

**КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ И ПЕРИОД ИНДУКЦИИ
ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПЛАСТИНЫ МЕТАЛЛА
В НЕПОДВИЖНОЙ ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ**

*С. С. Рыбанин, Н. И. Перегудов, Т. В. Рыбанина, С. Л. Соболев
(Черноголовка)*

Задача о воспламенении пластины металла при параболическом законе окисления решалась в работах [1, 2], где получены критические условия воспламенения для предельных случаев очень тонкой [1] и бесконечно толстой пластины [1, 2]. Важный с практической точки зрения вопрос о периоде индукции воспламенения пластины металла вообще не рассматривался. Настоящая работа посвящена изучению влияния толщины пластины металла как на критические условия, так и на период индукции процесса воспламенения.

Модель и уравнения

Предполагается, что пластина металла помещена в неподвижную окислительную среду. Начальные температуры металла и окислителя одинаковы. Одна из поверхностей пластины теплоизолирована и защищена от окисления, на другой стороне происходит экзотермическая реакция, сопровождаемая ростом окисной пленки. Процесс окисления подчиняется параболическому закону. Тепло, выделяющееся при окислении, идет на нагревание металла и газа путем теплопроводности. Излучением с поверхности металла и теплоемкостью окисной пленки пренебрегается. При таких приближениях уравнения теплопроводности для газа (область $x \leq 0$) и металла (область $x \geq 0$) имеют вид

$$\left(\frac{k_c}{k_\lambda}\right)^2 \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} \quad (x \leq 0), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial x^2} \quad (h_2 \geq x \geq 0). \quad (2)$$

Граничные условия

$$x = 0: \Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_s, \quad k_\lambda \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} - \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} = \frac{1}{\delta} \exp \frac{\Theta_s}{1 + \beta \Theta_s}, \quad (3)$$

$$\frac{d\delta}{d\tau} = \frac{\gamma}{\delta} \exp \frac{\Theta_s}{1 + \beta \Theta_s}, \quad (4)$$

$$x \rightarrow -\infty: \Theta_1 \rightarrow 0,$$

$$x \rightarrow h_2: \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \rightarrow 0.$$

Начальные условия:

$$\tau = 0: \Theta_1(x, 0) = \Theta_2(x, 0) = 0, \quad \delta = 1.$$

Обозначения: $\Theta = E(T - T_0)/RT_0^2$ — безразмерная температура; E — энергия активации реакции окисления; T — текущая температура;

T_0 — начальная температура; R — газовая постоянная; $k_\varepsilon = \left[\frac{(\lambda \rho c)_1}{(\lambda \rho c)_2} \right]^{1/2}$ —

отношение тепловых активностей окислителя (индекс 1) и металла (индекс 2); λ — коэффициент теплопроводности; ρ — плотность; c — теплоемкость; $k_\lambda = \lambda_1/\lambda_2$ — отношение коэффициентов теплопроводности окислителя и металла; $x = X/r_0$ — безразмерная пространственная координата; X — координата, перпендикулярная плоскости пластины;

$r_0 = \frac{E(1+\kappa)\lambda_2\Delta_0\beta^2 \exp(1/\beta)}{R\rho_{\text{ок}}QK_1}$ — масштабный размер; κ — стехиометрический коэффициент; Δ_0 и $\rho_{\text{ок}}$ — начальная толщина и плотность окисной пленки; $\beta = RT_0/E$ — безразмерный параметр; Q — тепловой эффект реакции окисления, приходящийся на единицу массы металла; K_1 — предэкспоненциальный множитель; $\tau = t/t_0$ — безразмерное время; $t_0 = r_0^2/a_2$ — масштаб времени; $a_2 = \lambda_2/\rho_2c_2$ — коэффициент температуропроводности металла; $\delta = \Delta/\Delta_0$ — безразмерная толщина окисной пленки;

Δ — толщина пленки окисла; $\gamma = \left[\frac{E(1+\kappa)}{RQ\rho_{\text{ок}}} \right]^2 \frac{(\lambda \rho c)_2 \beta^4 \exp(1/\beta)}{K_1}$ — безразмерный параметр; $h_2 = H_2/r_0$; H_2 — толщина пластины металла.

Известно [1], что решения уравнений (1), (2) с граничными условиями (3), (4), например зависимость температуры окисляющейся поверхности металла Θ_s от времени τ , могут быть двух типов. Если параметр γ меньше критического значения γ_* , происходит воспламенение металла: Θ_s начинает очень быстро расти при достижении определенного значения τ_i , называемого периодом индукции. Если $\gamma < \gamma_*$, то при $\gamma \rightarrow \gamma^*$ $\tau_i \rightarrow \infty$. При $\gamma > \gamma_*$ температура слабо меняется со временем, стремясь к сравнительно невысокому значению. В этом случае имеет место кинетический режим окисления металла.

В работе [1] получено, что при $\beta = 0$ для бесконечно толстой пластины ($h_2 \rightarrow \infty$) $\gamma_{*\infty} = 1,847/(1+k_\varepsilon)^2$, а для $h_2 \rightarrow 0$ $\gamma_{*0} = 1,847/k_\varepsilon^2$. Обычно $k_\varepsilon \ll 1$, поэтому γ_* этих двух предельных случаев сильно отличаются между собой ($\gamma_{*0} \gg \gamma_{*\infty}$). Вследствие этого и возникает необходимость анализа зависимости $\gamma_*(h_2)$.

Воспламенение термически тонкой пластины

Рассмотрим воспламенение термически тонкой пластины металла, когда можно пренебречь распределением температуры поперек ее, т. е. считать $\Theta_2 \approx \Theta_s$. В этом случае уравнение (2) можно проинтегрировать, найти производную $\partial\Theta_2/\partial x$ при $x=0$ и подставить ее в граничное условие (3):

$$k_\lambda \left(\frac{\partial\Theta_1}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} + h_2 \frac{d\Theta_s}{d\tau} = \frac{1}{\delta} \exp \frac{\Theta_s}{1+\beta\Theta_s}. \quad (5)$$

Для решения (1) применим интегральный метод, эффективность которого продемонстрирована в [1, 3]. Суть его заключается в том, что температурный профиль в газе аппроксимируется параболой m -й степени

$$\Theta_1(x, \tau) = \Theta_s \left(1 - \frac{x}{x_0} \right)^m, \quad (6)$$

где x_0 — толщина прогретого слоя газа; m — постоянная величина, которая будет определена из сопоставления аналитического и численного решений.

После подстановки значения Θ_1 из (6) в (1) и граничные условия (4), (5) получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d\Theta_s}{d\tau} = \left(\frac{k_\lambda}{k_\varepsilon} \right)^2 \frac{m(m-1)\Theta_s}{(x_0)^2}, \quad (7)$$

$$h_2 \frac{d\Theta_s}{d\tau} + \frac{mk_\lambda\Theta_s}{|x_0|} = \frac{1}{\delta} \exp \frac{\Theta_s}{1+\beta\Theta_s}. \quad (8)$$

К (7), (8) следует добавить уравнение сохранения количества тепла

$$\gamma \frac{d\delta}{d\tau} = h_2 \frac{d\Theta_s}{d\tau} + k_e^2 \frac{d}{d\tau} \left(\frac{|x_0| \Theta_s}{k_\lambda (m+1)} \right). \quad (9)$$

После несложных преобразований система (7), (9) приобретает вид

$$\tau = \left(\frac{k_e}{k_\lambda} \right)^2 \int_0^{\Theta_s} \frac{x_0^2 d\Theta_s}{m(m-1)\Theta_s}, \quad (10)$$

$$\frac{|x_0|}{mk_\lambda} = \frac{2m\Theta_s^2\Gamma\mu}{m+1 + \Theta_s} + \left[\left(\frac{2m\Theta_s^2\Gamma\mu}{m+1 + \Theta_s} \right)^2 + \frac{4(m-1)}{m} \Theta_s \mu (\Gamma\mu\Theta_s + 1) \left(e^{\frac{\Theta_s}{1+\beta\Theta_s} - \frac{m\Gamma\Theta_s^2}{m+1}} \right) \right]^{1/2} \\ \frac{1}{2 \left(e^{\Theta_s/(1+\beta\Theta_s)} - m\Gamma\Theta_s^2/(m+1) \right)^2}, \quad (11)$$

$$\delta = 1 + \left(\mu + \frac{|x_0|}{k_\lambda (m+1)} \right) \Gamma\Theta_s, \quad (12)$$

$$\Gamma = k_e^2\gamma, \quad \mu = h_2/k_e^2.$$

Соотношения (10)–(12) дают зависимость температуры металла, толщины окисной пленки и размера области прогретого газа от времени. Как вытекает из анализа этих соотношений, характер зависимости $\Theta_s(\tau)$ определяется поведением функций, стоящих в знаменателе правой части выражения (11), которое в свою очередь определяется параметрами γ и β . Если $\beta \leq 1/8$, то при $\Gamma < \Gamma_*$ окисление металла протекает во «взрывном» режиме. В этом случае имеется ярко выраженный характерный масштаб времени (период индукции воспламенения), при достижении которого быстро растет температура до больших значений. Если $\beta \leq 1/8$ и $\Gamma > \Gamma_*$, то протекает процесс медленного окисления металла, при котором Θ_s не может превысить значения

$$\Theta_{sm} = \frac{4}{1 - 4\beta + (1 - 8\beta)^{1/2}}. \quad (13)$$

Если $\beta > 1/8$, происходит вырождение процесса воспламенения, и критические условия перехода от «взрывного» характера воспламенения к медленному окислению пропадают. Критическое значение параметра находится из условия равенства и касания функций, стоящих в знаменателе правой части выражения (11):

$$\Gamma_* = \frac{(m+1)}{16m} \left[1 - 4\beta + (1 - 8\beta)^{1/2} \right]^2 e^{\frac{4}{1+(1-8\beta)^{1/2}}}. \quad (14)$$

В последующем анализе ограничимся случаем малых значений параметра β с тем, чтобы при вычислении периода индукции можно было пренебречь $\beta\Theta_s$ по сравнению с единицей. Кроме того, упростим выражение (11), разложив числитель правой части по степеням μ при $\mu \rightarrow 0$ и $\mu \rightarrow \infty$ и затем сшив эти разложения простым суммированием, что обеспечивает достаточную точность при вычислении интеграла (10). В результате получим следующее соотношение для расчета зависимости $\Theta_s(\tau)$:

$$\tau = k_e^2 \Gamma \mu^2 \int_0^{\Theta_s} \frac{\left\{ e^{\Theta_s/2} + \left[\frac{m^3 \Gamma}{(m+1)^2 (m-1)} \right]^{1/2} \Theta_s \right\}^2 \Theta_s d\Theta_s}{\left[e^{\Theta_s} - m\Gamma\Theta_s^2/(m+1) \right]^2} + \\ + \frac{2mk_e^2\mu}{m+1} \int_0^{\Theta_s} \frac{\left(e^{\Theta_s} + \frac{m\Gamma\Theta_s^2}{m+1} \right) d\Theta_s}{\left[e^{\Theta_s} - m\Gamma\Theta_s^2/(m+1) \right]^2} + \frac{k_e^2 m}{m-1} \int_0^{\Theta_s} \frac{\Theta_s d\Theta_s}{\left[e^{\Theta_s} - m\Gamma\Theta_s^2/(m+1) \right]^2}. \quad (15)$$

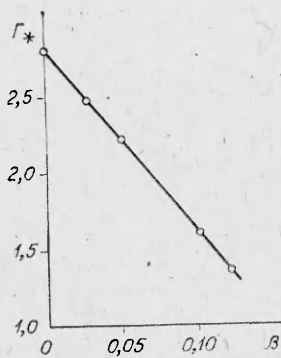


Рис. 1. Зависимость Γ_* (β). Точками отмечены результаты расчетов по формуле (14) при $m = 2$.

Следуя [4], найдем период индукции воспламенения, разлагая в ряд по малому параметру Θ_s и Γ вблизи критических значений, т. е. полагая $\Theta_s = \Theta_{sm}(1 + \omega)$ и $\Gamma = \Gamma_*(1 - \varepsilon)$, где $\omega \ll 1$ и $\varepsilon \ll 1$. Если округлить множители, которые получаются перед интегралами в (15) при приближенном вычислении с учетом их асимптотического поведения при $\gamma \rightarrow 0$, то получим выражение для вычисления периода индукции воспламенения термически тонкой пластины металла при $\Gamma < \Gamma_*$ (или $\gamma < \Gamma_*/k_\varepsilon^2$)

$$\tau_i \approx \left(1 - \frac{k_\varepsilon^2 \gamma}{\Gamma_*}\right)^{-\frac{3}{2}} \left\{ \left[1 + \left(\frac{m^2 k_\varepsilon^2 \gamma}{(m^2 - 1) \Gamma_*} \right)^{1/2} \right]^2 \gamma h_2^2 + \frac{3m}{2(m+1)} \left(1 + \frac{(m+1) k_\varepsilon^2 \gamma}{(m-1) \Gamma_*} \right) h_2 + \frac{mk_\varepsilon^2}{8(m-1)} \left[1 + \left(1 - \frac{k_\varepsilon^2 \gamma}{\Gamma_*} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (16)$$

В (16) входит неизвестный параметр m , который характеризует крутизну температурного профиля (6). В нестационарных процессах типа воспламенения температурные профили довольно крутые, поэтому в первом приближении для качественного анализа можно положить $m \gg 1$, как это сделано в [1], при этом зависимость τ_i от γ и h_2 с погрешностью менее 30%, когда можно пренебречь распределением температуры в металле, в формулах (14)–(16) следует положить $m = 2$.

Такое сопоставление показывает (рис. 1), что значение $m = 2$ вполне приемлемо. Таким образом, для описания зависимости τ_i от γ и h_2 с погрешностью менее 30%, когда можно пренебречь распределением температуры в металле, в формулах (14)–(16) следует положить $m = 2$.

Воспламенение термически толстой пластины

Рассмотрим крайний случай, когда пластина металла не успевает прогреваться по всей толщине к моменту воспламенения (пластина термически толстая). Выражение для периода индукции воспламенения можно получить интегральным методом, как это сделано в работе [1],

$$\tau_i \approx \frac{m}{(m-1)} \int_0^\infty \frac{\Theta_s d\Theta_s}{[e^{\Theta_s} - m(1+k_\varepsilon)^2 \gamma \Theta_s^2 / (m+1)]^2}. \quad (17)$$

Применяя для вычисления интеграла (17) такую же технику, что и при вычислении (10), получим следующее выражение:

$$\tau_i \approx \frac{m \left[1 + \left(1 - \frac{(1+k_\varepsilon)^2 \gamma}{\Gamma_*} \right)^{1/2} \right]}{8(m-1) \left[1 - \frac{(1+k_\varepsilon)^2 \gamma}{\Gamma_*} \right]^{3/2}}, \quad (18)$$

которое справедливо при $\gamma < \Gamma_*/(1+k_\varepsilon)^2$. Если $\gamma > \Gamma_*/(1+k_\varepsilon)^2$, воспламенение пластины как термически толстой невозможно, но это не означает, что при этих условиях воспламенение не может происходить вообще, просто при $\Gamma_*/k_\varepsilon^2 > \gamma > \Gamma_*/(1+k_\varepsilon)^2$ пластина воспламеняется как термически тонкая (пояснения по этому поводу см. ниже).

Если в формуле (18) положить $m = 2$, то погрешность расчета τ_i по ней по сравнению с численным решением уравнений (1), (2) не превышает 30%.

Термическая толщина, период индукции и условия воспламенения пластины металла

Для того чтобы знать, когда можно рассматривать пластину как термически тонкую или толстую, нужно оценить время прогрева пластины $t_{\text{п}}$ и сравнить его с периодом индукции. Из соображений размерности следует, что $t_{\text{п}} \sim H_2^2/a_2$, поэтому для расчета безразмерного времени прогрева пластины используется формула

$$\tau_{\text{п}} = \chi h_2^2, \quad (19)$$

где константа $\chi \sim 1$ при $k_{\varepsilon} \ll 1$.

Знание времени прогрева пластины позволяет определить предел применимости (16) для расчета периода воспламенения термически тонкой пластины: $\tau_{\text{п}} < \tau_i$. Как видно из (16), $\tau_i > \gamma h_2^2$, поэтому в интервале изменения параметра $\gamma \in \left[\frac{\Gamma_*}{(1+k_{\varepsilon})^2}, \frac{\Gamma_*}{k_{\varepsilon}^2} \right]$ при $k_{\varepsilon} \ll 1$ выполняется неравенство $\tau_{\text{п}} < \tau_i$. Если же $\gamma < \frac{\Gamma_*}{(1+k_{\varepsilon})^2}$, то в зависимости от толщины пластины может воспламеняться либо как термически тонкая или толстая.

В самом деле, когда толщина пластины мала, время ее прогрева меньше τ_i , поэтому пластина воспламеняется, успев полностью прогреться, при этом формально $\tau_i < \tau_i$. Если же толщина пластины настолько велика, что $\tau_{\text{п}} > \tau_i$, пластина воспламеняется, не успев прогреться, при этом $\tau_i > \tau_i$.

Из проведенного анализа вытекает следующая рекомендация для отыскания периода индукции пластины металла. Если $\frac{\Gamma_*}{k_{\varepsilon}^2} > \gamma > \frac{\Gamma_*}{(1+k_{\varepsilon})^2}$, то пластина воспламеняется всегда как термически тонкая и период индукции рассчитывается по формуле (16). Если $\gamma < \frac{\Gamma_*}{(1+k_{\varepsilon})^2}$, нужно рассчитать период индукции по (16) и (18) и выбрать наименьшее из этих значений, это и будет период воспламенения пластины при заданных параметрах. При этом, если подходит значение τ_i , рассчитанное по формуле (16), то пластина термически тонкая, а если подходит значение τ_i , то пластина — термически толстая.

На рис. 2 представлены зависимости $\tau_i(h_2)$, полученные численным решением уравнений (1), (2) и (16)–(18). Видно четкое разграничение режимов воспламенения: когда пластина термически тонкая, τ_i растет, согласно (16), при увеличении h_2 . В другом рассматриваемом случае период индукции воспламенения по (18) не зависит от толщины. Кривая $\tau_i(h_2)$, разделяющая эти режимы, описывается соотношением (16) при подстановке $\gamma = \frac{\Gamma_*}{(1+k_{\varepsilon})^2}$.

Из анализа характера зависимости $\tau_i(h_2)$ вытекает важный вывод о сущности параметра $\gamma_{*\infty} = \frac{1,847}{(1+k_{\varepsilon})^2}$, определяющего критические усло-

вия воспламенения бесконечно толстой пластины [1, 2]. Оказывается, что в более широком понимании $\gamma_{*\infty}$ — это не что иное, как приближенно вычисленное значение $\gamma = \frac{\Gamma_*}{(1+k_{\varepsilon})^2}$, которое разделяет режимы воспламенения термически тонкой и толстой пластин. $\gamma_{*\infty}$ является критическим лишь в асимптотическом смысле. Действительно, если $\gamma > \gamma_{*\infty}$ из соотношения (16) следует, что при $h_2 \rightarrow \infty$ $\tau_i \rightarrow \infty$.

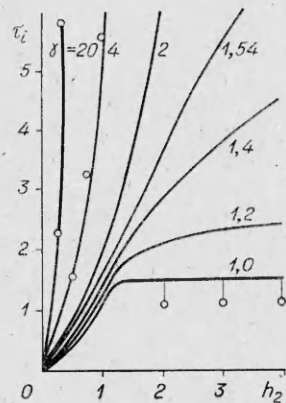


Рис. 2. Графики зависимости $\tau_i(h_2)$ при различных значениях параметра γ .

— численное решение уравнений (1), (2) при $\beta = 0,04$, $k_{\varepsilon}^2 = 2 \cdot 10^{-3}$, $k_{\lambda} = 10^{-3}$; \circ — результаты расчетов по (16) и (18).

Истинное критическое значение параметра γ есть величина $\gamma_* = \Gamma_*/k_\varepsilon^2$. При $k_\varepsilon \ll 1$ $\gamma_* \gg 1$, поэтому, согласно (16) и (19), $\tau_n \ll \tau_i$, и для описания критических условий полностью применимы соотношения, полученные при анализе воспламенения термически тонкой пластины металла.

Влияние предвоспламенительного окисления металла

При $\gamma \rightarrow \gamma_*$ $\tau_i \rightarrow \infty$, и при больших τ_i пластина металла может полностью окислиться, не успев воспламениться. Чтобы выяснить роль эффекта предвоспламенительного окисления, нужно найти толщину окисной пленки, образовавшейся за период индукции δ_i , и сравнить ее с толщиной слоя окисла, образующегося при полном окислении металла $\delta_m = \Delta_m/\Delta_0$.

Величину Δ_m определим из баланса массы $\Delta_m = \frac{(1+\kappa)\rho_2 H_2}{\rho_{ок}}$, который в безразмерном виде выглядит следующим образом:

$$\delta_m = RQ\gamma h_2 / Ec_2 \beta^2. \quad (20)$$

Если теплофизические свойства окисла и металла близки, то уравнения (1), (2) с граничными условиями (3), (4) применимы для описания полного окисления пластины металла. При этом δ_i можно оценить из соотношения (12) при подстановке максимального значения температуры кипетического режима окисления (13). Пренебрегая начальной толщиной пленки ($\mu\Gamma \gg 1$), получим

$$\delta_i = \frac{\Gamma\mu\Theta_{sm}}{1-\Gamma/\Gamma_*} = \frac{\gamma h_2 \Theta_{sm}}{1-\Gamma/\Gamma_*}. \quad (21)$$

Пластина металла будет воспламеняться лишь тогда, когда $\delta_i < \delta_m$. Из этого неравенства и соотношений (20), (21) вытекает уточненное условие воспламенения:

$$\gamma \leq \frac{\Gamma_*}{k_\varepsilon^2} \left(1 - \frac{\Theta_{sm} Ec_2 \beta^2}{RQ} \right). \quad (22)$$

С учетом поправки на предвоспламенительное окисление

$$\gamma_* = \frac{\Gamma_*}{k_\varepsilon^2} \left(1 - \frac{\Theta_{sm} Ec_2 \beta^2}{RQ} \right). \quad (23)$$

Если параметр γ не удовлетворяет условию (22), то воспламенения не будет по двум причинам: при $\gamma > \Gamma_*/k_\varepsilon^2$ вследствие теплоотдачи в окислительную среду; при $\frac{\Gamma_*}{k_\varepsilon^2} \left(1 - \frac{\Theta_{sm} Ec_2 \beta^2}{RQ} \right) < \gamma < \frac{\Gamma_*}{k_\varepsilon^2}$ из-за полного окисления пластины за период индукции. Важно отметить, что и в уточненное условие воспламенения не входит толщина пластины h_2 .

Воспламенение пористой пластины и слоя порошка металла

Приведенные выше результаты, относящиеся к воспламенению монолитной пластины металла, когда окисляется только ее внешняя поверхность, пригодны и для анализа воспламенения пористой пластины или слоя порошка металла. В случае, когда диффузия окислителя через поры не является лимитирующим процессом, все выводы, полученные выше, будут справедливы для пористой пластины, если вместо γ в соответствующие формулы подставить γ/S_Σ^2 , где $S_\Sigma = \rho_2 H_2 S_{уд}$; $S_{уд}$ — удельная поверхность пористой пластины или порошка [5].

Обычно $S_\Sigma \gg 1$, поэтому $\gamma_n \ll \gamma$, вследствие чего период индукции и температура воспламенения пористой пластины (или порошка) метал-

да меньше этих величин монолитной пластины из того же материала. Эти выводы согласуются с экспериментальными данными работ [5, 6], а также с расчетами температуры воспламенения [5].

Если же поры оказывают сопротивление проникновению окислителя внутрь пластины, то к моменту воспламенения реакцией окисления будет занята приблизительно $(D_{эф}\tau_i)^{1/2}/h_2 a_2^{1/2}$ часть объема пластины (или слоя порошка), где $D_{эф}$ — эффективный коэффициент диффузии окислителя через поры. Тогда для расчета периода индукции и критических условий воспламенения вместо γ следует использовать величину
$$\frac{\gamma h_2^4 a_2^2}{S_{\Sigma}^2 (D_{эф}\tau_i)^2}$$
.

Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов

По-видимому, наибольший с практической точки зрения интерес представляет анализ воспламенения вблизи критических условий. Пластину металла здесь следует рассматривать как термически тонкую, а влиянием начальной толщины окисной пленки можно пренебречь, что позволяет записать выражение для периода индукции в упрощенном виде (см. (16))

$$t_i \approx \frac{\gamma \left[1 + \left(\frac{4k_e^2 \gamma}{3\Gamma_*} \right)^{1/2} \right]^2 H_2^2}{a_2 \left(1 - \frac{k_e^2 \gamma}{\Gamma_*} \right)^{3/2}} \quad (24)$$

В силу принятых ограничений величина параметра γ в (24) должна удовлетворять следующим неравенствам: $\frac{\Gamma_*}{k_e^2} > \gamma > \frac{\Gamma_*}{(1+k_e)^2}$ и $\gamma h_2 =$

$= \frac{RT_0^2 c_2 H_2 \rho_2}{E Q \rho_{ок} \Lambda_0} \gg 1$. Температура воспламенения находится из равенства (23), где Γ_* определяется по (14) при $m = 2$.

Сделано сопоставление теоретических расчетов с экспериментальными данными [5, 6], где наиболее полно и детально изучено воспламенение пористых пластин переходных металлов. На рис. 3 представлена экспериментальная [6] и теоретическая зависимость периода индукции воспламенения пористой пластины циркония от начальной температуры. Толщина пластины 10 мм, удельная поверхность $4,7 \cdot 10^2$ м²/кг, плотность $4,33 \cdot 10^3$ кг/м³. Значения остальных теплофизических и кинетических параметров приведены в [5, 6]. В экспериментах [6] пластина металла помещалась на асбестовую подложку. Как показывают оценки, теплоотдачей в газ в этом случае можно пренебречь по сравнению с теплоотводом в подложку. Результаты теории легко переносятся и на такой тип теплоотдачи от пластины, надо только принять, что коэффициент k_e равен отношению тепловых активностей материала подложки (в данном случае асбеста) и металла.

Значение температуры воспламенения рассматриваемой пористой пластины, вычисленное по соотношению (23), равно 550 К. Как видно из рис. 3, имеется неплохое соответствие между расчетами температуры и периода индукции воспламенения по формулам (23), (24) и экспериментальными данными (для монолитной пластины циркония расчетное значение $T_* = 760$ К). Период индукции воспламенения монолитной

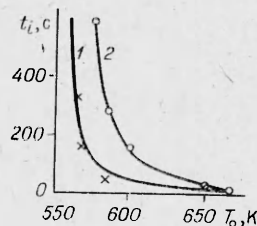


Рис. 3. Зависимость $t_i(T_0)$ пористой пластины циркония. 1 — экспериментальные данные [6]; 2 — расчеты по (24).

пластины циркония весьма велик даже для очень тонкой пластины при температуре, заметно отличающейся от температуры воспламенения. Так, при $H_2 = 0,1$ мм и $T_0 = 860$ К $t_i = 5,6 \cdot 10^3$ с.

Большое значение периода индукции ставит определенные трудности при экспериментальном определении температуры воспламенения не только пластин циркония, но и других металлов, окисляющихся по параболическому закону.

Выводы

В работе получены соотношения для расчета периода индукции (16), (18) и температуры воспламенения (23) пластины металла, окисляющегося по параболическому закону.

Показано, что при анализе критического условия воспламенения пластину металла следует рассматривать как термически тонкую. Критические условия воспламенения (23), в частности температура, не зависят от толщины пластины металла. При достаточно высокой начальной температуре ($T_0 > E/8R$) происходит вырождение «взрывного» характера воспламенения.

Развитая в работе теория применима для описания воспламенения не только монолитной, но и пористой пластины, а также слоя порошка металла.

Авторы выражают благодарность Ф. И. Дубовицкому за постоянную поддержку работы и В. П. Володину за проведение ряда расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Розенбанд, ФГВ, 1974, 10, 2, 212.
2. А. П. Алдушин, Е. А. Некрасов, Ю. М. Максимов. Изв. АН СССР. Металлы, 1977, 2, 121.
3. А. П. Бабич, П. М. Беляев, А. А. Рядно. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
4. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
5. В. И. Розенбанд, Л. Ф. Афанасьева. Порошковая металлургия. 1979, 6, 99.
6. В. И. Розенбанд, В. А. Чичев, Л. Ф. Афанасьева. ФГВ, 1976, 12, 1, 31.

Поступила в редакцию 28/II 1985,
после доработки — 11/VI 1985

К РАСЧЕТУ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ МЕТАЛЛА ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ НАГРЕТЫМ ПОТОКОМ ОКИСЛИТЕЛЯ

Ю. А. Гостинцев, В. В. Лазарев, Ю. В. Фролов
(Москва)

В [1, 2] сформулированы основные положения теории неизотермического окисления и гетерогенного воспламенения металлов при их контакте с покоящимся нагретым газообразным окислителем и проанализированы критические условия воспламенения при степенных законах кинетики роста окисной пленки. Ниже рассматривается случай воспламенения при обтекании стенки металла горячим потоком окислителя с более общим кинетическим законом образования окисла.

Контакт горячего газообразного окислителя с металлом создает предпосылки для развития ускоряющейся экзотермической гетерогенной реакции окисления на поверхности. Возможность воспламенения при этом зависит от целого комплекса параметров, характеризующих окислитель, условия его тепло- и массообмена со стенкой металла, диффузию окислителя в тонком слое окисла и тепловыделение из-за экзотермической реакции окисления. Кинетика роста толщины окисной пленки