

В. В. Калинчак, А. С. Черненко, Ю. А. Зинченко*

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, Одесса

*ПАО «ММК им. Ильича», Группа Метинвест, Мариуполь

Зажигание, горение и погасание углеродных частиц при параллельно-последовательном образовании оксидов углерода

Проведен совместный анализ стационарных и нестационарных зависимостей температуры углеродной частицы при различных концентрациях кислорода и температурах азотно-кислородных смесей. Показано, что для обеспечения самовоспламенения углеродной частицы в кислородной зоне фурменного очага наиболее удачным варьируемым параметром является температура газовой смеси. Уровень температур горения частиц наиболее эффективно задается варьированием доли кислорода в смеси. Проанализировано влияние давления газа, пористости частицы на критические условия их самовоспламенения.

Ключевые слова: углерод, частица, пористость, самовоспламенение, зажигание, горение, стефановское течение, теплопотери на излучение

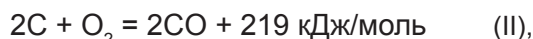
Введение. В течение многих лет на металлургических комбинатах стран мира доказана возможность вдувания частиц пылеугольного топлива (ПУТ) через фурму доменной печи для замены кокса и природного газа [1, 2]. При горении углерода у воздушных фурм выделяется необходимая для процесса теплота, образуются восстановительные газы (СО) и освобождается объем, который заполняется находящимися выше материалами, обеспечивая движение шихты в печи сверху вниз.

Для возникновения горения частиц пылеугольного топлива, то есть перехода на высокотемпературный режим тепломассообмена и окисления, на входе фурмы необходимо производить правильный подбор начальных условий. Это может быть температура газа, содержание кислорода в дутье, начальный размер частицы [3].

Цель настоящей работы – исследование временных зависимостей температуры, диаметра и плотности пористой углеродной частицы в азотно-кислородных смесях при различных температурах газа, содержании кислорода в дутье. Изучение влияния эндотермической реакции взаимодействия углерода с углекислотой на температуры горения углеродных частиц в кислородной зоне фурменного очага.

Важной задачей теоретического исследования является учет теплопотерь излучением и стефановского течения, способных заметно влиять на характеристики высокотемпературного тепломассообмена и самопроизвольного потухания пористых углеродных частиц при различных температурах частицы [4, 5]. К таким характеристикам относятся период индукции (время выхода на квазистационарный режим горения), температура и время горения, критические значения диаметра и плотности углеродных частиц, при которых происходит их самопроизвольное потухание.

Постановка задачи. Химическое взаимодействие углеродной частицы с кислородом сухого воздуха можно представить в виде следующих гетерогенных реакций:



Изменение средней по всему объему температуры пористой углеродной частицы T_2 определяется тепловыделением в результате протекания химических реакций, теплообменом частицы с газом и стенками реакционной установки:

$$\frac{c_2 \rho_2 \delta}{6} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial t} = q_{eff}, \quad T_2(t=0) = T_{2b}, \quad (1)$$

$$q_{eff} = q_{ch} - q_g - q_w,$$

где c_2 – удельная теплоемкость частицы, ρ_2 – плотность частицы; T_{2b} – начальная температура частицы. Здесь и далее для различия свойств частицы и газовой смеси используются индексы: 1 – газ, 2 – частица.

Плотность химического тепловыделения q_{ch} в результате поверхностного и внутреннего реагирования определяется тепловыми эффектами и скоростями химических реакций на поверхности и в объеме частицы:

$$q_{ch} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) (1 - A_p) \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{1s} Z_{O_2 s} -$$

$$- Q_3 k_3 (1 - A) \left(1 + \frac{k_v}{k_3} \right) \rho_{1s} Z_{CO_2 s} -$$

$$- Q_3 k_3 (1 - A) \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2 s},$$

где Q_1, Q_2 – тепловые эффекты химических реакций (I) и (II), рассчитанные на единицу массы кислорода, Дж/кг O_2 , Q_3 – тепловой эффект химической реакции (III), рассчитанный на единицу массы углекислого газа, Дж/кг CO_2 , A_p – зольность угля.

Первое слагаемое описывает химическое тепловыделение на единицу внешней поверхности в

реакциях (I) и (II), второе – химическое теплотогощение в реакции (III) на внешней поверхности и внутри пор за счет диффузии углекислого газа внутрь частицы, третье – химическое теплотогощение в реакции (III) внутри пор за счет реагирования углекислого газа как продукта реакции (I).

Плотность теплообмена излучением частицы со стенками q_w описывается законами Кирхгофа и Стефана-Больцмана:

$$q_w = \varepsilon \sigma (T_2^4 - T_3^4),$$

где ε – коэффициент черноты частицы; T_2 – температура поверхности частицы, T_3 – температура стенок, К.

Теплообмен газа с нагретой поверхностью частицы q_g происходит за счет теплопроводности, естественной и вынужденной конвекции и стефановского течения, что учитывается приведенной пленкой. Стефановское течение увеличивает теплоотдачу частицы за счет появления дополнительных масс газов и определяется скоростью химического превращения углерода. Плотность теплового потока на поверхности частицы определим согласно [4, 5]

$$q_g = \alpha (T_2 - T_1) + U_{s0} \rho_{1s} c_1 T_*,$$

$$\alpha = \frac{\lambda_1 Nu}{\delta}, \quad \lambda_1 = \lambda_{10} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^n, \quad T_* = \frac{T_1 + T_2}{2}.$$

Здесь T_1 – температура газа на границе приведенной пленки, К; α – коэффициент теплообмена частицы с газом, Вт/(м²·К); λ_1 – коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м·К); Nu – число Нуссельта, U_{s0} – скорость стефановского течения вблизи поверхности частицы, м/с.

В то же время, стефановское течение для случая окисления углеродной частицы ухудшает массоперенос кислорода к поверхности частицы, но способствует массопереносу углекислого и угарного газа от поверхности частицы. Соответствующие концентрации определяются согласно выражениям [6]:

кислорода O_2

$$Z_{O_2,s} = \frac{\beta}{\beta + (k_1 + k_2 + k_v + U_{s0})} Z_{O_2},$$

углекислого газа CO_2

$$Z_{CO_2,s} = \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} \left(\frac{k_1 \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) - a_{v3} k_3}{\beta + U_{s0} + k_3 + k_{v3}} \right) Z_{O_2,s} + \frac{\beta}{(\beta + U_{s0} + k_3 + k_{v3})} Z_{CO_2}.$$

Скорость стефановского течения на поверхности углеродной частицы приблизительно равна

$$U_{s0} = \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} \left((k_1 + 2k_2) \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) + k_3 a_{v3} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{\beta}{\beta + k_1 + k_2 + k_v} \right) Z_{O_2} + \frac{\mu_c}{\mu_{CO_2}} (k_3 + k_{v3}) \times \left(\frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} \cdot \frac{k_1 \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) - k_3 a_{v3}}{\beta + k_3 + k_{v3}} \left(\frac{\beta}{\beta + k_1 + k_2 + k_v} \right) Z_{O_2} + \left(\frac{\beta}{\beta + k_3 + k_{v3}} \right) Z_{CO_2} \right);$$

$$\beta = \frac{D_1 Nu}{\delta} = \frac{\alpha}{\rho_1 c_1}, \quad D_1 = D_{10} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^{n+1} \frac{P_0}{P},$$

$$c_1 = c_{10} + \Omega (T_* - T_0), \quad \rho_1 = \rho_{10} \frac{T_0}{T_*}.$$

Здесь β – коэффициент массообмена частицы, м/с, Z_{O_2} , Z_{CO_2} – относительные массовые концентрации кислорода и углекислого газа в газе на удалении от частицы; c_1 , ρ_1 – удельная теплоемкость и плотность газа внутри приведенной пленки, μ_c , μ_{O_2} , μ_{CO_2} – молярные массы углерода, кислорода и углекислого газа.

При турбулентном обтекании частицы (для $Re_1 < 10^5$):

$$D_1 \approx 9 \cdot 10^{-3} w \delta Re_1^{-0,16} \frac{P_0}{P}, \quad \lambda_1 = D_1 c_1 \rho_1.$$

В результате реакций (I)-(III) происходит постепенное уменьшение диаметра частицы δ за счет поверхностных реакций и плотности ρ_2 пористой частицы за счет реагирования внутри пор [6]:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = - \frac{2\mu_c}{\mu_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \frac{\rho_{1s}}{\rho_2} Z_{O_2,s} - \frac{\mu_c}{\mu_{CO_2}} k_3 \rho_{1s} Z_{CO_2,s},$$

$$\frac{1}{6} \delta \frac{\partial \rho_2}{\partial t} = - \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \frac{k_v}{(k_1 + k_2)} \rho_{1s} Z_{O_2,s} - \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} k_3 a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2,s} - \frac{\mu_c}{\mu_{CO_2}} k_{v3} \rho_{1s} Z_{CO_2,s}, \quad (3)$$

$$\delta(t=0) = \delta_b, \quad \rho_2(t=0) = \rho_{2b},$$

$$k_1 = k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{\mu RT_2}\right), \quad k_2 = k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{\mu RT_2}\right),$$

$$k_3 = k_{03} \exp\left(-\frac{E_3}{\mu RT_2}\right), \quad \rho_{1s} = \rho_{10} \frac{T_0}{T_2},$$

где k_1 , k_2 , k_3 – константы химических реакций (I)-(III), м/с; $Z_{O_2,s}$ – относительная массовая концентрация кислорода у поверхности частицы; ρ_{1s} – плотность газа у поверхности частицы, кг/м³; δ_b – начальный диаметр частицы, м; ρ_{2b} – начальная плотность

частицы, кг/м³; $\mu R = 8,31$ кДж/(кмоль·К) – универсальная газовая постоянная.

Константы внутреннего реагирования k_v и k_{v3} определяются

$$k_v = \frac{2D_v}{\delta} (Se_v cth Se_v - 1),$$

$$k_{v3} = \frac{2D_v}{\delta} (Se_{v3} cth Se_{v3} - 1);$$

$$a_{v3} = \frac{k_1 \delta^2 F_v}{4D_v} \frac{1}{(Se_{v3}^2 - Se_v^2)} \left(\frac{k_v}{(k_1 + k_2)} - \frac{k_{v3}}{k_3} \right);$$

$$Se_v = \sqrt{\frac{F_v d^2 (k_1 + k_2)}{4D_v}}, \quad Se_{v3} = \sqrt{\frac{k_3 r_s^2 F_v}{D_v}}.$$

Коэффициент внутренней диффузии D_v и удельная поверхность пор F_v выражаются через порозность частицы m [6]:

$$D_v = m^2 D_{10} \left(\frac{T_2}{T_0} \right)^{n+1} \frac{P_0}{P}, \quad m = 1 - \frac{\rho}{\rho_{real}},$$

$$\frac{F_v}{F_{v0}} = \frac{m(1-m)}{m_b(1-m_b)} = \left(\frac{1 - \rho/\rho_{real}}{1 - \rho_b/\rho_{real}} \right) \frac{\rho}{\rho_{real}},$$

где D_{10} – коэффициент диффузии кислорода в воздухе при температуре T_0 , м²/с; F_{v0} и m_0 – начальная удельная поверхность пор и порозность; ρ_{real} – плотность сплошного вещества частицы; Se_v , Se_{v3} – число Семенова, определяющее относительную роль химического реагирования на поверхности пор к массопереносу кислорода и углекислого газа, соответственно, внутри пор частицы.

Для случая падения частицы углеродной частицы в газовой смеси изменение ее скорости определяется:

$$\frac{dw_2}{dt} = \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) g - 18 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{v_1^2}{\delta^3} \text{Re} \left(1 + \frac{\text{Re}^{2/3}}{6} \right), \quad (4)$$

$$w_2(t=0) = w_{2b},$$

где ν_1 – кинематическая вязкость газа.

Расчеты, для примера, проводились для кокса антрацита марки АШ при следующих параметрах: $Q_1 = 12,34$ МДж/кгO₂, $Q_2 = 6,86$ МДж/кгO₂; $Q_3 = 4,00$ МДж/кгCO₂; $E_1 = 140$ МДж/кмоль, $E_2 = 154$ МДж/моль, $E_3 = 308$ МДж/кмоль; $k_{01} = 6,5 \cdot 10^4$ м/с; $k_{02} = 13 \cdot 10^4$ м/с; $k_{03} = 1,56 \cdot 10^8$ м/с [6]; $A_p = 0$ %. Постоянные: $D_{10} = 3,2 \cdot 10^{-4}$ м²/с; $\rho_{10} = 0,277$ кг/м³; $\lambda_{10} = 8,19 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $c_{10} = 1110$ Дж/(кг·К); $T_0 = 1273$ К; $c_2 = 947$ Дж/(кг·К); $\rho_{2b} = 1440$ кг/м³; $\varepsilon = 0,78$; $n = 0,75$.

Анализ временных зависимостей. Рассмотрим одиночную пористую углеродную частицу. Известно, что углеродные частицы в воздухе комнатной температуры нельзя перевести на квазистационарный высокоскоростной режим теплообмена. Как отмечалось в [4], переход на высокоскоростной

режим окисления достигается путем увеличения концентрации окислителя и начальной температуры частицы выше критического значения, то есть осуществить вынужденное воспламенение или зажигание частицы.

Зажигание возможно и при недостаточном разогреве газовой смеси (рис. 1). Анализ показал, что недостаточно предварительно нагретая углеродная частица (рис. 1, кривая 3) самопроизвольно не может перейти на высокотемпературные режимы окисления. Для такого перехода необходимо повысить начальную температуру частицы выше критического значения (рис. 1, кривые 1 и 2). Критическое значение начальной температуры (температуры зажигания), определится из условия равенства временной производной температуры частицы равной нулю.

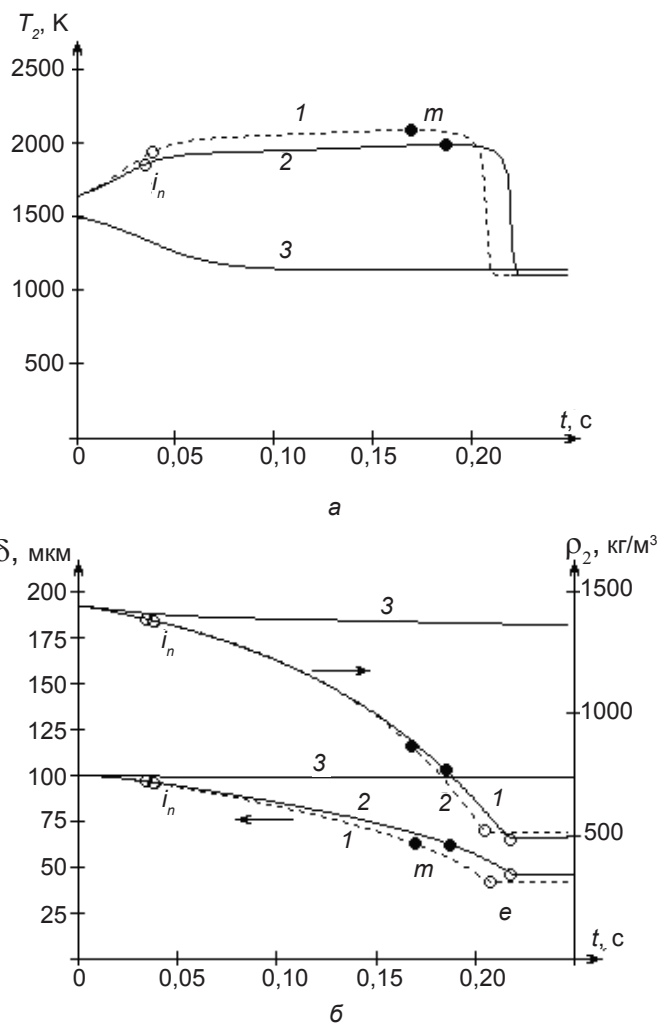


Рис. 1. Временные зависимости температуры (а), диаметра и плотности пористой углеродной частицы (б): (кривая 1 – учет реакций (I)-(II), кривые 2, 3 – (I)-(III)); $\delta_b = 100$ мкм, $T_1 = T_3 = 1100$ К, $F_{v0} = 2 \cdot 10^5$ м⁻¹; $Z_{O_2} = 0,23$, $w_{2b} = 0$ м/с, кривые 1, 2 – $T_{2b} = 1560$ К, кривая 3 – $T_{2b} = 1500$ К

При большей температуре газовой смеси частица того же диаметра при любой начальной температуре происходит ее самопроизвольное самовоспламенение, то есть переход на высокотемпературный режим окисления (рис. 2).

За аналитическое условие для времени достижения квазиустойчивого по температуре частицы

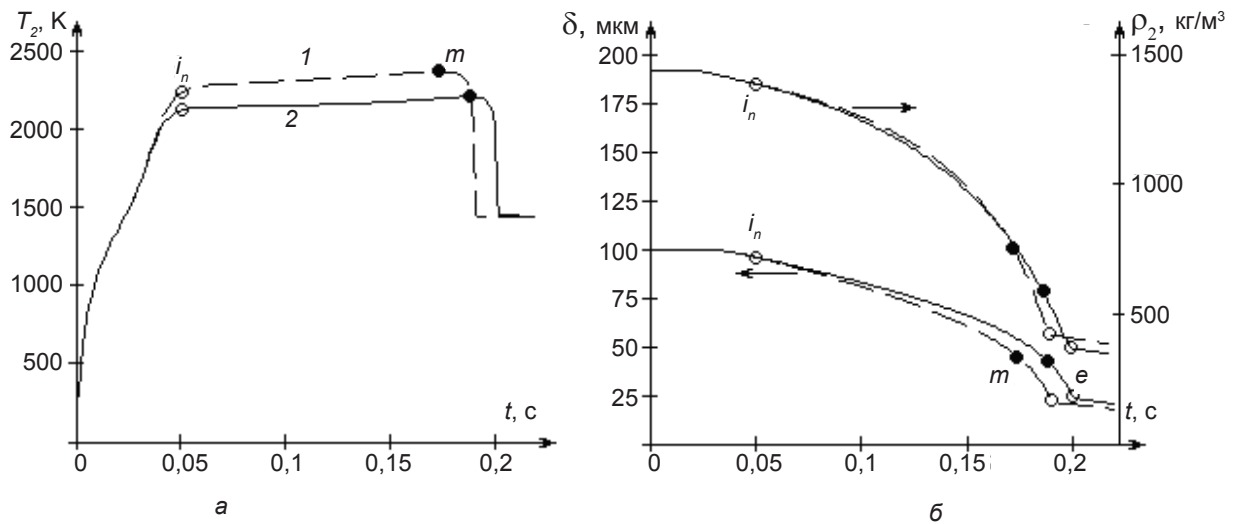


Рис. 2. Временные зависимости температуры (а), диаметра и плотности пористой углеродной частицы (б) (кривая 1 – учет реакций (I)-(II); кривая 2 – (I)-(III)): $\delta_b = 100$ мкм, $T_1 = T_3 = 1400$ К, $F_{v0} = 2 \cdot 10^5$ м³/с; $Z_{O_2} = 0,23$, $w_{2b} = 0$ м/с, $T_{2b} = 300$ К

высокотемпературного режима теплообмена t_{ind} (т. i_n) выбиралось

$$\frac{c_2 \rho_2 \delta}{6 q_{ch}} \frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_{t=t_{ind}} = 1 - \frac{q_g + q_w}{q_{ch}} = 0,05.$$

Выбор этого условия за окончание периода индукции обусловлено не только визуальными наблюдениями изменения скорости нарастания температуры с быстрой на медленную, но и достижением температуры частицы значения достаточно близкого к стационарному для текущего диаметра. Это ассоциируется с экспериментальным нахождением времени воспламенения к моменту достижения постоянной яркости частицы. Это условие было проверено (выполняется с удовлетворительной точностью) для разных значений начальных размеров и температур углеродной частицы, температур газа и относительной массовой концентрации кислорода.

Уменьшение диаметра и плотности частицы в процессе горения приводит к медленному росту квазистационарной температуры горения. За счет теплопотерь излучением с уменьшением диаметра частицы общие теплопотери увеличиваются не так быстро, как тепловыделение за счет увеличения массопереноса кислорода к единице поверхности частицы. При определенном размере частицы и достижении максимальной температуры горения (т. m) эти скорости сравниваются. Общее тепловыделение на поверхности частицы в режиме высокотемпературного окисления более чем в 8 раз превышает тепловыделение внутри частицы.

Дальнейшее понижение температуры горения связано с преобладающим увеличением общих теплопотерь над тепловыделением с уменьшением диаметра частицы. Во время протекания высокотемпературной стадии величина временной производной температуры близка к нулю. Следовательно, для определения температуры горения частицы можно применить стационарную задачу теплопроводности.

При достижении критических значений δ_e и ρ_{2e} резко уменьшается температура частицы, и скорость реагирования пористой углеродной частицы существенно падает. Происходит переход на низкотемпературный режим окисления частицы. Длительность стадии от начала квазистационарного высокотемпературного окисления (т. i_3) до момента самопроизвольного погасания (т. е. минимум на временной производной температуры

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_e < 0, \quad \frac{\partial^2 T_2}{\partial t^2} \Big|_e = 0, \quad \frac{\partial^3 T_2}{\partial t^3} \Big|_e > 0$$

определяется как время горения t_{bur} .

Учет эндотермической реакции окисления углекислого газа приводит (рис. 1, 2) к понижению температуры высокотемпературного окисления (для $\delta = 100$ мкм уменьшение составляет немного больше 200 К). Именно за счет уменьшения температуры частицы время высокотемпературного окисления незначительно увеличивается, и самопроизвольное погасание происходит при большем диаметре, чем без учета реакции (III). При определении периода индукции эндотермическую реакцию можно не брать во внимание.

Сравнение стационарных и нестационарных зависимостей. Ранее отмечалось, что для определения зависимости температур зажигания и горения углеродных частицы от их диаметра можно применить стационарную задачу теплопроводности. Аналитически данную зависимость можно получить без учета эндотермической реакции (III).

Исследование временных зависимостей (рис. 1, 2) показало, что на протяжении всего процесса число Семенова $Se_v > 5$, что позволяет представить константу внутреннего реагирования k_v , независимую от размера частицы в виде

$$k_{v0} \approx \sqrt{F_v D_v (k_1 + k_2)}.$$

В этом случае из условия стационарности $q_{eff} = 0$, которое можно представить в виде

$$(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) Z_{O_2} \rho_{1s} \left(1 + \frac{k_{v0}}{k_1 + k_2} \right) (1 + Se)^{-1} =$$

$$= \frac{1}{Se} (k_1 + k_2 + k_{v0}) \rho_{1s} c_1 (T_2 - T_1) +$$

$$+ \frac{1}{2} U_{s0} c_1 \rho_{1s} (1 + Se)^{-1} + q_w, \quad Se = \frac{k_1 + k_2 + k_{v0}}{\beta},$$

$$U_{s0} = \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \left(1 + \frac{k_{v0}}{k_1 + k_2} \right) Z_{O_2};$$

нетрудно получить зависимость диаметра частицы углерода от ее стационарной температуры, описывающую критические и устойчивые режимы теплообмена, в виде зависимостей:

$$\delta = \frac{D_1 \rho_{1s} Nu}{q_{ch,m}} \cdot \frac{c_1 (T_2 - T_1)}{\left(A^2 + \sqrt{A^2 - A_g A_w} \right)}, \quad (5)$$

и

$$\delta = D_1 Nu \frac{q_{ch,m}}{(k_1 + k_2 + k_{v0})} \frac{\left(A^2 + \sqrt{A^2 - A_g A_w} \right)}{\varepsilon \sigma (T_2^4 - T_3^4)}, \quad (6)$$

$$q_{ch,m} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left(1 + \frac{k_{v0}}{k_1 + k_2} \right) \rho_{1s} Z_{O_2},$$

$$A_g = \frac{c_1 \rho_{1s} (k_1 + k_2 + k_{v0}) (T_2 - T_1)}{q_{ch,m}},$$

$$A_w = \frac{\varepsilon \sigma (T_2^4 - T_3^4)}{q_{ch,m}}, \quad A_{st} = \frac{1}{2} \frac{U_{s0} \rho_{1s} c_g (T_2 + T_1)}{q_{ch,m}},$$

$$A = \frac{1}{2} (1 - A_g - A_w - A_{st}).$$

Величины A_g , A_w и A_{st} определяют роль различных механизмов теплообмена частицы с окружающими телами (теплообмен с окружающим газом

молекулярно-конвективным путем, теплообмен излучением со стенками и теплообмен за счет стфановского течения) по отношению к химическому тепловыделению.

Для частиц малых размеров ($\delta < \delta_m$) (рис. 3) теплотери излучением незначительны ($A_w \ll A_g$), и стационарная зависимость диаметра от температуры определяется выражением (5). Для углеродных частиц размерами $\delta > \delta_m$ основную роль в теплотери вносит тепловое излучение от частицы. Стационарная зависимость диаметра от температуры определяется выражением (6).

Сравнение нестационарных и стационарных зависимостей диаметра частицы от ее температуры (рис. 3, а) дает возможность объяснить и определить критическое значение начальной температуры (кривая, соединяющая точки i_1 и e_1). В области диаметров частиц $\delta_{e_1} < \delta < \delta_{i_1}$ критическое значение начальной температуры увеличивается с уменьшением диаметра, что объясняется ростом теплообмена с газом на единице поверхности частицы. При начальной температуре частицы меньше критического значения для данного диаметра (рис. 3, а, кривая 4; рис. 1, а, кривая 3), частица практически инертно охлаждается. При начальной температуре частицы выше критического значения происходит переход на высокотемпературный режим теплообмена и кинетики химических реакций (рис. 3, а, кривые 3; рис. 1, кривые 2). Критический диаметр, соответствующий самопроизвольному потуханию, незначительно отличается от предельного значения δ_{e_1} , который является нижним пределом высокотемпературного теплообмена при данных внешних условиях.

Изменение диаметра частицы в стационарном состоянии приводит к изменению ее стационарной температуры. Для сохранения условия стационарности необходимо, чтобы выполнялось равенство:

$$\frac{\partial q_{eff}}{\partial T_2} \partial T_2 + \frac{\partial q_{eff}}{\partial \delta} \partial \delta = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial \delta}{\partial T_2} = - \frac{\partial q_{eff} / \partial T_2}{\partial q_{eff} / \partial \delta}.$$

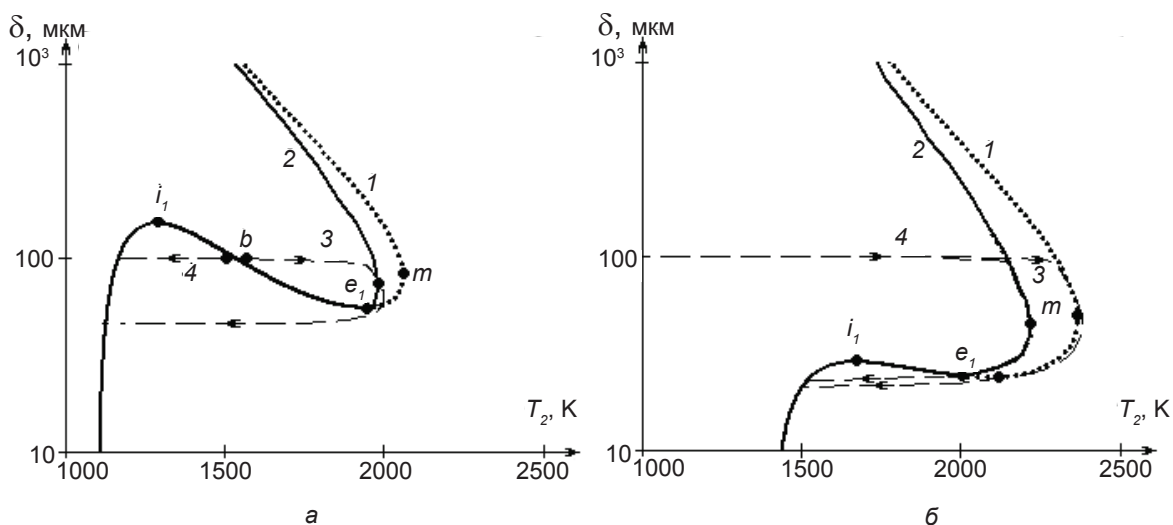


Рис. 3. Зависимость диаметра неподвижной частицы ($W_{2b} = 0$ м/с) от стационарной температуры углеродной частицы в воздухе: а – $T_1 = T_3 = 1100$ К, б – $T_1 = T_3 = 1400$ К; кривая 1 – учет реакций (I)-(II), кривая 2 – учет реакций (I)-(III); нестационарные зависимости (пунктир): $\delta_b = 100$ мкм, а – кривая 3 – $T_{2b} = 1560$ К, кривая 4 – $T_{2b} = 1500$ К; б – кривая 3 – учет реакций (I)-(III), кривая 4 – учет реакций (I)-(II)

Известно, что критические параметры, характеризующие переходы с низко- на высокотемпературные режимы тепломассообмена, определяются системой:

$$\begin{cases} q_{eff} = 0 \\ \frac{\partial q_{eff}}{\partial T_2} \geq 0 \end{cases}$$

Знак равенства характеризует критический переход на высокотемпературный режим окисления независимо от начальной температуры T_{2b} (самопроизвольное воспламенение, точка i_1), знак больше определяет влияние T_{2b} на изменение критических параметров, в частности, диаметра частицы (вынужденное воспламенение, кривая, соединяющая точки i_1 и e_1).

Таким образом, критические условия самовоспламенения частицы можно исследовать, анализируя экстремумы на зависимости диаметра частицы от ее стационарной температуры (рис. 3).

При высокотемпературном окислении без учета эндотермической реакции (III) стационарные и нестационарные зависимости хорошо согласуются (рис. 3, б кривые 1 и 3). Это позволило при учете эндотермической реакции по нестационарным зависимостям скорректировать стационарную (рис. 3, кривая 2).

Учет эндотермической реакции окисления углекислого газа (рис. 3) приводит, как отмечалось ранее, к понижению температуры высокотемпературного окисления. Наиболее существенно это наблюдается для частиц с диаметром менее 1 мм. Влиянием реакции (III) на условия зажигания и самовоспламенения углеродных частиц можно пренебречь.

Поэтому в дальнейшем для выяснения влияния различных факторов на критические условия самовоспламенения углеродных частиц будем анализировать экстремумы в зависимости (5).

Влияние различных факторов на условия самовоспламенения углеродных частиц. В таблице представлены значения диаметра, соответствующие произвольному самовоспламенению пористой углеродной частицы в зависимости от температуры газовой смеси, содержания кислорода в ней при ламинарном и турбулентном ее тепломассообмене с газом.

Анализ критических точек самовоспламенения (точки l) пористой углеродной частицы показал, что для нее характерно протекание химических реакций во внешней кинетической области ($Se \ll 1$) и диффузионной внутренней области ($Se_v > 5$). Роль теплооб-

Влияние температуры газа, массовой доли кислорода в смеси на критическое значение диаметра самовоспламенения пористой углеродной частицы: $F_{v0} = 2 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, $\rho_{2b} = 1440 \text{ кг/м}^3$, $m = 0,2$

$T_1, \text{ К}$	$\delta_p, \text{ мкм}$			
	молекулярный коэффициент диффузии		турбулентный коэффициент диффузии (скорость потока 200 м/с)	
	$Z_{O_2} = 0,23$	$Z_{O_2} = 0,38$	$Z_{O_2} = 0,23$	$Z_{O_2} = 0,38$
1100	150	78	2130	1230
1200	84	43	1430	790
1300	49	25	1000	555
1400	30	16	760	395
1500	20	11	600	290

мена излучением также мала ($A_w \ll 1$). Это позволяет формулу (5) преобразовать к более простому виду:

$$\delta = \frac{D_1 \rho_{1s} Nu}{(Q_1 k_1 + Q_2 k_2) \left(1 + \frac{\sqrt{F_v D_v} (k_1 + k_2)}{k_1 + k_2} \right) \rho_{1s} Z_{O_2}} \times \frac{c_1 (T_2 - T_1)}{(1 - A_{st} - A_w)} \quad (7)$$

Для оценки влияния температуры газа и массовой доли кислорода на критическое значение диаметра самовоспламенения δ_i используем известное выражение для критической температуры частицы:

$$T_i = T_1 + \frac{\mu RT_1^2}{E_1} \quad (8)$$

В зависимости от величины произведения удельной поверхности пор и коэффициента внутренней диффузии характер искомых зависимостей различен. При малых значениях $F_v D_v$ вторым слагаемым в скобках (7) можно пренебречь. Подстановка (8) в (7) приведет к следующим зависимостям:

$$F_v D_v < \sqrt{k_1 + k_2}; \quad \delta_i \propto \exp\left(\frac{E_1}{\mu RT_1}\right); \quad \delta_i \propto \frac{1}{Z_{O_2}}$$

При больших значениях $F_v D_v$ (внутренняя диффузионная область протекания химических реакций) второе слагаемое в скобках выражения (7) превышает 1 и определяет химическое тепловыделение. Подстановка (8) в (7) приводит к зависимостям:

$$F_v D_v > \sqrt{k_1 + k_2}; \quad \delta_i \propto \exp\left(\frac{E_1}{2\mu RT_1}\right); \quad \delta_i \propto \frac{1}{Z_{O_2}}$$

Именно этот случай и наблюдается для частицы, которая была выбрана в качестве примера (табл.). Благодаря пористости частицы эффективное значение энергии активации химических реакций уменьшается в 2 раза.

Как следует из анализа таблицы, именно изменение температуры газа, в отличие от массовой доли кислорода в смеси, позволяет более гибко управлять предельным размером частицы для ее самовоспламенения: повышение температуры газа на 100 К практически аналогично повышению доли кислорода вдвое.

Иначе ведет себя температура горения частицы T_m . Степень ее возрастания с ростом температуры газа мала: $T_m - T_1 \propto T_1^{-0.7}$. Влияние относительной массовой концентрации кислорода практически линейное: $T_m - T_1 \propto Z_{O_2}$.

Увеличение интенсивности тепломассообмена за счет турбулизации газового потока вблизи частицы (возрастание на 1-2 порядка коэффициента диффузии) приводит, как видно из (7), к повышению критического диаметра δ_i (на те же 1-2 порядка). В этом

случае для самопроизвольного перехода на высоко-температурный режим окисления пористой углеродной частицы необходимо существенно повышать температуру газовой смеси (табл.).

Влияние давления газа на критические условия самовоспламенения частицы также существенны. Однако степень влияния зависит от роли внутреннего реагирования и интенсивности внешнего массопереноса. Следует из совместного анализа выражений (7) и (8), для сплошной частицы – $\delta_i \propto P^{-1}$, для высокопористой частицы – $\delta_i \propto P^{-0.5}$, а при интенсивном массообмене – $\delta_i \propto P^{-0.58}$.

Адекватность полученных результатов основана на согласовании расчетных и экспериментальных временных и стационарных температурных зависимостей для углеродных частиц различных диаметров в нагретом воздухе [5].

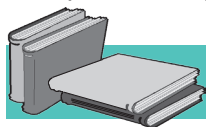
Выводы

В результате сравнительного анализа стационарных и нестационарных зависимостей показано, что влиянием эндотермической реакции можно пренебречь при определении критических условий самопроизвольного и вынужденного воспламенения пористой углеродной частицы.

Наиболее удачным варьируемым параметром для обеспечения самовоспламенения углеродной частицы в кислородной зоне фурменного очага является температура газовой смеси.

Для установления температур горения частиц наиболее эффективным является варьирование содержания кислорода в смеси.

Пористость углеродной частицы определяет зависимость не только критического диаметра самовоспламенения частицы от температуры газа, но и от его давления.



ЛИТЕРАТУРА

1. Расчет и оценка эффективности технологии доменной плавки с применением пылеугольного топлива в условиях ПАО «ММК им. Ильича» / В. С. Бойко, С. А. Матвиенков, С. П. Ярошевский и др. // *Металл и литье*. – 2012. – № 2-3. – С. 7-11.
2. Совершенствование и повышение эффективности доменной технологии на основе применения пылеугольного топлива (ПУТ) / Ю. В. Филатов, А. В. Емченко, В. Е. Попов др. // *Металл и литье*. – 2011. – № 9-10. – С. 11-16.
3. *Плискановский С. Т., Полтавец В. В.* Оборудование и эксплуатация доменных печей.: учебник. – Днепропетровск: Пороги, 2004. – 495 с.
4. *Калинчак В. В., Черненко А. С.* Горение и самопроизвольное погасание пористых углеродных частиц в азотно-кислородных смесях комнатной температуры // *Физика горения и взрыва*. – 2013. – Т. 49. – № 2. – С. 80-88.
5. *Калинчак В. В.* Влияние излучения на критические режимы тепло- и массообмена при параллельных реакциях на поверхности частицы // *Физика горения и взрыва*. – 1994. – Т. 30. – № 4. – С. 63-74.
6. *Основы практической теории горения* / под. ред. В. В. Померанцева. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отд-ние, 1986. – 312 с.

Анотація

Калинчак В. В., Черненко О. С., Зінченко Ю. А.

Запалення, горіння і погасання вуглецевих частинок при паралельно-послідовному утворенні оксидів вуглецю

Проведено сумісний аналіз стаціонарних і нестаціонарних залежностей температури вуглецевої частинки при різних концентраціях кисню і температурах азотно-кисневих сумішей. Показано, що для забезпечення самозаймання вуглецевої частинки в кисневій зоні фурменного вогнища найбільш вдалим варіюваним параметром є температура газовой суміші. Рівень температур горіння частинок найефективніше задається варіюванням частки кисню в суміші. Проаналізовано вплив тиску газу та поруватості частинки на критичні умови їх самозаймання.

Ключові слова

вуглець, частинка, поруватість, самозаймання, запалювання, горіння, стефанівська течія, тепловтрати випромінюванням

Summary

Kalinchak V. V., Chernenko A. S., Zinchenko Yu. A.

Ignition, combustion and extinction of carbon particles in a parallel-sequential formation of carbon oxides

Joint analysis of the stationary and non-stationary temperature dependences of the carbon particle at different temperatures and oxygen concentrations of nitrogen-oxygen mixtures was done. It was demonstrated that for the ignition of the carbon particle in the oxygen zone of the tuyere hearth the temperature of the gas mixture is the most convenient parameter to vary. The level of temperatures of combustion of particles can be predetermined most effectively by varying the proportion of oxygen in the mixture. The influence of gas pressure and porosity of the particles on the critical conditions of ignition have been analyzed.

Keywords

carbon, particle, porosity, ignition, lighting, burning, Stefan's flow, heat-radiation

Поступила 07.10.13