

Калинчак В. В., Черненко А. С., Захаров В.В., Рачинский Б.Е.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова,
кафедра теплофизики*

**Влияние стефановского течения на характеристики
высокотемпературного окисления и самопроизвольного
потухания металлических частиц**

С учетом теплообмена излучением в рамках модели приведенной пленки проведен анализ влияния стефановского течения на пределы вынужденного зажигания и условия самопроизвольного потухания металлической частицы в воздухе комнатной температуры при образовании плотного оксидного слоя. Показано, что стефановское течение значительно увеличивает верхний предел по диаметру частицы, который определяется теплотерями излучением и ограничивает область переходов на высокотемпературное окисление путем увеличения начальной температуры частицы. Аналитически определена минимальная начальная температура и соответствующий диаметр частицы, выше которой при данных условиях возможен вынужденный переход на высокотемпературный режим окисления частицы. Установлено, что стефановское течение в зависимости от значения начальной температуры частицы может значительно увеличивать максимальную температуру высокотемпературного окисления и толщину оксида после самопроизвольного потухания. Полученные профили концентраций газовых компонентов в приведенной пленке подтверждают кинетический режим окисления при самопроизвольном потухании частицы.

Исследование процессов высокотемпературного тепломассообмена при воспламенении и горении твердых металлических частиц в потоке газообразного окислителя имеют важное значение для многих приложений, включая аэрокосмическую технику, пожаровзрывобезопасность, энергетику и химическую технологию. Для оценки зажигающей способности фрикционных искр (накаленных металлических частиц) очень важно знать их температуру и время, в течении которого происходит зажигание [1]. При определении температуры и времени горения, характерных размеров металлических частиц в процессах высокотемпературного тепломассообмена и самопроизвольного потухания учет стефановского течения становится просто необходимым [2]. Однако изучение свойств таких частиц часто проводится без учета стефановского течения [3, 4]. Теплотери частицы с газом молекулярно-конвективным путем определяют минимальный диаметр частицы, ниже которого невозможен переход на высокотемпературное окисление путем повышения ее начальной температуры выше некоторого критического значения. Учет теплотерей излучением приводит к появлению верхнего предела по диаметру металлических частиц [2], определяющего область вынужденных переходов на высокотемпературный режим окисления, влияние стефановского течения на которую еще не достаточно рассмотрено.

В работах [5-6] было показано, что общим условием возникновения стефановского потока вблизи поверхности окисляющейся частицы является измене-

ние массы газа в результате фазовых и химических гетерогенных процессов. В работах [7-8] получены аналитические выражения для скорости стефановского течения, тепловых и массовых потоков при протекании на поверхности углеродных частиц параллельных и последовательных химических реакций. В этом случае стефановское течение направлено от поверхности частицы, что является результатом образования на поверхности частицы газообразных оксидов углерода. Метод расчета скорости стефановского течения, приведенный в [7-8], может быть использован для описания высокотемпературного окисления и тепломассообмена частиц тугоплавких металлов, таких как вольфрам, молибден, на поверхности которых при определенных условиях образуются газообразные оксиды.

Для описания горения частиц металлов с относительно низкой температурой плавления (алюминий, магний) используется модель стефановского течения, причиной появления которого является возникновение дополнительных газообразных масс паров металла на поверхности жидкой металлической частицы. В дальнейшем в газовой фазе происходит образование и конденсация оксидов, скорость образования частиц которых равна скорости стефановского течения [9].

В данной работе исследовано влияние стефановского потока на пределы высокотемпературного тепломассообмена и окисления металлической частицы с образованием твердого плотного оксида при учете теплообмена излучением с холодными стенками, которые окружают газ и, находящуюся в нем, частицу. Задачей работы стало исследование неустойчивых стационарных состояний, которые определяются диаметром частицы, толщиной оксида и квазистационарной температурой частицы. Дополнительной задачей стало исследование временных зависимостей температуры, толщины оксида при различных начальных температурах частицы в воздухе комнатной температуры.

Постановка задачи и метод решения. Для описания кинетики химической реакции образования оксида, плотно покрывающего поверхность металлической частицы (рис.1), уравнение химической реакции представим в виде:

$$v_o A_o + v_m A_m = v_{ox} A_{ox}.$$

Здесь A_o , A_m , A_{ox} – окислитель, металл и окисел, соответственно; v_o , v_m , v_{ox} – стехиометрические коэффициенты.

Рассмотрим случай образования оксидного слоя, для которого критерий Пиллинга-Бедворса больше единицы и меньше двух ($P_b = 1.78$). Скорость химической реакции по газообразному окислителю обратно пропорциональна толщине оксида и прямо пропорциональна концентрации окислителя [2]:

$$W_o = k \rho_{gs} C_{O_2s} = \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{O_2s}, \quad (1)$$

$$k = \frac{D_v}{h}, \quad D_v = D_{v0} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0}{T}.$$

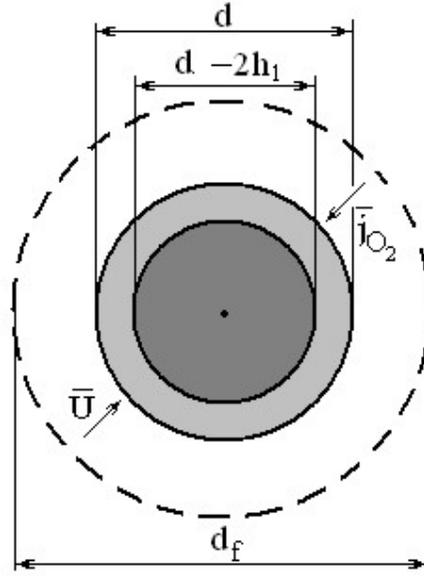


Рис. 1. Металлическая частица, покрытая слоем окисла.

Толщина оксидного слоя и диаметр частицы растут со временем согласно уравнениям:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = 2 \frac{\nu_m M_m}{\nu_o M_o} (P_B - 1) \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_{O_2s}, \quad d(t=0) = d_b, \quad (2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\nu_m M_m}{\nu_o M_o} \left(P_B - 1 + \frac{d^2}{(d - 2h)^2} \right) \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_{O_2s}, \quad h(t=0) = h_b, \quad (3)$$

где D_v – коэффициент диффузии ионов металла через оксидный слой, $\text{м}^2/\text{с}$; ρ_{gs} – плотность газа (воздуха) на поверхности частицы, $\text{кг}/\text{м}^3$; h – толщина оксидного слоя, м ; d – диаметр частицы с окислом, м ; C_{O_2s} – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности частицы; E – энергия активации, $\text{Дж}/\text{моль}$; R – универсальная газовая постоянная, $\text{Дж}/(\text{моль К})$; T – температура частицы, К ; T_{gs} – температура газа на поверхности частицы, К ; ρ_{g0} – плотность воздуха при температуре T_0 , $\text{кг}/\text{м}^3$; d_b , h_b – начальные диаметр частицы и толщина окисла.

Для тонких оксидных слоев ($h \ll d$) уравнение (3) преобразуется к виду

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\nu_m M_m}{\nu_o M_o} P_B \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} \frac{D_v}{h} C_{O_2s}.$$

Поделив его на (2) получаем связь между диаметром металлической частицы и толщиной оксидной пленки в процессе окисления:

$$d = d_b + 2 \frac{P_B - 1}{P_B} (h - h_b).$$

Поверхностная концентрация газообразного окислителя определяется массопереносом его к поверхности частицы. Образование конденсированных оксидов в результате исчезновения массы газообразного кислорода приводит к воз-

никновению в газовой фазе вблизи поверхности частицы стефановского течения. Это течение всей газообразной массы газа направлено к поверхности окисляющейся металлической частице. При этом компенсируется диффузионный поток инертного вещества, направленного от поверхности окисляющейся металлической частицы.

Сумма относительных концентраций газообразных веществ в любой точке приведенной пленки равна единице, а полное давление остается постоянным.

Диаметр приведенной пленки d_f учитывает влияние естественной и вынужденной конвекции на тепловые и массовые потоки

$$d_f = d \cdot Nu / (Nu - 2),$$

$$Nu = \frac{\beta d}{D}, \quad \beta = \frac{\alpha}{\rho_g c_g}, \quad a_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g}, \quad D = a_g,$$

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3}, \quad Re = \frac{\omega d}{\nu_g}, \quad \nu_g = a_g Pr,$$

$$c_g = c_{g0} + 0.18(T_* - T_0), \quad \rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_*}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^n, \quad T_* = \frac{T_{gs} + T_{g\infty}}{2}.$$

Здесь α, β – коэффициенты тепло- и массообмена частицы с газовой средой; ω – относительная скорость движения, м/с; ν_g – кинематическая вязкость окружающей среды, м²/с; c_g – удельная теплоемкость воздуха, Дж/(кг К); $\rho_g, \lambda_g, a_g, D$ – плотность газа около частицы, коэффициенты теплопроводности, температуропроводности газа и диффузии окислителя в газе; $\rho_{g0}, \lambda_{g0}, c_{g0}$ – соответствующие величины, взятые при температуре T_0 ; T_* – характерная температура, при которой определяются свойства газа.

Суммарный поток кислорода диффузией и стефановским течением через произвольную поверхность радиуса r , лежащую внутри приведенной пленки, равен скорости реакции по окислителю:

$$I_{O_2} = 4\pi r^2 \left(D_{O_2} \rho_g \frac{\partial C_{O_2}}{\partial r} + U \rho_g C_{O_2} \right) = 4\pi r_s^2 \frac{D_v}{h} \rho_{gs} C_{O_2s} = 4\pi r_s^2 W_o. \quad (4)$$

Суммарный поток инертного вещества на поверхности частицы и внутри приведенной пленки равен нулю:

$$I_{N_2} = 4\pi r^2 \left(-D_{N_2} \rho_g \frac{\partial C_{N_2}}{\partial r} - U \rho_g C_{N_2} \right) = 0. \quad (5)$$

Предположим, что коэффициенты диффузии азота и кислорода практически равны ($D_{O_2} = D_{N_2} = D$). Вычитая (5) из (4) и учитывая, что в любой точке газовой фазы выполняется $C_{O_2} + C_{N_2} = 1$, получим, что массовая скорость стефановского течения определяется скоростью химической реакции по окислителю и находится из разностей массовых потоков кислорода и азота:

$$I_{O_2} - I_{N_2} = 4\pi r^2 U \rho_g = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r_s^2 W_o. \quad (6)$$

Общее выражение для профилей концентраций газообразных компонентов и профиля температуры газа вдоль приведенной пленки

$$\frac{T_g(r) - T_{gs}}{T_{g\infty} - T_{gs}} = \frac{C_i(r) - C_{is}}{C_{i\infty} - C_{is}} = \frac{\exp\left(\frac{Nu}{2}\xi\right) - \exp\left(\frac{Nu}{2}\xi_s\right)}{\exp\left(\frac{Nu}{2}\xi_f\right) - \exp\left(\frac{Nu}{2}\xi_s\right)}, \quad (7)$$

$$\xi = \frac{U_s d^2 \rho_{gs}}{4D r \rho_g} \frac{2}{Nu} = \xi_s \frac{d}{2r}, \quad \xi_s = \frac{U_s \rho_{gs}}{\beta \rho_g} = \frac{U_s \rho_{gs} d}{D Nu \rho_g}, \quad \xi_f = \xi_s \frac{d}{d_f},$$

находится из решения (4) и (5), используя (6), а также из соответствующего выражения для теплового потока \mathcal{Q}_g в газовой фазе

$$\mathcal{Q}_g = -4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} + 4\pi r^2 U \rho_g c_g T_g = 4\pi r_s^2 q_g$$

при граничных условиях на поверхности частицы и приведенной пленки:

$$C_i(r = d/2) = C_{is}, \quad C_i(r = d_f/2) = C_{i\infty},$$

$$T_g(r = d/2) = T_{gs}, \quad T_g(r = d_f/2) = T_{g\infty}.$$

Здесь ξ_s – безразмерная скорость стефановского течения; β – коэффициент массопереноса окислителя.

Концентрации на поверхности частицы азота и кислорода (как следствие $C_{O_2s} + C_{N_2s} = 1$) путем интегрирования (5) в пределах приведенной пленки определяются из соотношений

$$C_{N_2s} = C_{N_2\infty} \exp \xi_s, \quad (8)$$

$$C_{O_2s} = 1 - (1 - C_{O_2\infty}) \exp \xi_s. \quad (9)$$

Величина ξ_s является функцией от концентрации кислорода на поверхности. Для случая малости безразмерной скорости стефановского течения ξ_s ($\xi_s \ll 1$), ограничиваясь двумя членами разложения экспоненты в (9), получим, что поверхностная концентрация кислорода C_{O_2s} связана с концентрацией в газовой среде $C_{O_2\infty}$ посредством диффузионно-кинетического отношения (числа Семенова Se) в виде:

$$C_{O_2s} = C_{O_2\infty} \left(1 + \frac{\frac{D_v - U_{sk}}{h} \rho_{gs} d}{D \cdot Nu \rho_g} \right)^{-1} \quad \text{или} \quad C_{O_2s} = \frac{C_{O_2\infty}}{1 + Se(1 - C_{O_2\infty})}, \quad (10)$$

$$Se = \frac{D_v \rho_{gs} d}{D \rho_g h \cdot Nu}, \quad U_{sk} = \frac{D_v}{h} C_{O_2\infty}. \quad (11)$$

При протекании реакции в кинетической области ($Se \ll 1$) из (10) следует $C_{O_2s} = C_{O_2\infty}$. Для диффузионной области ($Se \gg 1$) имеем $C_{O_2s} = \frac{C_{O_2\infty}}{Se(1 - C_{O_2\infty})}$.

Плотность мощности химического тепловыделения на поверхности частицы, используя (1) и (10), определяется выражением

$$q_{ch} = Q_o W_o = Q_o \frac{D_h}{h} \rho_{gs} C_{O_2s} = q_{ch,k} \left(1 + Se(1 - C_{O_2\infty})\right)^{-1}, \quad (12)$$

$$q_{ch,k} = Q_o \frac{D_h}{h} \rho_{gs} C_{O_2\infty}.$$

Плотность теплового потока на поверхности частицы, который характеризует теплообмен с газом, с учетом стефановского течения определяется выражением

$$q_g = -\lambda_g \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_s - c_g \rho_{gs} U_s T_{gs}.$$

Используя (7) и предположив $T_{gs} = T$ и $Lu = 1$ (число Льюиса), для случая малости безразмерной скорости стефановского потока $\xi_s \ll 1$ плотность теплового потока на поверхности частицы с учетом стефановского течения приближенно описывается выражением:

$$q_g = \alpha(T - T_{g\infty}) - U_s \rho_{gs} c_g T_* = \beta \rho_g c_g (T - T_{g\infty}) - U_{sk} \rho_{gs} c_g T_* \left(1 + Se(1 - C_{O_2\infty})\right)^{-1}. \quad (13)$$

Температура движущейся металлической частицы изменяется со временем согласно уравнению

$$c_c \rho_c \frac{d}{6} \frac{\partial T}{\partial t} = q_{eff} = q_{ch} - q_h, \quad T(t=0) = T_b, \quad (14)$$

$$c_c \rho_c = c_m \rho_m \left(1 - \frac{2h}{d}\right)^3 + c_{ox} \rho_{ox} \left[1 - \left(1 - \frac{2h}{d}\right)^3\right], \quad q_h = q_g + q_w, \quad (15)$$

$$q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4).$$

Здесь Q_o – тепловой эффект реакции, рассчитанный на единицу массы окислителя, Дж/кг O_2 ; T_b – начальная температура частицы, К; q_g , q_w – плотности потока теплообмена с газом молекулярно-конвективным путем и со стенками излучением, Вт/м²; c_m , c_{ox} – удельные теплоемкости металла и оксида, Дж/(кг·К); ε – степень черноты частицы, покрытой окислом; s – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м²·К⁴); T_w – температура стенок реакционной установки, К.

Уравнение (14) записано в предположении отсутствия градиента температуры внутри частицы, так как коэффициент теплопроводности частицы значительно больше коэффициента теплопроводности воздуха ($Bi \ll 1$).

Скорость падения металлической частицы в газообразном окислителе определяется из уравнения движения

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = g - \frac{3}{4} \Psi \left(1 + \frac{U_s \rho_{gs}}{\beta \rho_g}\right) \frac{\rho_g d^2 \omega^2}{\rho_m d_m^3 + \rho_{ox} (d^3 - d_m^3)}, \quad \omega(t=0) = \omega_b, \quad (16)$$

$$\Psi = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}},$$

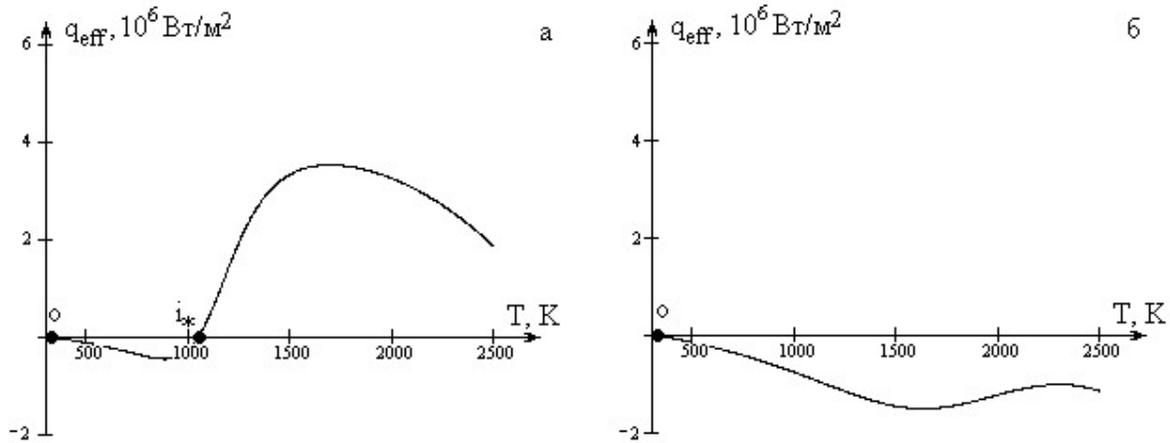


Рис. 2. Диаграммы Семенова для металлической частицы в холодном воздухе, $T_g = T_w = 293\text{ К}$ при зажигании (а) $2d/Nu = 100\text{ мкм}$, $h = 0.1\text{ мкм}$, $Nu = 2$, $\omega = 0\text{ м/с}$ и потухания (б) $2d/Nu = 94.2\text{ мкм}$, $h = 15.8\text{ мкм}$, $Nu = 2.4$, $\omega = 0.41\text{ м/с}$.

где ω_b – начальная скорость частицы, м/с; Ψ – коэффициент лобового сопротивления частицы в интервале $1 < Re < 400$.

Уравнения (2), (3), (14), (16) позволяют проанализировать влияние стефановского течения на условия вынужденного зажигания, характеристики высокотемпературного окисления и самопроизвольного потухания движущейся металлической частицы.

Анализ стационарных решений. В качестве предмета исследования были выбраны частицы железа, реагирующие с кислородом воздуха согласно уравнению $2Fe + O_2 \rightarrow 2FeO$. Образование старших окислов не рассматривается, ввиду того, что при температурах $T > 843\text{ К}$ окалина состоит преимущественно из плотного оксида железа FeO ($P_b = 1.78$) [10]. При расчетах использовались следующие данные: $E = 124343\text{ Дж/моль}$, $D_{v0} = 0.118\text{ м}^2/\text{с}$, $Q_o = 16.5 \cdot 10^6\text{ Дж/кгO}_2$, $e = 0.89$, $c_m = 448\text{ Дж/(кг К)}$, $\rho_m = 7874\text{ кг/м}^3$, $c_{ox} = 695\text{ Дж/(кг К)}$, $\rho_{ox} = 5700\text{ кг/м}^3$, $\lambda_{g0} = 0.0244\text{ Вт/(м К)}$, $\rho_{g0} = 1.293\text{ кг/м}^3$, $c_{g0} = 1005\text{ Дж/(кг К)}$, $T_0 = 273\text{ К}$, $C_{O_2\infty} = 0.23$, $Pr = 0.7$.

Рассмотрим диаграммы Семенова для металлической частицы применительно к случаю зажигания. Точка **o** (рис. 2а) соответствует низкотемпературному устойчивому стационарному состоянию: при любых малых изменениях температуры частицы вблизи этой точки она стремится к своему стационарному значению ($q_{eff} = 0$, $\partial q_{eff} / \partial T < 0$). Точка **i*** является неустойчивым стационарным состоянием ($q_{eff} = 0$, $\partial q_{eff} / \partial T > 0$), и соответствует критическому значению начальной температуры частицы. При начальных температурах ниже этой величины температура частицы убывает ($q_{eff} < 0$) до тех пор, пока не наступит низкотемпературный режим окисления (точка **o**). При начальных температурах частицы выше критического значения $T_{b,i}$ она переходит на высокотемпературный режим окисления ($q_{eff} > 0$). При окислении частицы толщина оксидного

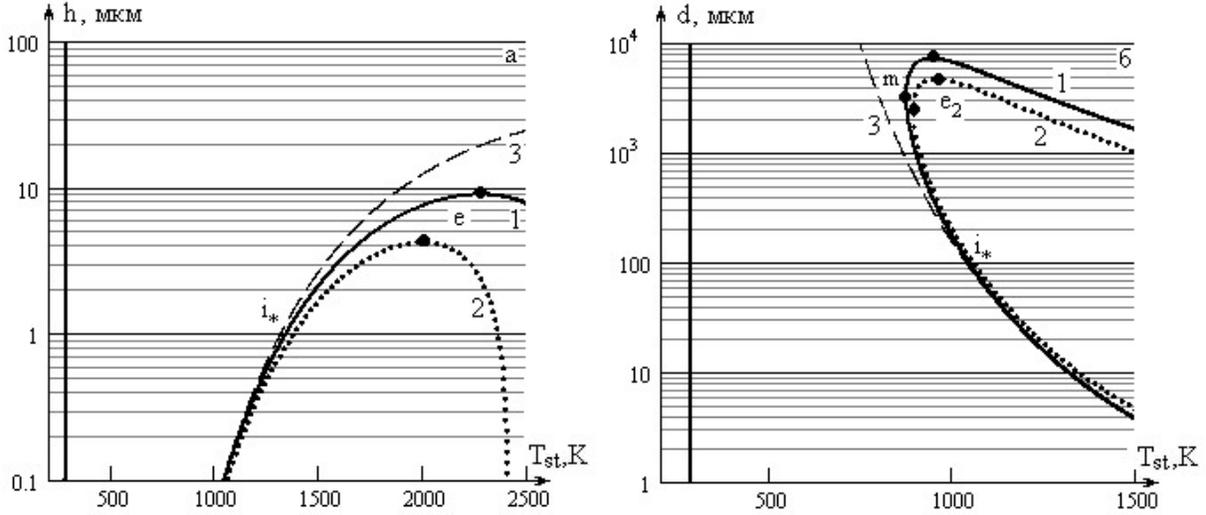


Рис. 3. Зависимости стационарных значений (а) толщины окисла при $2d/Nu = 100$ мкм и (б) диаметра частицы при $h = 0.1$ мкм от стационарной температуры при $T_g = T_w = 293$ К, $C_{O_2\infty} = 0.23$: 1 – $U_{st} = 10$, $q_w = 10$, 2 – $U_{st} = 0$, $q_w = 10$, 3 – $U_{sf} = 10$, $q_w = 0$.

слоя может заметно возрасти, что отразится на диаграммах Семенова (рис. 2б). При таких толщинах оксидного слоя частица, обладающая высокой температурой, начинает потухать и переходит на единственно возможный низкотемпературный устойчивый стационарный режим окисления (точка **о**).

Исследуем все стационарные режимы окисления в виде зависимости толщины оксидного слоя от стационарной температуры, применив условие стационарности $q_{eff}(T) = 0$ и используя уравнение (12), (13), (15):

$$q_{ch,k} \frac{1}{1 + Se(1 - C_{O_2\infty})} = \beta \rho_g c_g (T - T_g) - U_{sk} \rho_{gs} c_g T_* \frac{1}{1 + Se(1 - C_{O_2\infty})} + \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4),$$

или с учетом (11)

$$\begin{aligned} Q_o \frac{D_h}{h} \rho_{gs} C_{O_2\infty} \frac{\beta \rho_g}{\beta \rho_g + \frac{D_v}{h} (1 - C_{O_2\infty}) \rho_{gs}} = \\ = \beta \rho_g c_g (T - T_g) - \frac{D_h}{h} \rho_{gs} C_{O_2\infty} c_g T_* \frac{\beta \rho_g}{\beta \rho_g + \frac{D_v}{h} (1 - C_{O_2\infty}) \rho_{gs}} + \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4). \end{aligned} \quad (17)$$

Разделив обе части уравнения (17) на величину характерного химического тепловыделения в диффузионной области $Q_o \beta \rho_g C_{O_2\infty}$ нетрудно получить зависимость толщины слоя оксида от стационарной температуры частицы

$$\begin{aligned} h = \frac{d}{Nu} \frac{D_{v0}}{D} \frac{\rho_{gs}}{\rho_g} \cdot \left(\frac{1 + B_{st}}{B_{w,d} + B_g} - 1 + C_{O_2\infty} \right) \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \\ B_g = \frac{c_g (T - T_g)}{Q_o C_{O_2\infty}}, \quad B_{w,d} = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{Q_o C_{O_2\infty} \beta \rho_g}, \quad B_{st} = \frac{c_g T_*}{Q_o}. \end{aligned} \quad (18)$$

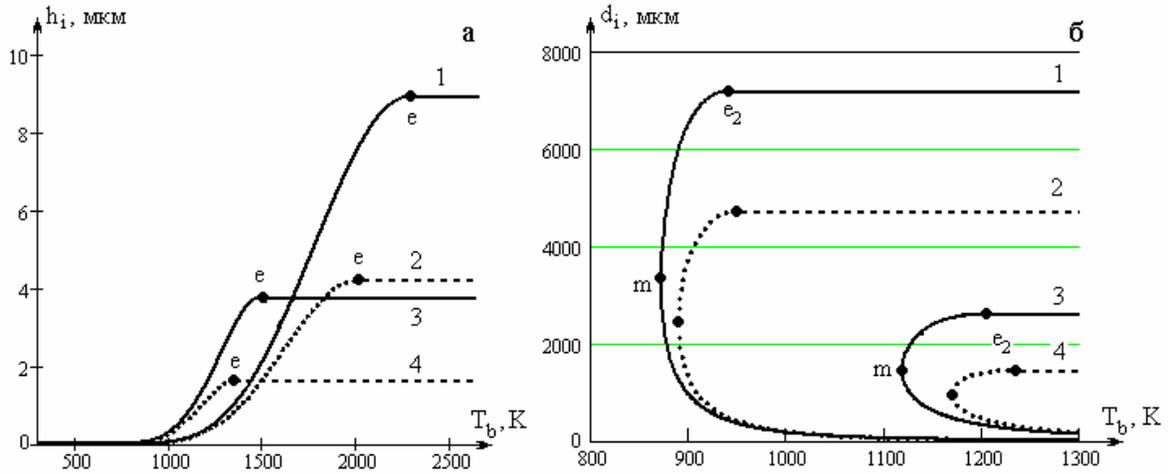


Рис. 4. Зависимость критического значения а) толщины оксида и б) диаметра, определяющие вынужденный переход на высокоскоростной режим окисления, от начальной температуры при $T_g = T_w = 293$ К, $C_{O_2\infty} = 0.23 : 1$, 3 – $U_{st} = 1$ 0; 2, 4 – $U_{st} = 0$;
а) 1, 2 – $d_b = 100$ мкм; 3, 4 – $d_b = 1000$ мкм, б) 1, 2 – $h_b = 0.1$ мкм; 3, 4 – $h_b = 1$ мкм.

На рис. 3а приведены зависимости толщины оксидного слоя от стационарной температуры при комнатных температурах газа и стенок (18). Реализация высокотемпературного окисления возможна только в определенном интервале начальных толщин оксидной пленки [2, 3]. При начальных значениях толщины окалина $h < h_e$ (h_e – верхняя граница вынужденного зажигания по толщине оксида для данного размера частицы) зажигание частицы можно осуществить путем увеличения ее начальной температуры до значений, лежащих выше соответствующего значения на кривой $h_i(T_b)$. Именно это значение начальной температуры является критическим и в зависимости от начальной толщины оксидного слоя ($h < h_e$) частицы 100 мкм может принимать значения выше 1045К (с учетом стефановского течения) или выше 1055К (без учета стефановского течения). Для частиц большего размера критическое значение начальной температуры может быть меньше: например, для частицы диаметром 1000 мкм, соответственно, 900К и 910 К.

Выражение (18) определяет зависимость критического значения начальной толщины оксидного слоя при вынужденном зажигании от ее начальной температуры (рис.4а):

$$h_i = \frac{d}{Nu} \frac{D_{v0}}{D(T_b)} \frac{\rho_{gs}(T_b)}{\rho_g(T_b)} \cdot \left(\frac{1 + B_{st}(T_b)}{B_{w,d}(T_b) + B_g(T_b)} - 1 + C_{O_2\infty} \right) \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_b}\right). \quad (19)$$

Изменение толщины оксидного слоя приводит к изменению стационарной температуры, причем для сохранения стационарности должно выполняться условие:

$$\frac{\partial q_{eff}}{\partial T} dT + \frac{\partial q_{eff}}{\partial h} dh = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dh}{dT} = -\frac{\partial q_{eff} / \partial T}{\partial q_{eff} / \partial h}.$$

В критической точке e (максимум на зависимости $h(T_{st})$) выполняются условия $q_{eff} = 0$, $\left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_e = 0$ и $\left. \frac{\partial^2 h}{\partial T^2} \right|_e < 0$. Тогда, используя

$$\frac{\partial q_{eff}}{\partial h} = - \frac{\left(q_{ch} + U_{sk} \rho_{gs} c_g T_* \frac{1}{1 + Se} \right)}{h} \cdot \frac{1}{1 + Se} < 0,$$

для этой точки справедливы условия Семенова $q_{eff} = 0$, $\left. \frac{\partial q_{eff}}{\partial T} \right|_e = 0$ и $\left. \frac{\partial^2 q_{eff}}{\partial T^2} \right|_e < 0$,

что соответствует классическому условию потухания.

Для точки зажигания i^* , помимо $\left. \frac{\partial q_{eff}}{\partial T} \right|_i > 0$ и $\left. \frac{\partial q_{eff}}{\partial h} \right|_i < 0$, выполняется условие

$$\left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_i > 0. \quad (20)$$

С ростом начальной толщины, как видно из (20), увеличивается критическое значение начальной температуры, что в основном определяется экспонентой в (19). Именно увеличение температуры с ростом начальной толщины оксида в критических точках приводит к росту относительной роли стефановского течения (B_{sf}), теплообмена с газом (B_g), теплотеря излучением (B_w). Влияние стефановского течения сравнительно мало ($B_{sf} < 0.1$). Однако оно существенно увеличивает интервал толщин оксида частиц, которых можно перевести на высокотемпературное окисление путем поднятия начальной температуры. Основной вклад вносит теплообмен с газом ($B_g > 0.2$). Относительная роль излучения довольно сильно зависит от температуры, и уже при толщинах оксида в несколько микрометров их вклад в общие теплотери существенны ($B_{w,d} > 0.1$). С ростом диаметра частицы их вклад становится еще более существенным. Учет стефановского течения приводит к существенному понижению области зажигания по начальной толщине оксида, а теплотеря излучением – к существенному увеличению (рис. 3а). Так, что их учет необходим для определения критических условий зажигания частиц с начальной толщиной оксида больше 1 мкм.

Разделив обе части уравнения (18) на величину характерного химического тепловыделения в кинетической области $q_{ch,k} = Q_o k C_{O_2\infty} \rho_{gs}$ нетрудно получить квадратное уравнение относительно кинетико-диффузионного отношения:

$$B_g \left(\frac{\beta \rho_g}{k \rho_{gs}} \right)^2 - 2A \frac{\beta \rho_g}{k \rho_{gs}} + B_{w,k} (1 - C_{O_2\infty}) = 0.$$

Общее решение полученного уравнения представим в виде зависимости диаметра частицы от стационарной температуры частицы:

$$d = h \cdot \frac{D \rho_g Nu}{Q_o C_{O_2\infty} D_{v0} \rho_{gs}} \cdot \frac{c_g (T - T_g)}{\left(A \pm \sqrt{A^2 - B_g B_{w,k} (1 - C_{O_2\infty})} \right)} \cdot \exp\left(\frac{E}{RT} \right), \quad (21)$$

$$A = \frac{1}{2} \left(1 - B_g (1 - C_{O_2^\infty}) - B_{w,k} + B_{st} \right), \quad B_{w,k} = \frac{\varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4)}{Q_o \frac{D_v}{h} C_{O_2^\infty} \rho_{gs}}$$

В случае холодного воздуха для частиц (рис. 3б, (21)), размеры которых лежат в интервале (d_{e1}, d_{e2}) , существует возможность высокотемпературного окисления. Каждому диаметру из этой области соответствует одно критическое значение начальной температуры частицы, при бесконечно малом увеличении которой наблюдается высокотемпературный режим окисления, а при уменьшении – низкотемпературный. Для размеров частиц меньших d_m (\mathbf{m} – точка минимума на зависимости стационарной температуры частицы от диаметра) критические значения диаметра частицы при вынужденном зажигании от ее начальной температуры определяются выражением

$$d_i = h \cdot \frac{\lambda_g(T_b) Nu}{Q_o C_{O_2^\infty} D_{v0} \rho_{gs}(T_b)} \cdot \frac{(T_b - T_g)}{\left(A(T_b) + \sqrt{A(T_b)^2 - B_g(T_b) B_{w,k}(T_b) (1 - C_{O_2^\infty})} \right)} \cdot \exp\left(\frac{E}{RT_b}\right). \quad (22)$$

В большей степени благодаря экспоненте, критическое значение температуры увеличивается с уменьшением диаметра, что связано с относительным увеличением теплотерь с газом. Поэтому для зажигания частицы необходимо повысить ее начальную температуру (рис. 4б).

Для больших частиц, лежащих в интервале $d_m < d < d_{e2}$, основную роль в препятствии зажигания отыгрывают теплотери излучением, для которых зависимость критического значения диаметра частицы при вынужденном зажигании от ее начальной температуры имеет вид

$$d_i = Nu \cdot Q_o D(T_b) \rho_g(T_b) \cdot \left(\frac{C_{O_2^\infty}}{1 - C_{O_2^\infty}} \right) \cdot \frac{\left(A(T_b) + \sqrt{A(T_b)^2 - B_g(T_b) B_{w,k}(T_b) (1 - C_{O_2^\infty})} \right)}{\varepsilon \sigma (T_b^4 - T_w^4)}. \quad (23)$$

Для таких частиц увеличение диаметра приводит к относительному росту теплотерь излучением по сравнению с теплотерями с газом молекулярно-конвективным путем. Именно учет теплотерь излучением приводит к появлению верхнего предела высокотемпературного окисления по диаметру (рис. 3б). В тоже время к единице поверхности частицы приносятся меньше кислорода. Это приводит к уменьшению химического тепловыделения. Поэтому для зажигания частицы большого диаметра ($d_m < d < d_{e2}$) необходимо поднять начальную температуру частицы (рис. 4б).

Влиянием стефановского течения на критическое значение начальной температуры в широком диапазоне размеров мелких частиц железа можно пренебречь (рис. 3б, рис.4б). Из рис. 3б можно сделать вывод, что для частиц железа от 10 до 1000 мкм с начальной толщиной окисла в 0.1 мкм размером критическое значение начальной температуры лежит в пределах 900 – 1300 К. Для частиц тех же размеров, но с толщиной окисного покрытия в 1 мкм, значение начальной температуры лежит в интервале 1100 – 1900 К.

Анализ роли массопереноса в точках, соответствующих критическим значениям начальной температуры, показал, что величина числа Семенова для

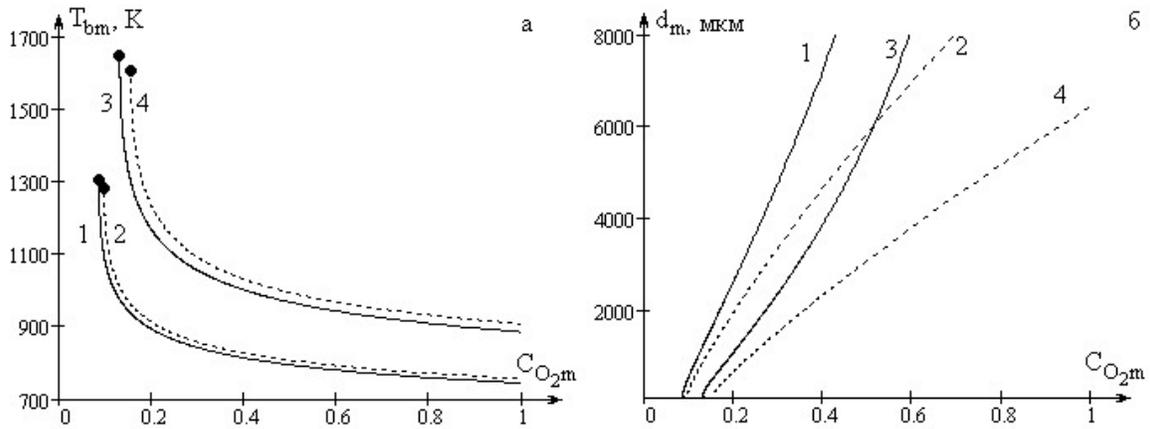


Рис. 5. Зависимость предельных значений (а) температуры и (б) диаметра, определяющих вынужденные переходы на высокотемпературные режимы окисления, от концентрации окислителя при $T_g = T_w = 293$ К:

1, 3 – $U_{st} = 0$; 2, 4 – $U_{st} = 0$; 1, 2 – $h_b = 0.1$ мкм; 3, 4 – $h_b = 1$ мкм.

частиц размерами 10 – 1000 мкм с начальной толщиной 0.1 мкм, находится в пределах 0.26 – 0.36, а для частиц с толщиной окисла 1 мкм – 0.43 – 0.73. Такое увеличение числа Семенова в критических точках с ростом толщины связано с увеличением критического значения начальной температуры частицы.

В области больших размеров частиц ($d_m < d < d_{e2}$) влияние стефановского течения на критическое значение начальной температуры значительно. Для этой области размеров диффузионно-кинетическое отношение в критических точках $Se > 1$, что говорит о важной роли массопереноса кислорода к поверхности. Стефановское течение способствует дополнительному притоку кислорода к единице поверхности частицы и уменьшению теплоотдачи от частицы. Это приводит к понижению для данного диаметра критического значения начальной температуры, а также к увеличению до 1.5 раз критического диаметра d_{e2} , определяющего верхний предел по диаметру области вынужденного зажигания металлической частицы в воздухе комнатной температуры.

Для критической точки m помимо условий $q_{eff} = 0$ и $\partial q_{eff} / \partial T > 0$ справедливо и условие минимума на зависимости критического значения начальной температуры от диаметра частицы $\partial T / \partial d = 0$. Используя условие стационарности $q_{eff} = 0$ для критических точек в виде

$$\frac{\partial q_{eff}}{\partial T} \partial T + \frac{\partial q_{eff}}{\partial d} \partial d = 0 \text{ или } \frac{\partial q_{eff}}{\partial d} = - \frac{\partial T}{\partial d} \cdot \frac{\partial q_{eff}}{\partial T},$$

для точки m справедливо условие $\partial q_{eff} / \partial d = 0$, применив которое получено соотношение между тепловыми потоками и диффузионно-кинетическим отношением:

$$\frac{c_g \rho_g \beta (T_{bm} - T_{g\infty})}{\varepsilon \sigma (T_{bm}^4 - T_w^4)} = Se (1 - C_{O_2m}). \quad (24)$$

Диаметр частицы, соответствующий точке m , из (25) определяется в зависимости от минимального критического значения начальной температуры в виде:

$$d_m = Nu \cdot \frac{D\rho_g}{k\rho_{gs}} \cdot \sqrt{\frac{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_{g\infty})}{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)(1 - C_{O_2m})}}. \quad (25)$$

С другой стороны в точке минимума m сходятся две зависимости диаметра от критической начальной температуры частицы от ее диаметра (22) и (23), что соответствует равенству нулю подкоренного выражения в (21). Таким образом, условие, характеризующее точку минимума на зависимости критического диаметра частицы от начальной температуры, имеет вид:

$$(1 + B_{sf} - B_g(1 - C_{O_2\infty}) - B_{w,k})^2 = 4B_g B_{w,k}(1 - C_{O_2\infty}) \text{ или } \sqrt{B_g(1 - C_{O_2\infty})} + \sqrt{B_{w,k}} = \sqrt{1 + B_{sf}}.$$

Используя разложение $\sqrt{1 - C_{O_2\infty}} \approx 1 - C_{O_2\infty}/2$, приближенно получено выражение для определения в точке m критических значений концентрации окислителя в зависимости от минимального критического значения начальной температуры:

$$C_{O_2m} = \frac{\left(\sqrt{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_g)} + \sqrt{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}\right)^2}{Q_o k\rho_{gs} \left(1 + \frac{c_g(T_{bm} + T_g)}{2Q_o}\right) + \sqrt{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_g)} \left(\sqrt{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_g)} + \sqrt{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}\right)}$$

или

$$C_{O_2m} = \frac{\left(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_g)}}\right)^2}{\frac{Q_o + c_g T_{g*}}{c_g(T_{bm} - T_g)} + 1 + \sqrt{\frac{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_g)}}}.$$

Без учета стефановского течения условие, характеризующее точку минимума на зависимости критического диаметра частицы от начальной температуры, имеет вид:

$$(1 - B_g - B_{w,k})^2 = 4B_g B_{w,k} \text{ или } \sqrt{B_g} + \sqrt{B_{w,k}} = 1.$$

В этом случае выражения для критических значений концентраций окислителя и диаметра частицы от предельной начальной температуры T_{mb} примут вид:

$$d_m = Nu \cdot \frac{D\rho_g}{k\rho_{gs}} \cdot \sqrt{\frac{kc_g\rho_{gs} \cdot (T_{bm} - T_{g\infty})}{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}}, \quad (26)$$

$$C_{O_2m} = \frac{\left(\sqrt{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_{g\infty})} + \sqrt{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}\right)^2}{Q_o k\rho_{gs}}$$

или

$$C_{O_2m} = \frac{c_g(T_{bm} - T_{g\infty})}{Q_o} \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon\sigma(T_{bm}^4 - T_w^4)}{kc_g\rho_{gs}(T_{bm} - T_{g\infty})}} \right)^2.$$

Анализ (25) и (26) показывает, что диаметр частицы в точке m довольно сильно зависит от температуры. С уменьшением предельной начальной температуры частицы диаметр возрастает согласно $d_m : \exp(E/2RT)$.

С уменьшением концентрации кислорода в окружающем газе (увеличением толщины окисла) область вынужденного зажигания по диаметру металлических частиц сужается и при некотором значении концентрации кислорода (толщины окисла) зажигание частиц любых размеров с любой начальной температурой становится невозможным (рис.5а).

Стефановское течение, которое способствует зажиганию частицы, приводит к уменьшению минимального критического значения начальной температуры T_{bm} на 2 – 4% при достаточно высоких концентрациях окислителя (рис. 5а).

В тоже время дополнительный подвод кислорода к поверхности частицы стефановским течением сказывается на возрастании предельного диаметра частицы d_m до 1.5 – 2 раз (рис. 5б). Таким образом, учет стефановского течения необходим при анализе условий вынужденного зажигания металлических частиц в азотно-кислородных смесях комнатной температуры.

Временные зависимости температуры и толщины оксидного слоя. Полученные зависимости критических значений толщины оксида и диаметра частицы от начальной температуры частицы позволяют предсказывать поведение толщины окисла, температуры и диаметра частицы со временем. При превышении начальной температуры частицы критического значения за счет химического тепловыделения, ее температура начинает увеличиваться и наблюдается интенсивный рост оксидного слоя (рис. 6а, б). Рост оксидного слоя приводит к понижению скорости тепловыделения и, со временем, температура частицы достигает максимального значения (т. М). При дальнейшем уменьшении температуры за счет теплообмена с холодным газом, скорость роста оксидного слоя, как и на начальном участке, остается достаточно высокой (до 200 мкм/с) (рис. 6б). При некоторых критических значениях температуры, диаметра и толщины оксида (т. е) достаточно быстро меняется скорость роста окисла (меньше 20 мкм/с). Т.е. происходит самопроизвольное потухание. Именно до этого момента продолжается высокотемпературная стадия. Приблизительно окончание этой стадии можно охарактеризовать условием минимума на временной зависимости эффективной плотности тепловыделения (рис. 6в)

$$q_{eff} < 0, q'_{eff,t} = 0, q''_{eff,t} > 0.$$

На высокотемпературной стадии на скорость химической реакции существенное влияние оказывает диффузия кислорода в газовой фазе ($Se_M > 0.1$) и стефановское течение ($\xi_s > 0.01$). После самопроизвольного потухания массопереносом кислорода к поверхности за счет диффузии и стефановским течени-

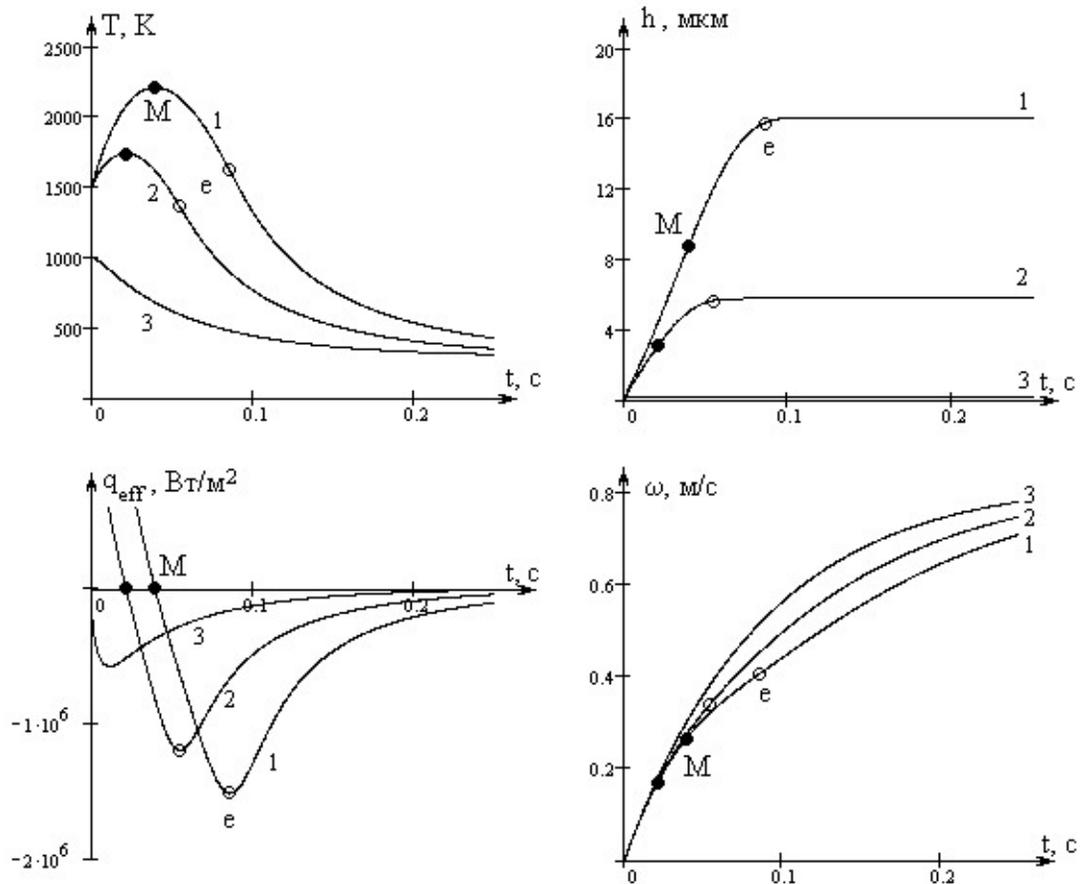


Рис. 6. Влияние стефановского течения на временные зависимости $T(a)$; $h(b)$; $q_{eff}(e)$; $w(z)$; для движущейся частицы железа $d_b = 100 \text{ мкм}$, $h_b = 0.1 \text{ мкм}$, $w_b = 0 \text{ м/с}$, $T_g = T_w = 293 \text{ К}$:
 1 – $T_b = 1500 \text{ К}$, $U_s \neq 0$, 2 – $T_b = 1500 \text{ К}$, $U_s = 0$, 3 – $T_b = 1000 \text{ К}$.

ем можно пренебречь ($Se_e < 0.1$, $\xi_s = 1$). Температура уменьшается почти как для инертной частицы и толщина окисла очень медленно растет по параболическому закону.

При начальной температуре частицы меньше некоторого критического значения ее температура монотонно уменьшается, в результате частица ведет себя практически как инертная ($dh/dt \rightarrow 0$, $Se \rightarrow 0$) (рис. 6б).

Стефановское течение способствует диффузии кислорода к поверхности частицы и уменьшает теплоотдачу от нее. Это приводит к сравнительному увеличению температуры горения, и как следствие, скорости окисления. Время высокотемпературного окисления увеличивается, а потухание происходит при большей толщине оксидного слоя h_e .

Чем ближе начальная температура частицы к критическому значению, тем меньше влияние стефановского течения на характеристики высокотемпературного теплообмена частицы с холодным газом.

С ростом начального диаметра частицы химическое тепловыделение и теплотери из-за теплообмена с газом уменьшаются, что и сказывается на понижении температуры горения и скорости окисления dh/dt . Большая тепловая

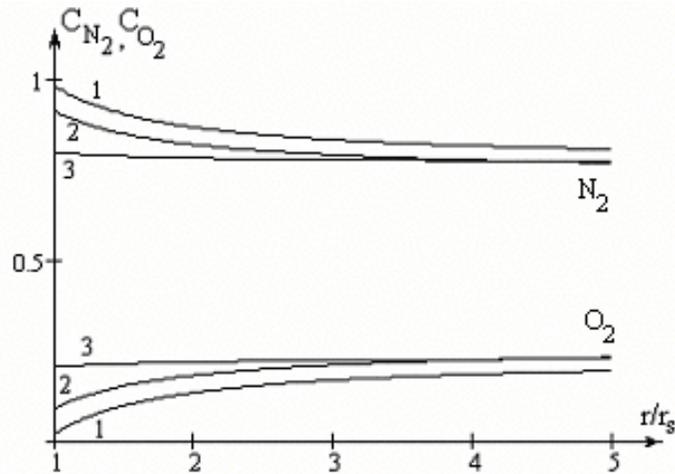


Рис. 7. Профили концентраций компонент газовой среды в различные моменты времени

при $T_g = T_w = 293 \text{ K}$, $C_{O_2\infty} = 0.23$, $C_{N_2\infty} = 0.77$:

- 1) $t = 0 \text{ мс}$ (м. б): $T = 1500 \text{ K}$, $d = 100 \text{ мкм}$, $h = 0.1 \text{ мкм}$,
 $w = 0 \text{ м/с}$, $U_s = 1.22 \text{ м/с}$, $x_s = 0.27$;
- 2) $t = 39 \text{ мс}$ (м. М): $T = 2208 \text{ K}$, $d = 106.8 \text{ мкм}$, $h = 8.7 \text{ мкм}$,
 $w = 0.26 \text{ м/с}$, $U_s = 1.48 \text{ м/с}$, $x_s = 0.18$;
- 3) $t = 85 \text{ мс}$ (м. е): $T = 1617 \text{ K}$, $d = 111.3 \text{ мкм}$, $h = 15.8 \text{ мкм}$,
 $w = 0.41 \text{ м/с}$, $U_s = 0.15 \text{ м/с}$, $x_s = 0.03$.

инерция для частиц с большим размером приводит к росту времени высокотемпературной стадии. Это приводит к увеличению толщины оксида после потухания.

Значения времени и температуры горения для частиц характерного размера фрикционных стальных искр 100 мкм находятся в согласии с полученными экспериментально данными $50 - 60 \text{ мс}$ и 1870 K [11].

Скорость относительного движения частицы в газовой среде во время высокотемпературного окисления с учетом стефановского течения меняется незначительно (рис. 6г) и она практически не сказывается на значениях концентраций компонентов газовой среды на поверхности частицы.

Профили концентраций кислорода и азота при высокотемпературном окислении. Как следует из (8) и (9) концентрация любого газового компонента на поверхности частицы зависит от величины ξ_s , являющейся положительной величиной. Вид профиля (7) также определяется величиной безразмерной скорости стефановского потока ξ_s и отношения диаметров приведенной пленки и частицы d_f/d . Они являются функциями от температуры и относительной скорости движения частицы.

В начальный момент времени (рис.7, кривая 1) вблизи частицы из-за довольно высокой начальной температуры концентрация азота и кислорода на поверхности частицы существенно отличаются от соответствующих значений концентраций вдали о частицы.

По мере высокотемпературного окисления температура частицы растет и достигает максимального значения. Значительная толщина оксида приводит к

общему уменьшению величины безразмерной скорости стефановского течения, и как результат, к уменьшению разницы между концентрациями газообразных компонентов на поверхности частицы и вдали от нее (рис.7, кривая 2).

Дальнейшее увеличение толщины окисла (рис.7, кривая 3), приводит к еще более существенному падению величины ξ_s . При низких температурах величина ξ_s мала, концентрации компонентов газовой среды вблизи поверхности близки к соответствующим значениям на границе приведенной пленки.

Выводы. В результате проделанной работы было показано, что для сравнительно крупных частиц стефановское течение оказывает существенное влияние на критическое значение начальной температуры, выше которой происходит зажигание частицы в воздухе комнатной температуры. Учет стефановского течения приводит к увеличению верхнего предела по диаметру до 1.5 раз, определяющего область вынужденного зажигания. Найдено условие, связывающее плотности массовых потоков и диффузионно-кинетическое отношение, определяющее минимальную начальную температуру и соответствующий диаметр выше которого возможно вынужденное зажигание частиц. Анализ временных зависимостей температуры и толщины оксидного слоя металлической частицы показал, что при самопроизвольном потухании частицы происходит практически скачкообразное уменьшение скорости роста толщины оксида. Максимальная температура высокотемпературного окисления и толщина окисла после самопроизвольного потухания зависят от начальной температуры частицы. Учет стефановского течения приводит к возрастанию расчетных значений. Анализ полученных профилей концентраций газообразных компонентов внутри приведенной пленки подтвердил, что высокотемпературное окисление металлических частиц происходит в переходной области, а самопроизвольное потухание – в кинетической.

Литература:

1. Буркина Р.С., Микова Е.А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т.45, № 2. – С. 40-47.
2. Калинин В.В., Черненко А.С. Высокотемпературный теплообмен и стефановское течение на поверхности предварительно нагретой металлической частицы в холодном воздухе // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т.47, № 3. – С. 1–10.
3. Орловская С.Г., Калинин В.В., Грызунова Т.В., Копыт Н.Н. Высокотемпературный теплообмен и кинетика окисления металлической частицы в воздухе. // Журнал химической физики. – 2004. – Т.23, № 3. – С. 49-55.
4. Марголин А.Д., Посвянский В.С. Критические условия высокотемпературного окисления металлов // Физика горения и взрыва. – 1998. – Т.34, № 4. – С. 30-32.
5. Блошенко В.Н., Хайкин Б.И. О стефановском потоке при гетерогенных химических реакциях // Журнал химической физики. – 1967. – Т. 41. № 12. – С. 3010-3016.
6. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1987. – 491 с.
7. Калинин В.В. Влияние стефановского течения и конвекции на кинетику химических реакций и теплообмена углеродных частиц с газами // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74, № 2. – С. 51-55.

8. *Калинчак В.В., Зуй О.Н., Орловская С.Г.* Влияние температуры и диаметра пористых углеродных частиц на кинетику химических реакций и теплообмен с воздухом // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т. 43, № 5. – С. 780-788.
9. *Карасевич Ю.К., Кожухов С.А., Посвянский В.С., Сунн В.М.* Функция распределения по размерам частиц окиси при горении алюминия. Квазистационарное приближение // Теплофизика высоких температур. – 2008. – Т. 46, № 3. – С. 443-449.
10. *Хауффе К.* Реакции в твердых телах и на их поверхности / пер. с нем. – М.: Изд-во иностр. лит., 1962.– Ч.1. – 382 с; 1963. – Ч.2. – 276с.
11. *Леонова Л.Ю., Курятников В.В., Спиридонов Я.Н.* Определение температуры и кинетических характеристик частиц стали, диспергированной фрикционным способом // Физика аэродисперсных систем. – 1981. – Т.21. – С.80-84.

Kalinchak V.V., Chernenco A.S., Zakharov V.V., Rachinskiy B.E.

Stefan's flow effect on metal particles high-temperature oxidation and spontaneous extinction characteristics

SUMMARY

Analysis of Stefan's flow effect on limits of forced ignition and conditions of spontaneous extinction of metal particle in room temperature air during dense oxide bed formation is given in scope of reduced film model, taking into account radiation heat-mass exchange. It is shown that Stefan's flow considerably increases the upper limit on particle diameter that is determined with radiation heat loss and limits high-temperature oxidation transition region by means of particle initial temperature increase. Diameter of particle and corresponding minimum initial temperature, that determines the possibility of high-temperature oxidation mode stimulated transition, are analytically evaluated. It's ascertained that Stefan's flow, depending on particle initial temperature, may considerably increase the maximal temperature of high-temperature oxidation and oxide thickness after spontaneous extinction. Reduced film derived concentration profiles of gaseous components determine particle spontaneous extinction kinetic oxidation mode.

Калінчак В.В., Черненко О.С., Захаров В.В., Рачинський Б.Є.

Вплив стефанівської течії на характеристики високотемпературного окислення і самовільного погасання металевих частинок

АНОТАЦІЯ

З урахуванням теплообміну випромінюванням в рамках моделі приведеної плівки проведено аналіз впливу стефанівської течії на межі вимушеного запалення і умови мимовільного погасання металевої частинки в повітрі кімнатної температури при утворенні щільного оксидного шару. Показано, що стефанівська течія значно збільшує верхню межу по діаметру частинки, який визначається тепловтратами випромінюванням і обмежує область переходів на високотемпературне окислення шляхом збільшення початкової температури частинки. Аналітично визначена мінімальна початкова температура і відповідний діаметр частинки, вище за яку за даних умов можливий вимушений перехід на високотемпературний режим окислення частинки. Встановлено, що стефанівська течія, залежно від значення початкової температури частинки, може значно збільшувати максимальну температуру високотемпературного окислення і товщину оксиду після мимовільного погасання. Отримані профілі концентрацій газових компонентів в приведеній плівці підтверджують кінетичний режим окислення при мимовільному погасанні частинки.