве случаев решение температурной задачи является подготовительным этапом для расчётов термонапряжений, управляющих воздействий и др.

Переведём систему (1.1)...(1.4) к безразмерному виду:

$$\partial\theta(X, Fo) / \partial Fo = \partial^2\theta(X, Fo) / \partial X^2 + (2/X)(\partial\theta(X, Fo) / \partial X), \quad (1.5)$$

$$\theta(X, 0) = \theta_0, \quad (1.6)$$

$$\partial\theta(0, Fo) / \partial X = 0, \quad (1.7)$$

$$\partial\theta(1, Fo) / \partial X = Sk(1 - \theta^4(1, Fo)) + Bi(1 - \theta(1, Fo)) \equiv f(Fo). \quad (1.8)$$

Эту систему будем решать с помощью преобразования Лапласа. В результате трансформации (1.5)...(1.8) в область изображений получается следующая система уравнений:

$$\theta_1(X, s) - \theta_0 / s = d^2\theta_1(X, s) / dX^2 + (2/X)(d\theta_1(X, s) / dX), \quad (1.9)$$

$$\theta_1(X, s) = \theta_0 / s, \quad (1.10)$$

$$d\theta_1(0, s) / dX = 0, \quad (1.11)$$

$$d\theta_1(1, s) / dX \equiv f(s). \quad (1.12)$$

Решая (1.9)...(1.12), находим температурную функцию в области изображений:

$$\theta_1(X, s) - \theta_0 = F(s)f(X, s), \quad (1.13)$$

$$F(X, s) = sh(s^{1/2} X) / (s^{1/2} X(ch(s^{1/2}) + s^{1/2} sh(s^{1/2}))).$$

Решение (1.13) будем строить для малых s (большие Fo) и больших s (малые Fo).

Температурное поле для больших Fo (малые s) может быть найдено путём анализа особенностей раскладываемой в ряд и обратного преобразования Лапласа функции F(X, s) в полюсе s → 0. В этом случае определяющая роль принадлежит асимптотическим членам, которые не содержат затухающих экспоненциальных членов по числу Fo.

В результате температурная функция с учётом двух членов разложения будет выглядеть следующим образом:

$$\theta(X, Fo) = \theta(1, Fo) + [Sk(1 - \theta^4(1, Fo)) + Bi(1 - \theta(1, Fo))](X^2 - 1) / 2 + ... \quad (1.14)$$

Безразмерная температура поверхности находится из выражения:

$$3SkFo = f^*[\theta(1, Fo), Bi / Sk, Sk / 5] - f^*[\theta^*, Bi / Sk, Sk / 5], \quad (1.15)$$

где

$$f^*[\theta, Bi / Sk, Sk / 5] = -(Sk / 5) \ln |1 - \theta^4 + Bi(1 - \theta) / Sk| + C_1 \{ [C_1^{1/2} \ln(C_2 / C_3) + \ln(C_5 / C_6) / (Bi / Sk) + C_1^{3/2} / (C_1 C_4)^{1/2} - 2((Bi / Sk) - C_1^{3/2}) \times \arctg((2\theta - C_1^{1/2}) / (-C_7 C_1)^{1/2}) / (-C_7 C_1)^{1/2}] / ((Bi / Sk)^2 + C_1^3),$$

$$C_1 = \{ ((Bi / Sk)^2 / 2) + [((Bi / Sk)^4 / 4) + (4(1 + Bi / Sk) / 3)^3]^{1/2} \}^{1/3} + \{ ((Bi / Sk)^2 / 2) - [((Bi / Sk)^4 / 4) + (4(1 + Bi / Sk) / 3)^3]^{1/2} \}^{1/3},$$

$$C_2 = C_1^{1/2} [2\theta(\theta_x + C_1^{1/2}) + C_1 - Bi / Sk] / (C_1^{3/2} - Bi / Sk),$$

$$C_3 = C_1^{1/2} [2\theta(\theta - C_1^{1/2}) + C_1 + Bi / Sk] / (C_1^{3/2} + Bi / Sk),$$

$$C_4 = 2BiC_1^{-1/2} / Sk - C_1,$$

$$C_5 = 2(\theta + C_1^{1/2} + C_4)^{1/2} / (C_1^{1/2} + C_4^{1/2}),$$

$$C_6 = 2(\theta + C_1^{1/2} - C_4)^{1/2} / (C_1^{1/2} - C_4^{1/2}),$$

$$C_7 = -2BiC_1^{-1/2} + C_1.$$

Величина θ^* , соответствующая началу квазистационарной фазы (т.е. моменту времени Fo*), найдётся из соотношения

$$\theta^* - \theta_0 = (Sk(1 - \theta^{*4}) + Bi(1 - \theta^*)) / 5.$$

В результате:

$$\theta^* = -(2C_8)^{1/2} / 2 + [(2 + 3 / Sk + Bi / Sk) / (8C_8)^{1/2} - C_8 / 2]^{1/2},$$

$$C_8 = (A - B)^{1/3} + (A + B)^{1/3},$$

$$A = [(5 + Bi) / (4Sk)]^2,$$

$$B = \{ [(5 + Bi) / (4Sk)]^4 +$$

$$+ [(5\theta_0 + Bi) / (3Sk) + 1 / 3]^3 \}^{1/2}.$$

Построение асимптотического решения, соответствующего начальной стадии, связано с необходимостью анализа уравнения (1.13) в области больших значений S, так как в этом случае F(X, s) не содержит особых точек.

В пределе s → ∞ функция F(X, s) стремится к выражению exp(-s^{1/2}(1-X)) / (s^{1/2}X).

Тогда температурное поле будет выглядеть следующим образом:

$$\theta(X, Fo) \approx \theta_0 + [Sk(1 - \theta^4(1, Fo)) + Bi(1 - \theta(1, Fo))] / [(1 - X) \operatorname{erf}((1 - X) / (2Fo^{1/2})) - (1 - X) + (4Fo / \pi)^{1/2} (\exp((1 - X)^2 / Fo))^{-1/4}] / X + \dots \quad (1.16)$$

Отметим, что полученные аналитические решения позволяют получить расчётные формулы по термонапряжениям, что даёт возможность прогнозирования разрушения или сохранения сплошности угольной частицы.

Исследования, проведённые Паркусом, показали, что для широкого класса задач, к которым можно отнести и стадию прогрева угольной частицы, изменение температуры по времени происходит достаточно медленно и можно рассматривать это явление как некоторую последовательность состояний равновесия. Такой подход является квазистатическим и время в данной задаче будет играть роль просто некоторого параметра.

Угольная частица рассматривается как сплошная сфера. В случае произвольного температурного поля $\theta(X, Fo)$, обладающего центральной симметрией, возникающие напряжения, считая, что сфера свободно деформируется, имеют вид:

$$\sigma_{rr} = 2E\beta(\theta(1, Fo) - \theta(X, Fo)) / (3(1 - \mu)), \quad (1.17)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = E\beta(2\bar{\theta}(1, Fo) + \bar{\theta}(X, Fo) - 3\theta(X, Fo)) / 3(1 - \mu), \quad (1.18)$$

где $\bar{\theta}(X, Fo) = (3 / X^3) \int_0^X X^2 \theta(X, Fo) dX$,

$$\bar{\theta}(1, Fo) = 3 \int_0^1 X^2 \theta(X, Fo) dX.$$

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 ($X=0$). Выражения для определения максимальных напряжений выглядят следующим образом:

$$\sigma_{\varphi\varphi \max} = \sigma_{rr \max} = 2E\beta(\bar{\theta}(1, Fo) - \theta(0, Fo)) / (3(1 - \mu)). \quad (1.19)$$

В итоге приходим к следующим выражениям для расчёта максимальных напряжений:

Малые числа Fo:

$$\sigma_{\max} = -\frac{2E\beta}{3(1 - \mu)} \cdot [Bi(1 - \theta(1, Fo)) + Sk(1 - \theta^4(1, Fo))] \cdot [1/2 - 6Fo[2Fo^{1/2}(\exp(-1/(4Fo)) - 1) + \operatorname{erf}(1/2Fo^{1/2})] / \pi^{1/2} - \{8Fo^{3/2} - [2Fo^{1/2}(8Fo - 1) + \pi^{1/2} \operatorname{erf}(1/2Fo^{1/2})] \exp(1/(4Fo))(6Fo - 1)] / (2 \exp(1/(4Fo)))\} \cdot / \pi^{1/2} - 2 \operatorname{erfc}(1/(2Fo^{1/2}))]. \quad (1.20)$$

Большие числа Fo:

$$\sigma_{\max} = \frac{2E\beta}{(1 - \mu)} \cdot [Bi(1 - \theta(1, Fo)) + Sk(1 - \theta^4(1, Fo))] / 5. \quad (1.21)$$

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Для сопоставления проведено сравнение расчётов с решением линейной краевой задачи при граничном условии конвективного типа $Bi = \text{const}$ ($Bi=0.8$, $\theta_0=0.2$). Для линейной модели имеется аналитическое решение, которое даёт возможность точных оценок с последующим их переносом на нелинейную модель. Также известны некоторые экспериментальные данные, в частности, для ирша – бородинского угля:

$$\lambda(\text{при } t=100 \div 700^\circ\text{C}) = 0.14 \div 0.22 \text{ Вт/(мК);}$$

$$\text{коэффициент теплоотдачи:}$$

$$\alpha_p = 1450 \text{ Вт/(м}^2\text{К);}$$

$$E = 5 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2;$$

$$\mu = 0.3;$$

$$\beta = 10^{-5} \text{ 1/К.}$$

Вычислительный эксперимент проводился на частице размером 10^{-2} м.

Результаты сравнения расчётов приводятся в табл. 1.1 и 1.2. Из данных табл. 1.1, 1.2 можно сделать вывод о приемлемой для практики точности полученных приближённых решений.

Расчётами показано, что температурные напряжения, возникающие в антрацитовой частице размером 100 мкм при температуре газовой среды в 1600К, не превышают предела точности на растяжение, а сами частицы размером до 100 мкм не теряют своей сплошности. Частицы из антрацита 12 мм и выше при температуре среды в 1273К разрушаются, при этом момент потери сплошности достигается в начальной стадии прогрева.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

Таблица 1.1. Сравнительный анализ для малых Fo

$\theta(1, Fo)$	0,212	0,21584	0,22304	0,25152
Fo по приближ. методу	0,00028	0,0005	0,00108	0,0058
Fo по сравн. методу	0,0003	0,0005	0,001	0,005
$\sigma_{гр}^*$ по приближ. методу (X=0,5)	0,01965		$\sigma_{фр}^*$ по сравнив. методу (X=0,5)	0,02082
$\sigma_{гр}^*$ по приближ. методу (X=0,5)	0,02122		σ_{max}^* по приближ. методу	0,4196
$\sigma_{фр}^*$ по приближ. методу (X=0,5)	0,01963		σ_{max}^* по сравнив. методу	0,4452

Таблица 1.2. Сравнительный анализ для больших чисел Fo

Fo	0,3	0,7	1,3	2,5	
$\theta(1, Fo)$ по пригл. методу	0,624	0,835	0,952	0,996	
$\theta(1, Fo)$ по сравн. методу	0,634	0,839	0,953	0,996	
$\theta(0, Fo)$ по пригл. методу	0,474	0,769	0,933	0,994	
$\theta(0, Fo)$ по сравн. методу	0,471	0,767	0,932	0,994	
$\sigma_{гр}^*$ по приближ. методу (X=0,5)	0,1354	$\sigma_{фр}^*$ по приближ. методу (X=0,5)	0,0903	σ_{max}^* по приближ. методу	0,1805
$\sigma_{гр}^*$ по сравнив. методу (X=0,5)	0,1484	$\sigma_{фр}^*$ по сравнив. методу (X=0,5)	0,0961	σ_{max}^* по сравнив. методу	0,2017

СТАДИЯ ВЫХОДА ЛЕТУЧИХ

Термическая деструкция (пиролиз) твёрдого горючего, прежде всего энергетических углей, - неотъемлемая стадия при их сжигании. Основной особенностью стадии пиролиза является выход летучих продуктов, являющихся реакционноспособными. Следует особо подчеркнуть, что механизм пиролиза до сих пор до конца не изучен. На данном этапе отсутствуют и универсальные методы расчета скорости этого важнейшего процесса в общей картине горения. В свете сказанного важная роль при анализе процесса пиролиза твёрдого горючего принадлежит математическому моделированию как важному инструменту установления влияния основных параметров на закономерности этого явления. При этом в модели необходимо в общем случае учитывать как нестационарный характер тепловых процессов в объёме угольной частицы, так и режим неизотермической кинетики пиролиза горючего топлива.

Известно, что термическая деструкция каменных и бурых углей в области до 600 ÷ 650⁰C в основном связана с химическими реакциями и фазовыми превращениями, с

преобладающим влиянием эндотермических эффектов.

Чтобы установить зависимость скорости и времени термического разложения от влияющих на процесс многочисленных факторов, будем строить нестационарную модель, учитывающую только главные физические особенности и допускающую возможность аналитического решения. Такие решения исключительно важны для детального анализа влияния на ход процесса режимных и физических характеристик. Преследуя обозначенную цель, внесем следующие основные упрощения при формулировании задачи по динамике выхода летучих:

- процесс разложения лимитируется условиями теплопередачи;
- кинетика образования летучих несущественна;
- диффузия летучих через пористый коксовый остаток не играет значительной роли;
- сорбционные явления не оказывают существенного влияния.

Одной из возможных постановок на данном этапе является задача нестационарного теплопереноса для частицы в форме шара с

движущимся фронтом эндотермического разложения. Схема такой задачи приведена на рис. 2.1.

Пусть пиролизующийся и исходный материал будут обладать следующими теплофизическими свойствами $a_1, \lambda_1, c_1, \rho_1$ и $a_2, \lambda_2, c_2, \rho_2$. Считается, что температура фронта разложения во времени не изменяется и принимает значение T_ϕ , т.е.

$$T_1(r_\phi, t) = T_2(r_\phi, t) = T_\phi. \quad (2.1)$$

На фронте затрачивается теплота разложения L_p , а закон его движения найдется из условия:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_\phi(t)} - \lambda_2 \frac{\partial T_2(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_\phi(t)} = \rho_2 L_p \frac{dr_\phi(t)}{dt}. \quad (2.2)$$

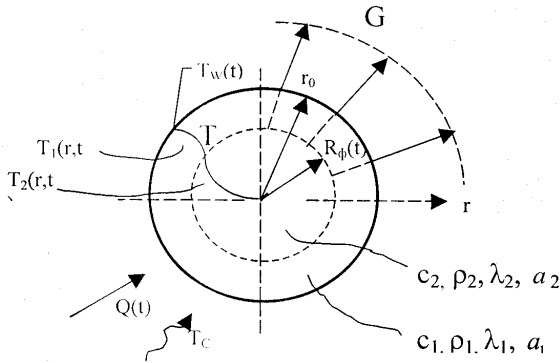


Рис. 2.1. Схема пиролиза сферической угольной частицы

Чтобы найти массовую скорость выхода летучих, которая определяется для данной модели по соотношению

$$\frac{dG}{dt} = \frac{\pi \rho_y V_0^c r_0^3}{75} \left[1 - \left(\frac{r_\phi(t)}{r_0} \right)^3 \right],$$

где ρ_y – плотность угольной частицы, исходим из нестационарных уравнений теплопереноса для разложившегося слоя и слоя исходного топлива

$$\frac{\partial T_1(r, t)}{\partial t} = a_1 \left[\frac{\partial^2 T_1(r, t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_1(r, t)}{\partial r} \right], \quad (2.3)$$

$$r_\phi(t) < r < r_0, \quad T_1(r, t) > T_\phi, \quad t > t_\phi,$$

$$\frac{\partial T_2(r, t)}{\partial t} = a_2 \left[\frac{\partial^2 T_2(r, t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_2(r, t)}{\partial r} \right], \quad (2.4)$$

$$0 < r < r_\phi(t), \quad T_{\text{нн}} < T(r, t) < T_\phi$$

с начальным условием $T_2(r, 0) = \varphi_2(r)$, (2.5)

и граничными условиями

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1(r, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_0}. \quad (2.6)$$

Тепловая задача является центрально-симметричной

$$\frac{\partial T_2(0, t)}{\partial r} = 0. \quad (2.7)$$

С целью обобщенного исследования систему уравнений (2.1) ÷ (2.7) целесообразно перевести в безразмерный вид:

$$Ka \frac{\partial \theta_1(X, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta_1(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{2}{X} \frac{\partial \theta_1(X, Fo)}{\partial X}, \quad (2.8)$$

$$R(Fo) < X < 1, \quad \theta_1 > 1, \quad Fo > Fo_\phi,$$

$$\frac{\partial \theta_2(X, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta_2(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{2}{X} \frac{\partial \theta_2(X, Fo)}{\partial X}, \quad (2.9)$$

$$0 < X < R(Fo), \quad \theta_0 < \theta_2 < 1, \quad \theta_2(X, 0) = \varphi_2(Fo) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \theta_2(0, Fo)}{\partial X} = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial X} \Big|_{X=1} \equiv Ki_I [\theta(1, Fo), Fo]. \quad (2.12)$$

$$\cdot Bi_{\text{лс}} [\theta_C - \theta_1(1, Fo)] \equiv Ki_I(Fo)$$

$$\frac{\partial \theta_1(R, Fo)}{\partial X} - K_\lambda \frac{\partial \theta_2(R, Fo)}{\partial X} = -M \frac{dR}{dFo} \equiv V(Fo), \quad (2.13)$$

$$\theta_1(R, Fo) = \theta_2(R, Fo) = 1. \quad (2.14)$$

Система уравнений (2.8) ÷ (2.14) является достаточно сложной для аналитического решения в силу ее нелинейности из-за условия (2.13). Автором разработан оригинальный приближенный метод, который справляется с такого типа нелинейностью, основанный на принципе квазистационарности процесса переноса тепловой энергии и асимптотических временных представлениях для нестационарного температурного поля.

Момент достижения Fo_ϕ температуры разложения на поверхности частицы и распределение температур по сечению в этот момент находятся из выражений для стадии прогрева

$$\int_0^{Fo_\phi} Ki_I(Fo) dFo + \frac{Ki_I(Fo_\phi)}{5} = 1 - \theta_0, \quad (2.15)$$

$$\varphi_2(X) \equiv \theta_2(X, Fo_\phi) = 1 + \frac{Ki_I(1, Fo_\phi)}{2} (X^2 - 1). \quad (2.16)$$

При известных $\varphi_2(X)$ и Fo_ϕ асимптотические представления нестационарного температурного поля для больших значе-

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

ний F_0 имеют вид применительно к прореагировавшему слою (отсчет времени ведется от F_{0H})

$$\theta_1(X, F_0) \approx 1 + \frac{1}{1-R^3} \left\{ 3K_a^{-1} \int_0^{F_0} [K_i(F_0) - R^2 Q_1(F_0)] dF_0 + \frac{K_i(F_0)}{2} \left[X^2 - \frac{3}{5} + 2R^3 W_2(X, R) \right] - \frac{R^2 Q_1(F_0)}{2} \left[X^2 - \frac{3}{5} R^2 + 2W_2(X, R) \right] \right\} \quad (2.17)$$

и для исходного топлива

$$\theta_2(X, F_0) \approx 1 + \frac{1}{R^3} \cdot \left\{ 3K_\lambda^{-1} \int_0^{F_0} R^2 [Q_1(F_0) - V(F_0)] dF_0 + \int_0^R X^2 \varphi_2(X) dX + \frac{K_\lambda^{-1} R^2 [Q_1(F_0) - V(F_0)]}{2} \cdot \left(X^2 - \frac{3}{5} R^2 \right) \right\}, \quad (2.18)$$

где $W_2(X, R) = \frac{1}{X} - \frac{9}{5} \cdot \frac{1-R^2}{1-R^3}$.

Удовлетворяя ранее неиспользованному условию (2.1) получим два соотношения, из которых могут быть найдены: а) динамика движения фронта разложения $R(F_0)$, б) дополнительная переменная $Q_2(F_0)$, представляющая собой величину безразмерного теплового потока, идущего на прогрев исходного твердого горючего:

$$3K_a^{-1} \int_0^{F_0} [K_i(\theta_{w1}) - R^2 Q_1(F_0)] = \frac{K_i(\theta_{w1})}{2} \left[R^2 - \frac{3}{5} + 2R^3 W_2(R, R) \right] + R^2 Q_1(F_0) \left[\frac{2R^2}{5} + W_2(R, R) \right], \quad (2.19)$$

$$R^3(F_0) = 3 \int_0^{F_0} R^2(F_0) Q_2(F_0) dF_0 + 3 \int_0^R X^2 \varphi_2(X) dX + \frac{R^2(F_0) Q_2(F_0)}{5}, \quad (2.20)$$

где $W_2(R, R) = \frac{1}{R} - \frac{9}{5} \cdot \frac{1-R^2}{1-R^3}$. Причем

$Q_2(F_0)$ связана с безразмерным тепловым потоком идущим на пиролиз $V(F_0)$ через уравнение (2.13):

$$Q_2(F_0) = K_\lambda^{-1} [Q_1(F_0) - V(F_0)]. \quad (2.21)$$

Итоговое расчетное выражение по определению движущегося фронта эндотермических реакций выглядит следующим образом:

$$\dot{m} F_0 = I_\lambda(R) + I_1(R) + I_2(R) + P_1(Q_2, R) + P_2(Q_2, R) + P_3(Q_2, R), \quad (2.22)$$

Далее возможно упрощение общего решения (2.22).

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Сравнительные расчеты времени деструкции по формуле (2.22) проведены для условий, соответствующих эксперименту [1]:

- температура среды $T_c = 1073K$;
- теплота разложения $L_p = 5,23 \cdot 10^6 \frac{kJ}{kg}$;
- содержание летучих на сухую массу $V_0^c = 34\%$;
- температура фронта разложения $T_p = 673K$;
- теплофизические свойства:
 - а) пиролизирующегося слоя:
 - теплопроводность $\lambda_1 = 0,3 \frac{Вт}{м \cdot град}$;
 - температуропроводность $a_1 = 0,278 \cdot 10^{-6} \frac{м^2}{с}$;
 - теплоемкость $c_1 = \frac{kJ}{м^3 \cdot град}$;
 - б) исходного топлива:
 - теплопроводность $\lambda_2 = 0,2 \frac{Вт}{м \cdot град}$;
 - температуропроводность $a_2 = 0,181 \cdot 10^{-6} \frac{м^2}{с}$;
 - теплоемкость $c_2 = 0,9 \frac{kJ}{м^3 \cdot град}$.

Формула (2.22) связывает время выхода летучих в зависимости от размера горячей частицы. Расчет по этой зависимости изображен на графике рис. 2.2. Здесь же точками обозначены экспериментальные данные [1]. Как видно из рис. 2.2 теоретические и экспериментальные результаты имеют достаточно надежное совпадение.

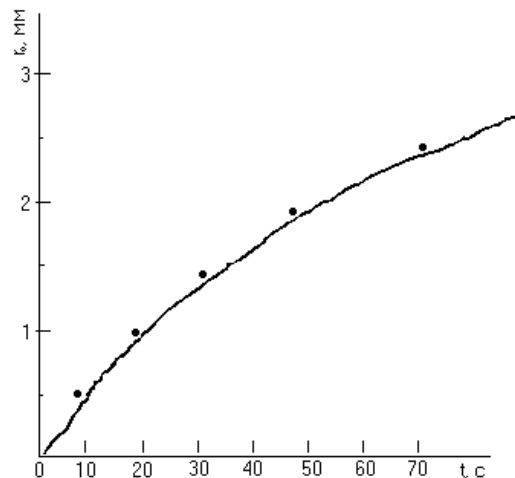


Рис. 2.2. Зависимость времени пиролиза от размера частиц

СТАДИЯ ВЫГОРАНИЯ
КОКСОВОГО ОСТАТКА

Здесь принимается часть тех же допущений, что и в предыдущей задаче прогрева частицы, а именно: - температура газовой среды T_g считается постоянной; - гетерогенная экзотермическая реакция окисления первого порядка протекает на углеродной поверхности; - под воздействием теплового потока в момент времени t_n на поверхности угля достигается температура воспламенения кокса T_g .

При горении частиц антрацита размером менее 100 мкм принята модель «сегрегующей» золы. В этом случае при горении золы слой практически мгновенно уносится с поверхности углеродного шарика и сама частица меняет свой размер в процессе выгорания.

Для частиц размером 12 мм и больше (в случае их неразрушения) принимается модель «жесткого» золы каркаса, т.е. наружный радиус частицы остаётся постоянным, а изменяется лишь радиус углеродной поверхности.

При решении более сложной второй задачи предполагается, что вся теплота внутри углеродной сферы передаётся за счет теплопроводности через «золы скелет», и что температура «золы каркаса» и фильтрующегося газа почти не отличаются друг от друга в любой точке пористой структуры. Заметим, что решение в первом варианте можно представить как частный случай решения по второй модели при практически полном уносе золы фазы.

Обозначим индексом «1» параметры, относящиеся к «золы каркасу», а индексом «2» параметры, относящиеся к коксовому остатку.

Система уравнений, определяющая общую задачу, т.е. горение по модели «жесткого» золы каркаса, имеет следующий вид:

уравнение энергии для «золы каркаса»

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} = a_{\text{эф}1} \left[\frac{\partial^2 T_1(x,t)}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial T_1(x,t)}{\partial x} \right], \quad (3.1)$$

$$r(t) < x < r_0, T > T_g, t > t_n;$$

$$a_{\text{эф}1} = \frac{\lambda_{\text{эф}1}}{c_{\text{эф}1} \cdot \rho_{\text{эф}1}} - \text{эффективный коэффициент температуропроводности, } m^2/c;$$

эффективный коэффициент температуропроводности, m^2/c ;

$\lambda_{\text{эф}} = \lambda_1(1 - p)$ - эффективный коэффициент теплопроводности, $\frac{Вт}{м \cdot К}$;

p - пористость частицы;

$c_{\text{эф}} = c_1(1 - p)$ - эффективная теплоемкость частицы, $\frac{Дж}{кг \cdot К}$;

$\rho_{\text{эф}} = \rho_1(1 - p)$, $кг/м^3$;

$r(t)$ - радиус «движущейся» границы «зола - углерод» в случае модели «прочного» золы каркаса и радиус углеродного шарика в случае модели отделяющейся золы, $м$;

T_g - температура воспламенения коксового остатка,

$K; t_n$ - момент времени воспламенения коксового остатка, $с$;

уравнение энергии для коксового остатка

$$\frac{\partial T_2(x,t)}{\partial t} = a_2 \left[\frac{\partial^2 T_2(x,t)}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial T_2(x,t)}{\partial x} \right], \quad (3.2)$$

$$0 < x < r(t), T_0 < T < T_g.$$

Начальное условие в связи с тем, что горение кокса начинается в квазистационарном режиме прогрева [2], запишется следующим образом

$$T_2(x, t_n) = T_g + T_z \frac{[(x/r_0)^2 - 1]}{2} \left[\frac{\alpha_{\Sigma} r_0}{\lambda_2} \left(1 - \frac{T_{\text{гор}}}{T_g} \right) \right], \quad (3.3)$$

где α_{Σ} - суммарный коэффициент теплоотдачи конвекцией и теплоизлучением от газов к угольной частице, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

$T_{\text{гор}}$ - температура горения углерода, $К$

Граничное условие

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(r_0, t)}{\partial t} = \alpha_{\Sigma} (T_g - T_{\omega 1}), \quad (3.4)$$

где $T_{\omega 1}$ - температура на «внешней» поверхности частицы. Условие Стефана на подвижной границе «зола - кокс»

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=r(t)+0} - \lambda_2 \frac{\partial T_2(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=r(t)-0} = -\rho_2 Q_c \frac{dr}{dt}, \quad (3.5)$$

где ρ_2 - плотность коксового остатка (для антрацита $\rho_2 = 1440 \text{ кг/м}^3$);

Q_c – теплота, выделяющаяся при горении 1 кг коксового остатка (для антрацита $Q_c = 3 \cdot 10^7$ Дж/кг);

$$T_1(r(t), t) = T_2(r(t), t) = T_{зор}. \quad (3.6)$$

Условие симметрии

$$\frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x} = 0. \quad (3.7)$$

С целью обобщенного исследования системы уравнений (3.1) ÷ (3.7) перейдем к безразмерным переменным

$$K_a \frac{\partial \theta_1(X, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta_1(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{2}{X} \frac{\partial \theta_1(X, Fo)}{\partial X}, \quad (3.8)$$

$R(Fo) < X < 1, \theta_1(x, Fo) > 1, Fo > Fo_n,$

где $R(Fo) = r(t)/r_0, K_a = a_2/a_1,$

$\theta_1(X, Fo) = T_1(x, t)/T_\theta;$

$$\frac{\partial \theta_2(X, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta_2(X, Fo)}{\partial X^2} + \frac{2}{X} \frac{\partial \theta_2(X, Fo)}{\partial X}, \quad (3.9)$$

$$+ \frac{2}{X} \frac{\partial \theta_2(X, Fo)}{\partial X}$$

$0 < X < R(Fo), \theta_0 < \theta_2(x, Fo) < 1,$

где $\theta_2(X, Fo) = T_2(x, t)/T_\theta,$

$\theta_0 = T_0/T_\theta;$

$$\frac{\partial \theta_2(0, Fo)}{\partial X} = 0, \quad (3.10)$$

$$\bar{\theta}_i(X, Fo) = \frac{3}{X^2} \int_0^X X^2 \theta_i(X, Fo) dX, \quad (3.11)$$

где $K_\lambda = \frac{\lambda_2}{\lambda_{эф1}}, M = \frac{Q_c}{c_2 T_\theta}, i=1,2, Fo = \frac{a_2 t}{r_0^2};$

$$\theta_2(X, Fo_n) = \theta_c + Bi_\Sigma \frac{X^2 - 1}{2} [\theta_c - 1], \quad (3.12)$$

где Bi_Σ – число Био для угольной частицы; $\theta_c = T_\infty/T_{зор}.$

Граничное условие

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial X} \Big|_\omega = Bi_{эф} (\theta_c - \theta_{1\omega}) \equiv K(Fo), \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \theta_1(R, Fo)}{\partial X} \Big|_{X=R(Fo)} + 0 =$$

$$K_\lambda \frac{\partial \theta_2(R, Fo)}{\partial X} \Big|_{X=R(Fo)} - 0 =$$

$$= -M \frac{dR}{dFo}$$

$$\theta_1(R, Fo) = \theta_2(R, Fo) = 1, \quad (3.14)$$

Далее калорическое условие (3.14) использовалось в форме

$$Q_1(Fo) - K_\lambda Q_2(Fo) = V(Fo) \quad (3.15)$$

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

(3.8) ÷ (3.14)

Используя аналогичную процедуру как и в 2, запишем уравнение процесса выгорания коксового остатка:

$$3K_a^{-1} \int_0^{Fo} \left[\frac{\theta_c - 1}{A(R)} - (V(R) + K_\lambda Q_2(Fo)) \cdot (B(R) + R^2) \right] \cdot dFo = \frac{1}{10} \left[\alpha_2(R) \frac{\theta_c - 1}{A(R)} + (V(Fo) + K_\lambda Q_2(Fo)) \cdot (\beta_2(R) - \alpha_2(R) \cdot B(R)) \right] \quad (3.16)$$

Решение данного уравнения выглядит следующим образом:

$$\tilde{n} Fo = Y_x(R) + Y_1(R) + Y_2(R) + Z_1(Q_2, R) + Z_2(Q_2, R) + Z_3(Q_2, R), \quad (3.17)$$

$$\text{Оценим параметр } \tilde{n} = \frac{c_2 T_B}{Q_c} \left(\frac{T_c}{T_B} - 1 \right).$$

Для антрацита $T_\theta = 973$ К; $c_2 = 950$ Дж/кг · К

В случае $T_\theta = 1600$ К (для частиц 100 мкм) $\tilde{n} = 0,02;$

В случае $T_\theta = 1273$ К (для частиц 12 мм) $\tilde{n} = 0,01.$

Таким образом, в диапазоне реальных значений параметров процесса горения антрацитовой частицы комплекс \tilde{n} имеет очень малые значения. Это даёт возможность существенного упрощения общего решения.

1. В случае реализации модели «жёсткого» золотого каркаса решение имеет

$$\tilde{n} Fo \approx \frac{1 - R^3(Fo)}{3} \left[\frac{1}{Bi_{эф}} + \frac{A_2(R)}{2} \right]. \quad (3.18)$$

Время полного выгорания коксового остатка в данном случае найдется из (3.17) при $R=0$:

$$\tilde{n} Fo_k \approx \frac{1}{3} \left[\frac{1}{Bi_{эф}} + \frac{1}{2} \right]. \quad (3.19)$$

Расчеты по упрощённым зависимостям (3.18), (3.19) выполнены при следующих теплофизических свойствах золы антрацита, взятых из [3]

$$\lambda_1 = 0,13 \frac{Вт}{м \cdot К}; c_1 = 750 \frac{Дж}{кг \cdot К}; \rho_1 = 780 \frac{кг}{м^3};$$

$$a_1 = 0,22 \cdot 10^{-6} \frac{м^2}{с}.$$

Следует отметить, что $R(F_0)$ представляет собой величину, пропорциональную механическому недожогу.

2. В случае реализации модели «сегрегирующей» золы $\left(\sum_{i=1}^2 Y_i = 0 \right)$ выражение

(3.17) трансформируется к следующему виду при условии $R(F_0) \rightarrow 1$, что характерно для начальной стадии выгорания

$$Fo \approx \frac{1}{3} \frac{M}{Bi_2(\theta_c - 1)} (1 - R^3) + \frac{1}{15}. \quad (3.20)$$

В конце процесса выгорания кокса при условии $R(F_0) \rightarrow 0$, $R(F_0)$ можно найти по формуле:

$$R(F_0) \approx \frac{\sqrt{\chi - \sqrt{\chi^2 - \xi}} + \sqrt[3]{\chi - \sqrt{\chi^2 - \xi}}}{2}, \quad (3.21)$$

где $\chi = 1 + \frac{1}{Bi_\Sigma}$, $\xi = 3 - 2\tilde{n}Fo$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ВЫГОРАНИЯ КОКСОВОГО ОСТАТКА И ГОРЕНИЯ В ЦЕЛОМ АНТРАЦИТОВЫХ ЧАСТИЦ

Результаты расчета динамики выгорания кокса во времени по полученным зависимостям приведены в таблицах 3.1 и 3.2.

Таблица 3.1 - Динамика выгорания кокса частицы антрацита размером 100 мкм при температуре газовой среды $T_r=1600$ К (реализация модели «сегрегирующей золы»)

R(Fo)	Fo
0,8	10,8
0,6	17,32
0,4	20,66
0,2	21,89
0,1	22,0
0,05	22,01
0,01	22,03
0	22,04

Таблица 3.2 - Динамика выгорания кокса частицы антрацита размером 12 мм при температуре газовой среды $T_r=1273$ К (реализация модели «жёсткого» золowego каркаса)

R(Fo)	Fo
0,8	8,04
0,6	17,83
0,4	29,44
0,2	42,39
0,1	48,85
0,05	51,92
0	54,8

Промежуток времени до $R(F_0)=0$ представляет собой время полного выгорания коксового остатка.

Заметим, что полное время горения антрацитовый частицы можно получить, сложив время прогрева до воспламенения частицы и время выгорания коксового остатка до определенной величины механического недожога $R(F_0)$. Эти графики приведены на рис. 3.1 и 3.2.

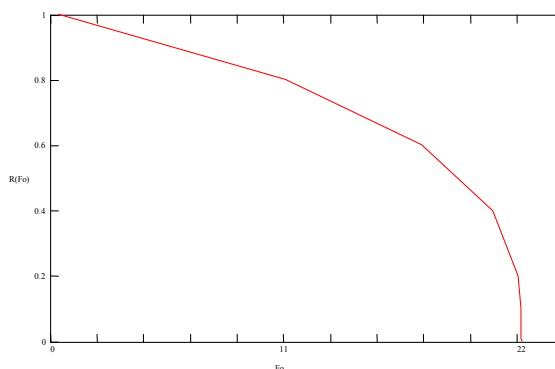


Рис. 3.1. Общее время горения антрацитовой частицы размером 100 мкм при температуре газовой среды $T_r=1600$ К

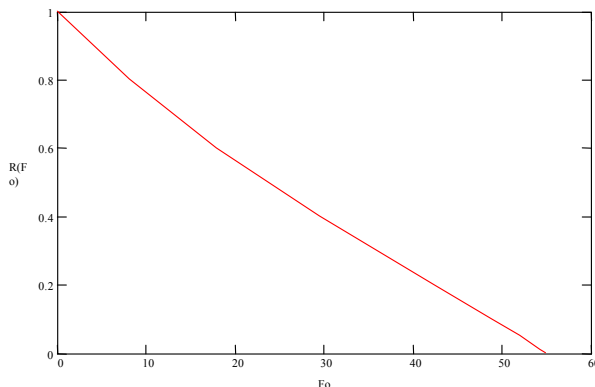


Рис. 3.2. Общее время горения антрацитовой частицы размером 12 мм при температуре газовой среды $T_r=1273$ К

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЕНИЯ УГОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

Следует отметить, что полученные результаты по горению частиц антрацита размером 100 мкм имеют очень хорошую сходимость с экспериментальными данными, полученными Бабием В.И. и приведенными в [4].

Оценим также относительную долю прогрева в общем времени полного горения частицы ($R=0$). Для антрацитовых частиц размером 100 мкм при температуре газов $T_g=1600$ К оно составит величину 0,016; а для частиц размером 12 мкм при температуре газов $T_g=1273$ К - 0,001. Эти результаты подтверждают положение, что время выгорания коксового остатка является наиболее длительным и занимает практически все время, тре-

буемое для полного горения угольной антрацитовой частицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вопросы теории горения. – М: Наука, 1970. – 242 с.
2. Саломатов В.В. Методы расчёта нелинейных процессов теплового переноса. Ч. 1.- Томск: Изд-во ТГУ, 10976.- 246 с.; Ч. 2. – Томск: Изд-во ТГУ, 1978. – 180 с.
3. Иванова И.П., Бабий В.И. Исследование механизма выгорания частиц антрацитовой пыли. // Теплоэнергетика. – 1966.- № 5. – С. 76 – 80.
4. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчёт пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 208 с.