

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ

В. Б. Либрович, В. И. Лисицын, Б. И. Хайкин

(Москва)

Воспламенение газовзвеси частиц, реагирующих по гетерогенному механизму, рассматривалось в [1-4]. Предполагалось, что скорость реакции на поверхности отдельных частиц не зависит от толщины окисной пленки или пленка не образуется — продукты реакции газообразны. При окислении многих металлов образующаяся окисная пленка препятствует реакции — с ее нарастанием скорость реакции уменьшается. Особенности процесса воспламенения одиночных частиц металлов, возникающие из-за влияния окисной пленки, рассматривались в [5], где было показано, что зависимость скорости реакции от толщины пленки существенно влияет на закономерности воспламенения одиночных частиц.

В данной работе исследуется процесс воспламенения газовзвеси частиц металлов, окисляющихся по так называемому параболическому закону (скорость реакции обратно пропорциональна толщине окисной пленки). Результаты сравниваются с закономерностями воспламенения газовзвеси частиц, реагирующих по чисто гетерогенному механизму, в отсутствие пленки окисла.

1. Постановка задачи. Рассмотрим воспламенение газовзвеси в сосуде, предполагая, что температура газа по всему объему одинакова, а теплопотери из сосуда пропорциональны разности температур газа и стенок сосуда.

Считая, что все частицы одинакового размера и распределены в сосуде равномерно, запишем уравнения прогрева отдельной частицы, баланса тепловой энергии газа и скорости роста окисной пленки

$$(1.1) \quad \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{z^n} \exp \frac{\theta}{1+\beta\theta} - \frac{\theta - \theta_g}{\Omega}$$

$$(1.2) \quad \frac{d\theta_g}{d\tau} = \frac{B}{1-B} \frac{\theta - \theta_g}{\Omega} - \frac{B}{1-B} \frac{\theta_g - \theta_w}{A\Omega}$$

$$(1.3) \quad \frac{dz}{d\tau} = \frac{1}{z^n} \exp \frac{\theta}{1+\beta\theta}$$

с начальными условиями

$$(1.4) \quad \tau = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad \theta_g = \theta_{g0}, \quad z = z_0$$

$$\theta = \frac{E}{RT_*^2} (T - T_*), \quad \theta_g = \frac{E}{RT_*^2} (T_g - T_*),$$

$$z = \frac{3\delta}{r} \frac{QE}{cRT_*^2}, \quad z_0 = z(\delta_0)$$

$$\tau = \left(\frac{3QE}{cRT_*^2} \right)^{n+1} t \frac{kc_0^m}{r^{n+1}} \exp \left(-\frac{E}{RT_*} \right), \quad B = \frac{4/3\pi r^3 c_p N}{c_g \rho_g + 4/3\pi r^3 c_p N}$$

$$\Omega = \left(\frac{3QE}{cRT_*^2} \right)^{n+1} \frac{c_p}{3\lambda_g} \frac{kc_0^m}{r^{n-1}} \exp \left(-\frac{E}{RT_*} \right), \quad \beta = \frac{RT_*}{E}$$

$$A = \frac{\lambda_g}{2r} \text{Nu} \, 4\pi r^2 NV / a_w S \approx \frac{\rho_g}{\rho} \frac{B}{1-B} \frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_w} \left(\frac{L}{r} \right)^2$$

Здесь T , T_g , T_w — температура частиц, газа и стенок сосуда соответственно; T_* — масштабная температура, выбор которой пояснен в ходе решения; B — массовая концентрация частиц во взвеси; δ_0 , δ — начальная и текущая толщина окисной пленки; r — характерный размер частицы; λ_g — коэффициент теплопроводности газа; c , c_g — удельные теплоемкости частиц и газа; ρ , ρ_g — плотности частиц и газа; Q — тепловой эффект реакции на грамм окисла, умноженный на отношение плотностей окисла и металла; Nu , Nu_w — числа Нуссельта теплообмена частиц с газом и газозвеси со стенками сосуда соответственно; E — энергия активации; k — предэкспонент в кинетическом законе скорости роста окисной пленки; c_0 — концентрация окислителя у поверхности частицы; m — порядок реакции по окислителю; α_w — коэффициент теплоотдачи от газозвеси к стенкам сосуда $\alpha_w = Nu_w \lambda_g / L$; L , V — характерный размер и объем сосуда; S — поверхность теплоотдачи сосуда; N — число частиц в единице объема газозвеси; t — время; n — показатель в законе окисления ($n = 1$ — параболический закон окисления).

Первый член правой части (1.1) описывает диффузионный режим окисления металлической частицы, в котором скорость реакции лимитируется диффузией окислителя через пленку окисла; коэффициент диффузии предполагается зависящим от температуры по формуле Аррениуса с энергией активации E . Это выражение входит и в уравнение скорости роста пленки окисла. Остальные члены уравнений описывают теплообмен частиц с газом и газозвеси со стенками сосуда.

Система (1.1) — (1.3) записана в приближении двухтемпературной сплошной среды. Это накладывает ограничение на массовую концентрацию частиц, поскольку расстояние между частицами в таком приближении должно быть больше размера частиц (при давлениях порядка 1 атм $B \leq 0.4-0.5$).

2. Воспламенение теплоизолированной взвеси. Рассмотрим случай, когда можно пренебречь теплоотдачей в стенки сосуда. Как показывает анализ, это можно делать, например, если температура стенок T_w превышает критическую температуру воспламенения, обусловленную теплотерями от всей газозвеси, на несколько характеристических интервалов RT_w^2 / E , так что сильное возрастание скорости реакции происходит до того, как начинает осуществляться интенсивный теплообмен со стенками сосуда. Из системы (1.1) — (1.3) получаем баланс полной энергии газозвеси в виде

$$(2.1) \quad z - z_0 = (\theta - \theta_0) + (1 - B) B^{-1} (\theta_g - \theta_{g0})$$

Из оставшихся двух уравнений время исключается делением (1.1) на (1.3)

$$(2.2) \quad \frac{d\theta}{dz} = 1 - z \exp\left(-\frac{\theta}{1 + \beta\theta}\right) \left[\frac{\theta - Bz}{1 - B} + \frac{B}{1 - B} (z_0 - \theta_0) - \theta_{g0} \right] / \Omega$$

Проинтегрировать уравнение (2.2) в аналитическом виде не удастся. Были проведены численные расчеты, которые позволили обнаружить ряд особенностей процесса воспламенения и приближение, с помощью которого можно аналитически оценить время воспламенения.

В дальнейшем пренебрежем малым параметром z_0 (согласно [5] $z_0 \ll 1$). Сначала рассмотрим случай одинаковых начальных температур частиц и газа, а затем результаты обобщим с учетом их различия.

Выбирая T_* равной T_0 , получим $\theta_0 = \theta_{g0} = 0$. В этом случае поведение интегральных кривых уравнения (2.2) зависит от двух параметров — массовой концентрации частиц B и безразмерной скорости химической реакции Ω .

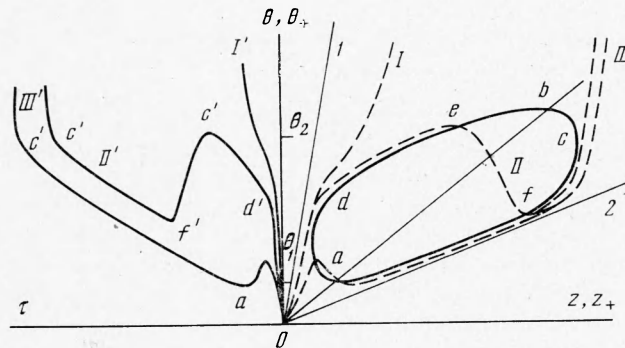
Классификацию различных типов интегральных кривых и соответствующих им режимов воспламенения целесообразно связать с относительным расположением интегральных кривых и нулевой изоклины уравнения (2.2). Полагая в (2.2) $d\theta/dz = 0$, получим

$$(2.3) \quad z = \frac{1}{2B} \left[\theta_+ \pm \sqrt{\theta_+^2 - 4u \exp \frac{\theta_+}{1 + \beta\theta_+}} \right], \quad u = B(1 - B)\Omega$$

Значения величин на изоклине отмечены индексом «плюс» для отличия от соответствующих величин на интегральной кривой. Нулевая изоклина существует при

$$(2.4) \quad u < u_0 = \exp \left(-\frac{2}{1 - 4\beta} \right) / (1 - 4\beta)^2$$

и представляет собой замкнутую кривую, во внутренней области которой для интегральных кривых $d\theta/dz < 0$, во внешней $d\theta/dz > 0$ (изоклина $\theta_+(z_+)$ и интегральные кривые $\theta(z)$ нанесены на правой половине фиг. 1, зависимость температуры частиц от времени в различных режимах — на левой).



Фиг. 1

Прямые 1 и 2 на фиг. 1 ограничивают область, в которой могут располагаться интегральные кривые (2.2). Прямая 1, ограничивающая область сверху, соответствует уравнению $\theta = z$ и разогреву частиц без теплообмена с газом ($\Omega \rightarrow \infty$). Прямая 2 соответствует гомогенному разогреву всей газовой смеси ($\Omega \rightarrow 0$), при котором $\theta = \theta_g$, и описывается уравнением $\theta = Bz$; она ограничивает область снизу.

Проследим поведение интегральных кривых при разных значениях параметров B и Ω и дадим качественное описание соответствующих режимов воспламенения. Все интегральные кривые выходят с положительной производной из начала координат. При больших значениях параметра Ω производная $d\theta/dz$ при движении вдоль интегральной кривой остается все время положительной (кривая 1, I' на фиг. 1). Это означает, что происходит монотонный рост температуры частиц — нарастание окисной пленки не препятствует развитию химической реакции. Этот режим воспламенения (режим I) аналогичен режиму воспламенения одиночных частиц металла.

При меньших значениях параметра Ω производная $d\theta/dz$ вдоль интегральной кривой уменьшается и при некотором Ω обращается в нуль (при этом интегральная кривая касается нулевой изоклины в точке b, соответствующей максимуму кривой изоклины). Это означает, что рост

окисной пленки и теплоотдача от частиц к газу начинают препятствовать прогрессирующему развитию химической реакции, происходящему вследствие разогрева частицы. При дальнейшем уменьшении Ω интегральная кривая пересекает изоклину (причем, чем меньше Ω , тем дальше от точки b отстоит точка пересечения e, e') и попадает в область, где $d\theta/dz < 0$. В ней вследствие роста окисной пленки происходит снижение температуры частиц до тех пор, пока интегральная кривая не пересекает нижнюю ветвь нулевой изоклины (точка f, f'). После повторного пересечения $d\theta/dz$ вновь становится положительной, а интегральная кривая движется при этом вдоль нулевой изоклины вплоть до температуры, отвечающей точке c, c' . Описанный тип интегральных кривых (II, II' на фиг. 1) соответствует режиму II .

На участках $de, d'e'$ и $fc, f'c'$ интегральная кривая проходит вблизи нулевой изоклины, где $d\theta/dz \ll 1$. Это означает, что саморазогрев газозвеси протекает квазистационарно: в каждый момент между частицами и газом существует тепловое равновесие, медленно смещающееся за счет накопления тепла в газе и роста окисной пленки. В дальнейшем стадии de и fc будем называть высокотемпературной квазистационарной (ВКСС) и низкотемпературной квазистационарной стадиями (НКСС) соответственно.

На стадии ВКСС скорость окисления и перепад между температурой частиц и газа велики по сравнению с аналогичными характеристиками на стадии НКСС (линия $\theta_g(z)$ всегда расположена ниже прямой 2 на фиг. 1). В ходе предвзрывного разогрева в стадии НКСС достигаются условия (температура θ_2 , точка c , фиг. 1), при которых тепловое равновесие становится невозможным и происходит воспламенение газозвеси — резкий отрыв температуры частиц от температуры газа.

При еще большем уменьшении параметра Ω точка пересечения интегральной кривой нулевой изоклины смещается к точке минимума нулевой изоклины a и интегральная кривая проходит вдоль всей нижней половины нулевой изоклины. Этот случай отвечает сильному торможению окисной пленкой химической реакции.

Стадии НКСС (участок $ac, a'c'$) в этом режиме предшествует нестационарный процесс окисления с переходом температуры частиц через максимум и минимум. Основным вклад в период индукции в этом режиме (режим III) вносит стадия НКСС. Численное решение полной системы (1.1) — (1.3) показывает, что на стадию НКСС газозвесь выходит при температуре, близкой к θ_1 (точка a на фиг. 1).

Процесс предвзрывного разогрева при воспламенении газозвеси частиц, реагирующих по гетерогенному механизму ($n = 0$), также может протекать квазистационарно [3]; отличие состоит в том, что смещение равновесия происходит только за счет накопления тепла в газе, а выход на стадию НКСС — без прохождения температурой частиц максимума и минимума.

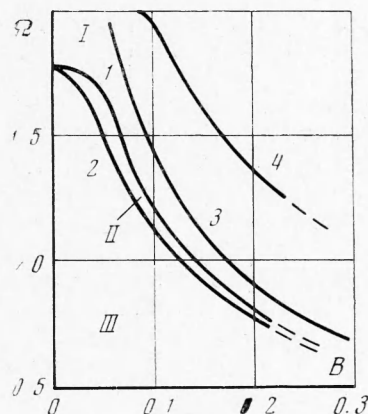
Границы, разделяющие режимы I, II, III , рассчитывались численно (линии 1, 2 на фиг. 2). Режим I реализуется в области параметров выше линии 1, режим III — ниже линии 2; режиму II соответствует узкая область параметров между линиями 1 и 2. Изоклина существует в области параметров ниже линии 3 (см. (2.4)). В режиме I при достаточно больших значениях параметра Ω (выше линии 4) каждая частица воспламеняется почти в адиабатических условиях.

Различие между режимами I, II, III по периодам индукции и температурам существенно лишь в случае, когда изоклина занимает достаточно большой интервал по θ и z . Ниже показано, что размеры изоклины определяются степенью удаления от предела существования изоклины (линия

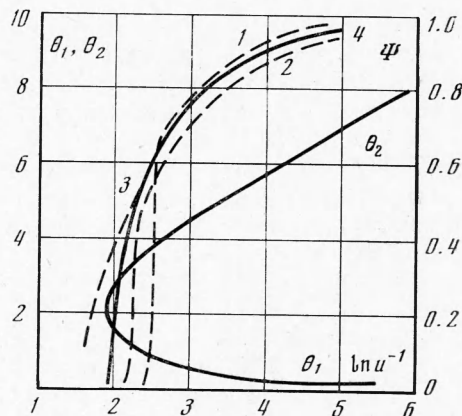
3 на фиг. 2). Границы I и 2 на фиг. 2 с ростом концентрации частиц приближаются к пределу 3, и различие между режимами исчезает.

Квазистационарность предвзрывного разогрева в режиме III дает возможность получить приближенное аналитическое выражение для периода индукции.

Проведем дальнейшие выкладки с использованием разложения Франк-Каменецкого [6] $\beta = 0$. Оценим величину квазистационарного интервала



Фиг. 2



Фиг. 3

$[\theta_1, \theta_2]$. Вычисляя из (2.3) $d\theta_+ / dz_+$ и полагая $d\theta_+ / dz_+ = 0$ при $\theta = \theta_1$, $d\theta_+ / dz_+ = \infty$ при $\theta = \theta_2$, получим следующие соотношения, определяющие θ_1 и θ_2

$$(2.5) \quad \ln[(\theta_2 - 1)/u] = \theta_2, \quad \ln(\theta_1^2 / 4u) = \theta_1$$

Графическое решение обоих уравнений изображено на фиг. 3. С удалением от предела существования изоклины ($\ln u^{-1} = 2$) температурный квазистационарный интервал $(\theta_2 - \theta_1)$ увеличивается, а с приближением к пределу уменьшается как $(\ln u^{-1} - 2)^{1/2}$.

Температуры θ_1 и θ_2 зависят от массовой концентрации частиц в отличие от газозвеси частиц, реагирующих по гетерогенному механизму [3]. Это объясняется тем, что скорость окисления частицы при данной температуре зависит от того, как происходил разогрев частицы до этой температуры.

Чтобы получить приближенную формулу периода индукции (τ_i), проинтегрируем систему уравнений (1.1) — (1.3), полагая в (1.1) $d\theta / d\tau = 0$

$$(2.6) \quad \tau_i = \frac{1}{B} \int_{\theta_1}^{\theta_2} z(\theta) \exp(-\theta) d\theta - \frac{\Omega(1-B)}{B} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \left[1 - \frac{d \ln z}{d\theta} \right] d\theta$$

где $z(\theta)$ — уравнение интегральной кривой в плоскости θz (фиг. 1). Учитывая, что в НКСС интегральная кривая 1 близка к изоклине, в (2.6) можно подставить $z(\theta)$, определенное из (2.3). Полученное при этом выражение упрощается, если пренебречь различием температур частиц и газа. Формально это следует из (2.3) при $\ln u^{-1} \gg 2$, когда второе слагаемое в подкоренном выражении мало по сравнению с первым, а (2.3) приближенно совпадает с соотношением (2.1), записанным для гомоген-

ной газовзвеси $z_+ = \theta_+ / B$. Интегрирование (2.6) дает

$$(2.7) \quad \tau_i = \\ = \left\{ [(1 + \theta_1) \exp(-\theta_1) - (1 + \theta_2) \exp(-\theta_2)] + u \left[\ln \frac{\theta_2}{\theta_1} - (\theta_2 - \theta_1) \right] \right\} \times \\ \times \frac{1}{B^2} = \frac{\Psi(\ln u^{-1})}{B^2}$$

Функция $\Psi(\ln u^{-1})$ нанесена на фиг. 3 (кривая 4). Сравнение численных расчетов периода индукции в зависимости от Ω и B на ЭВМ (пунктирные линии 1, 2, 3 на фиг. 3) соответствуют $B = 0.05, 0.091, 0.17$ и по формуле (2.7) показывает, что приближенное решение (2.7) близко к точному в режиме III и сильно отличается от него в режимах I и II.

Резкое изменение периода индукции в узких интервалах по Ω и B (численное решение) связано с переходом из режима III в I через режим II.

В газовзвеси частиц, реагирующих по гетерогенному механизму (этот случай получается, если в исходной системе $n = 0$), режим II отсутствует, а переход из режима III в I происходит плавно, без резких изменений, поскольку на границе, разделяющей режимы I и III, величина квазистационарного интервала $(\theta_2 - \theta_1)$ обращается в нуль. В случае $n = 1$ величина $(\theta_2 - \theta_1)$ обращается в нуль на линии 3 (фиг. 2), а переход из режима III в I происходит в области II, которая не пересекается с линией 3.

С увеличением концентрации частиц период индукции в газовзвеси при $n = 1$ сокращается сильнее ($\tau_i \sim B^{-2}$), чем при $n = 0$ ($\tau_i \sim B^{-1}$ [3]). Это различие обусловлено тем, что в случае $n = 1$ концентрация частиц влияет не только на полную реакционную поверхность частиц, как это было для $n = 0$ [3], но и на толщину окисной пленки и величину квазистационарного температурного интервала $(\theta_2 - \theta_1)$.

По формуле (2.7) можно оценить влияние на период индукции температуры плавления θ_m , при которой окисная пленка теряет защитные свойства. Если температура θ_m попадает в интервал $[\theta_1, \theta_2]$, то в (2.7) θ_2 нужно заменить на θ_m .

При этом период индукции сокращается, а на зависимости $\tau_i(\Omega, B)$ появляется излом, соответствующий равенству $\theta_2(\Omega, B) = \theta_m$.

При воспламенении частиц без тормозящего влияния окисной пленки срыв со стадии НКСС происходит при температуре воспламенения одиночной частицы (T_i). Для частиц металлов с окисной пленкой это не выполняется. Чтобы убедиться в этом, выразим безразмерную температуру воспламенения одиночной частицы $\theta_i = (E/RT_0^2)(T_i - T_0)$ через Ω . Заданному значению параметра Ω соответствует начальная температура $T_0 = ER^{-1} \ln \Omega^{-1} + \text{const}$. В [5] показано, что при $\Omega = 1.57 T_0$ равна температуре воспламенения одиночной частицы T_i . Выражая $(T_i - T_0)$ через Ω , получим $\theta_i = (T_i/T_0) \ln(1.57/\Omega)$. Сравнение аналитических выражений для θ_i и θ_2 показывает, что $\theta_i < \theta_2$.

В качестве примера проведем расчет, используя теплофизические и кинетические константы из [7]

$$c = 0.214 \text{ кал/г} \cdot \text{град}, \quad \rho = 2.7 \text{ г/см}^3, \\ \lambda_g = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}, \quad Q = 4600 \text{ кал/г} \\ E = 33000 \text{ кал/моль}; \\ kc_0^m \exp(-E/RT_0) = 0.65 \cdot 10^{-3} \exp(-33000/RT_0) \text{ см}^2/\text{сек}$$

Температура воспламенения одиночной частицы, соответствующая этим константам, равна 1300°K . Если начальная температура 1000°K , то $\Omega \approx 0.04$. При таких значениях Ω газовзвесь будет воспламеняться по

режиму III с периодом индукции (при $B \approx 0.1$ и $r = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$) $t_i \approx 27 \text{ сек}$, что на два порядка больше адиабатического периода индукции одиночной частицы.

Перейдем к случаю различных начальных температур частиц и газа. При $T_0 < T_{g0}$ имеются те же три режима воспламенения. Рассмотренным выше стадиям предшествует процесс выравнивания температуры частиц и газа, причем температура выравнивания близка к температуре инертного смешения $T_k = BT_0 + (1 - B) T_{g0}$. После инертного прогрева частиц до T_k газовзвесь выходит на стадию НКСС за счет химических реакций. Поскольку при $T_0 < T_{g0}$ температура T_k меньше T_0 , то толщина окисной пленки к моменту выхода на НКСС будет больше, чем при равных начальных температурах частиц и газа. Вследствие этого скорость тепловыделения в газовзвеси уменьшается и время достижения температуры срыва с НКСС увеличивается и, кроме того, ко времени пребывания в НКСС прибавляется время прогрева частиц до T_k . Как показывают расчеты, при развитой стадии НКСС это время мало по сравнению с временем квазистационарного развития процесса и им можно пренебречь.

Выбирая за масштабную температуру T_* начальную температуру газа и определяя z_+ (θ_+), θ_1 , θ_2 , τ_i по схеме, изложенной выше, можно показать, что период индукции выражается через функцию Ψ

$$(2.8) \quad \tau_i = \frac{1}{B^2} \exp \left(\frac{B}{1-B} |\theta_0| \right) \Psi \left[\ln u^{-1} + \frac{B}{1-B} |\theta_0| \right]$$

3. Влияние теплоотвода и выгорания. Воспламенение газовзвеси частиц с пленкой окисла, так же как и частиц, реагирующих по гетерогенному механизму [2, 3], ограничивается теплоотводом в стенки сосуда и выгоранием частиц.

При наличии теплоотвода нельзя получить соотношения (2.4), определяющего полный запас энергии в системе. Однако при протекании процесса по режиму III температуры частиц и газа на стадии НКСС отличаются незначительно, что позволяет выделить параметр, определяющий критические условия в той области параметров, где температура воспламенения взвеси меньше температуры воспламенения одиночной частицы. Вводя новые переменные $x = \tau [B(1-B)^{-1}]^2$, $y = zB(1-B)^{-1}$ и складывая уравнение (1.1), умноженное на $B(1-B)^{-1}$, с уравнением (1.2), вместо (1.1) — (1.3) получим

$$(3.1) \quad \frac{d(\theta_g + B\theta/(1-B))}{dx} = \frac{1}{y} \exp \left[\frac{\theta}{1+\beta\theta} \right] - \frac{1-B}{B} \frac{\theta_g - \theta_w}{A\Omega}$$

$$(3.2) \quad dy/dx = \frac{1}{y} \exp \left[\frac{\theta}{1+\beta\theta} \right]$$

$$(3.3) \quad x = 0, \quad \theta = \theta_g = 0, \quad y = Bz_0/(1-B) \ll 1$$

Критическое условие воспламенения представляет собой связь между параметрами задачи (3.1) — (3.3)

$$(3.4) \quad A\Omega B / (1-B) = f[\beta, z_0 B / (1-B), B / (1-B)]$$

Пренебрегая различием между температурой частиц и газа, видим, что вместо параметра $B / (1-B)$, стоящего под производной в (3.1), появляется параметр $1 / (1-B)$, который несуществен при малых концентрациях. Малый параметр $z_0 B / (1-B)$ также слабо влияет на критическое условие, поэтому при фиксированном значении β правая часть

соотношения (3.4) — константа. Численное решение полной системы (1.1)—(1.4) при $\beta = 0$ удовлетворительно согласуется с приближенным результатом (3.4), если положить $f = 1.2$.

Критические условия по теплоотводу для газовой взвеси частиц, реагирующих по гетерогенному механизму, связаны с невозможностью стационарного протекания реакции, а для газовой взвеси металлических частиц — с существованием температуры срыва со стадии НКСС (в критических условиях температура срыва θ_2 исчезает в связи с размыканием изоклины).

Поскольку

$$A \sim B / (1 - B) r^2, \quad \Omega \sim r^{1-n} \exp(-E / RT_0)$$

то связь между критической температурой T_0° и размером частиц определяется соотношением

$$(3.5) \quad \exp(-E / RT_0^\circ) = \text{const } r^{n+1} (1 - B)^2 / B^2$$

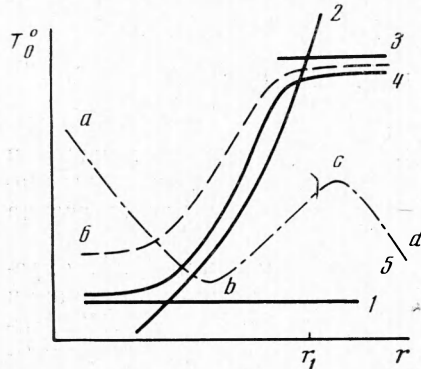
С увеличением размера частиц эффект уменьшения реакционной поверхности ($n = 0$ [2]) усиливается влиянием торможения окисной пленкой ($n = 1$) химической реакции, поэтому T_0° при $n = 1$ зависит от r сильнее, чем в случае $n = 0$ (на фиг. 4 участок *bc* пунктирной линии — $n = 0$, линия 2 — $n = 1$ по формуле (3.5)). Формула (3.4) приближенно применима пока критическая температура взвеси меньше критической температуры воспламенения одиночной частицы (кривая 3 на фиг. 4). При размерах частиц, больших r_1 (r_1 — размер, при котором кривые 2 и 3 пересекаются), температура воспламенения взвеси близка к температуре воспламенения одиночной частицы и не зависит от размера [5].

В области малых размеров применимость (3.4) ограничивают критические условия по выгоранию. Смысл этих условий заключается в том, что горячего материала в газовой взвеси может не хватить для достижения температуры срыва с НКСС и частицы полностью выгорают в стадии НКСС при температуре, близкой к температуре газа. Выпишем критическое условие по выгоранию в размерном виде

$$(3.6) \quad T_0^\circ = T_2 (\ln u^{-1}) - BQ / c$$

Соотношение (3.6) является приближенным, поскольку в исходной системе (1.1) — (1.3) не учтено выгорание окислителя и изменение реакционной поверхности частиц в ходе предвзрывного разогрева. Параметр $\Omega \sim r^{1-n}$ при $n = 1$ не содержит размера частицы, поэтому температура срыва с НКСС $T_2 (\ln u^{-1})$, а вместе с ней и критическая начальная температура T_0° от размера частицы не зависят (линия 1 на фиг. 4). Полная зависимость $T_0^\circ(r)$ имеет S-образную форму (кривая 4 на фиг. 4). С уменьшением концентрации частиц T_0° смещается вверх (кривая 6 на фиг. 4).

Для сравнения пунктирной линией 5 показана зависимость критической температуры от размера для газовой взвеси частиц, реагирующих по гетерогенному механизму ($n = 0$ [2]). Участки этой кривой *ab*, *bc*, *cd* соответствуют критическим условиям по выгоранию, теплоотводу и критическому условию воспламенения одиночной частицы.



Фиг. 4

Взаимное расположение кривых 1 и 2 на фиг. 4 показывает, что переход по размеру частиц в область, где существенно выгорание, означает одновременно и удаление от критического условия по теплоотводу, а в области, где воспламенение ограничивается теплоотводом, можно пренебречь выгоранием. Это приближенно оправдывает отдельный вывод критических условий по теплоотводу (3.4) и по выгоранию (3.6).

Поступила 30 VII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Клячко Л. А. Воспламенение совокупности частиц при гетерогенной реакции. Теплоэнергетика, 1966, № 8.
2. Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. Критические условия самовоспламенения совокупности частиц. Физика горения и взрыва, 1969, т. 5, № 1.
3. Лисицын В. И., Руманов Э. Н., Хайкин Б. И. О периоде индукции при воспламенении совокупности частиц. Физика горения и взрыва, 1971, т. 7, № 1.
4. Гуревич М. А., Озеров Г. Е., Степанов А. М. Критические условия самовоспламенения полидисперсной газовой смеси частиц твердого горючего. Физика горения и взрыва, 1971, т. 7, № 1.
5. Хайкин Б. И., Блошенко В. Н., Мержанов А. Г. О воспламенении частиц металлов. Физика горения и взрыва, 1970, № 4, т. 6.
6. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1972.
7. Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В., Логачев Ю. С., Коротков А. И. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М., «Наука», 1972.