

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ОКИСЛЕНИЕ
И ТЕПЛОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ
ПРИ БЫСТРОМ НАГРЕВЕ**

В. С. Савинич
(Москва)

Исследуется нагрев металлической пластины тепловым потоком $q(t)$ в атмосфере окислителя с помощью модели поверхностного высокотемпературного окисления, учитывающей фазовые превращения. Изменение толщины окисной пленки зададим с помощью параболического закона. С момента начала плавления t_1 появляется фазовый фронт $y_1(t)$, и система уравнений с граничными условиями имеет вид

$$\frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} = \frac{\lambda_i}{\rho_i c_i} \frac{\partial^2 T_i(x, t)}{\partial x^2} \quad (0 \leq x \leq l, t > t_1), \quad (1)$$

$i = 1$: $t > t_1, 0 \leq x \leq y_1(t)$ — область жидкой фазы,

$i = 2$: $t > t_1, y_1(t) \leq x \leq l$ — область твердой фазы,

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = A(\xi) \cdot q(t) + \frac{\rho_{\text{ок}} W d_n}{\xi} \exp\left(-\frac{T_d}{T_1(0, t)}\right) - \alpha_1 [T_1(0, t) - T_0] - \varepsilon \sigma [T_1^4(0, t) - T_0^4] \quad (t > t_1), \quad (2)$$

$$T_1[y_1(t), t] = T_2[y_1(t), t] = T_{\text{пл}} \quad (t > t_1), \quad (3)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} [y_1(t), t] - \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} [y_1(t), t] = \rho_{\text{м}} \Omega_{\text{пл}} \frac{dy_1(t)}{dt} \quad (t > t_1), \quad (4)$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} (l, t) = -\alpha [T_2(l, t) - T_0] - \varepsilon \sigma [T_2^4(l, t) - T_0^4] \quad (t > t_2). \quad (5)$$

Изменение поглощательной способности за все время процесса с момента начала нагрева описывается уравнением

$$A(\xi) = 1 - (1 - A_0) \exp(-2k\xi) \quad (t > 0), \quad (6)$$

а изменение толщины окисной пленки с начала нагрева до момента начала испарения t_2 находится из выражения

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{d_0}{\xi} \exp\left(-\frac{T_d}{T_1(0, t)}\right) \quad (0 < t < t_2). \quad (7)$$

Стадия нагрева ($0 < t < t_1$) описывается одним уравнением теплопроводности для твердой фазы с граничными условиями (2), (5). На стадии испарения ($t > t_2$) появляется второй фазовый фронт $y_2(t)$ ($y_2(t) \leq x \leq y_1(t)$ — жидкая фаза), причем граничное условие (2) записывается в виде

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} [y_2(t), t] = A(\xi) \cdot q(t) + \frac{\rho_{\text{ок}} W d_0}{\xi} \exp\left[-\frac{T_d}{T_1(0, t)}\right] - \rho_{\text{ок}} \Omega \frac{dy_2(t)}{dt} - \alpha [T_1(0, t) - T_0] - \varepsilon \sigma [T_1^4(0, t) - T_0^4] \quad (t > t_2), \quad (8)$$

$$y_1(t_2) = 0,$$

$$\frac{dy_2(t)}{dt} = v_0 \exp\left\{-\frac{\Omega_{\text{исп}} \mu}{RT [y_1(t), t]}\right\} \quad (t > t_2). \quad (9)$$

Для изменения толщины окисной пленки вместо (7) имеем

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{d_0}{\xi} \exp\left[-\frac{T_d}{T_1(0, t)}\right] - \frac{dy_2(t)}{dt} \quad (t > t_2). \quad (10)$$

Здесь и выше x — координата; t — время; ξ — толщина окисной пленки; T — температура; ρ, μ, c, λ — плотность, молекулярная масса, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала; $T_{\text{пл}}$ и $\Omega_{\text{пл}}$ — температура и теплота плавления металла; T_d — теплота активации; W — теплота реакции; $\Omega_{\text{исп}}$ — теплота испарения окисла; $A(\xi)$ — поглощательная способность; α — коэффициент теплоотдачи; k — коэффициент поглощения в окисле; ε — степень черноты; σ — постоянная Стефана — Больцмана; R — универсальная газовая постоянная; d_0 — постоянная в законе окис-

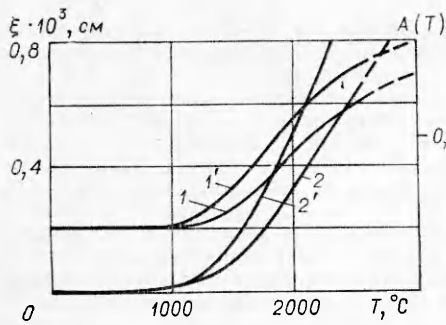


Рис. 1. Изменение поглощательной способности пластины (1 и 1') и толщины окисной пленки (2 и 2') с температурой.
 1, 2 — $q = 2 \cdot 10^4$ Вт/см²; 1', 2' — $q = 10^4$ Вт/см²; $d_0 = 0,4$ см²/с.

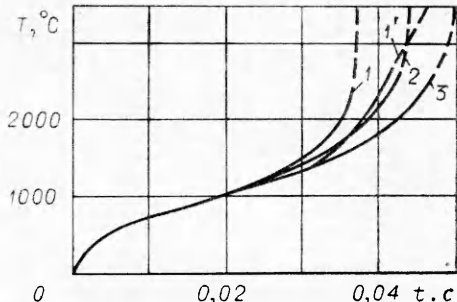


Рис. 2. Зависимость $T(0, t)$ при нагреве пластины с учетом выделяющейся теплоты реакции окисления (1—3) и без ее учета (1'), $q = 2 \cdot 10^4$ Вт/см².
 d_0 , см²/с: 1, 1' — 0,4, 2 — 0,2, 3 — 0,1.

ления; l — толщина пластины; $v_0 = h_a v_0$ (h_a — толщина атомного слоя, v_0 — частота Дебая).

Уравнение (1) с условиями (2) — (9) позволяет определить распределение температуры по толщине пластины, положение фазовых фронтов, толщину окисной пленки и поглощательную способность в любой момент времени для заданного теплового потока.

Задача решалась на ЭВМ БЭСМ-6 конечно-разностным итерационным методом с явным выделением фронта и фиксированной сеткой по x и t . Пространственные и временные шаги разностной сетки выбирались заранее. При расчетах стадии нагрева и плавления сетка по времени и координате выбиралась равномерной, а на стадии испарения использовалось неравномерное разбиение отрезка по оси x , причем по мере продвижения фронта испарения число разбиений уменьшалось [1].

В качестве материала пластины использовался титан и его окисел со следующими значениями параметров в уравнениях (1) — (10): $\rho_1 = \rho_2 = 4,5$ г/см³, $\rho_{ок} = 4$ г/см³, $c_1 = c_2 = 0,523$ Дж/(г·град), $\lambda_1 = \lambda_2 = 0,159$ Дж/(см·с·град), $T_{пл} = 1680^\circ\text{C}$, $\Omega_{пл} = 323$ Дж/г, $\Omega = 10,46 \cdot 10^3$ Дж/г, $T_d = 23000$ К, $k = 5,33 \cdot 10^2$ см⁻¹, $d_0 = 0,4$ см²/с, $\alpha = 4,85 \cdot 10^{-4}$ Дж/(см²·с·град), $\epsilon = 0,12$, $l = 0,2$ см, $A = 0,2$, $\xi_0 = 3,5 \cdot 10^{-7}$ см, $W = 11,5 \cdot 10^3$ Дж/г.

На рис. 1 приведено изменение толщины окисной пленки $\xi(T)$ и поглощательной способности $A(T)$ с температурой для двух значений теплового потока. Видно, что до $T \leq 1000^\circ\text{C}$ эти величины практически не меняются, а при $T > 1000^\circ\text{C}$ начинают возрастать. Для меньшего значения потока толщина пленки при тех же температурах больше, так как имеется больше времени для ее образования и роста.

Кривая, характеризующая изменение температуры передней поверхности пластины $T(0, t)$ при нагреве, приведена на рис. 2. Видно, что при $T \geq 1750^\circ\text{C}$ наблюдается резкое самоускоряющееся возрастание температуры, т. е. воспламенение. На рис. 2 приведено также изменение температуры поверхности без учета тепловыделения за счет химической реакции окисления. В этом случае температура передней поверхности растет существенно медленнее. Воспламенение пластины происходит после начала ее плавления, однако для принятых в работе условий нагрева полного проплавления еще не происходит. Так, фронт плавления $y_1(t)$ при $t = 0,037$ с проходит расстояние, составляющее около 5% от толщины пластины ($y_1 = 0,01$ см). При дальнейшем нагреве уже после воспламенения начинается испарение окисной пленки. Однако уменьшение толщины в результате испарения окисной пленки не успевает сказаться на процессе нагрева и воспламенения. Для $q = 10^4$ Вт/см² время воспламенения $t = 0,128 \div 0,129$ с, а фронт плавления успевает переместиться на расстояние $\sim 0,016$ см.

В работе исследовалось влияние изменения величины постоянной d_0 в законе окисления на процесс окисления. При уменьшении величины d_0 промежуток времени от начала нагрева до начала воспламенения пластины увеличивается (см. рис. 2) и температура воспламенения возрастает.

Процесс окисления пластины при ее нагреве происходит в тонком поверхностном слое и во многом определяется его температурой. Из [1] известно, что тепловой импульс треугольной формы с линейным убыванием теплового потока со временем

$$q(t) = \begin{cases} a(\tau - t), & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & t > \tau, \end{cases}$$

обеспечивает более быстрый нагрев поверхности пластины по сравнению с прямоугольным импульсом. Параметры треугольного импульса a и τ подбирались так, чтобы энергия в обоих импульсах была одинаковой. При этом в данных условиях длительность воздействия прямоугольного импульса с $q = 2 \cdot 10^4$ Вт/см² принималась равной 0,04 с. На рис. 3 приведено изменение температуры поверхности пластины

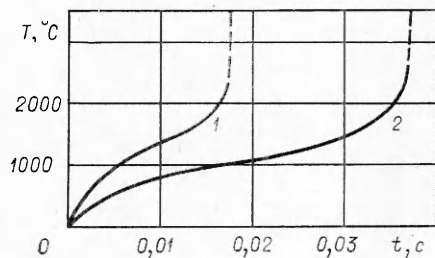


Рис. 3. Зависимость $T(0, t)$ для нагрева пластины треугольным импульсом с $a=10^6$ Вт/(см²·с) и $\tau=0,04$ с (1) и прямоугольным с $q=2 \cdot 10^4$ Вт/см² (2).

1) предложенная модель качественно правильно описывает процесс высокотемпературного окисления металлических пластин с учетом фазовых переходов, изменения толщины окисной пленки и т. д. и позволяет определить момент воспламенения материала;

2) темп нагрева и окисления металлической пластины определяется не только вложенной энергией, но зависит от временной формы теплового импульса.

$T(0, t)$ при нагреве треугольным импульсом. Видно, что момент воспламенения пластины в этом случае наступает примерно в 2 раза быстрее, чем при нагреве прямоугольным импульсом. Затраченная энергия составляет ~75% от энергии прямоугольного импульса.

Рассчитанное в настоящей работе значение температуры воспламенения титановой пластины (~1750°C) примерно совпадает с экспериментальными величинами, полученными в [2] при высокотемпературном окислении пластин в атмосфере нагретого окислителя и в [3, 4] при воздействии мощного излучения на тонкие фольги в воздухе, и заведомо превышает значения температуры воспламенения металлических частиц в потоке нагретого газа-окислителя [5].

На основании результатов данной работы можно сделать следующие выводы:

Поступила в редакцию 23/1 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Савинич. Физ. и хим. обработки материалов, 1977, 1, 33.
2. В. Н. Ковалев, В. К. Мельников. ФГВ, 1978, 14, 3, 14.
3. А. М. Бонч-Бруевич, М. Н. Либенсон и др. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 5, 193.
4. В. Л. Володькина, М. Н. Либенсон и др. Резка тонкослойных материалов излучением СО₂-лазера. Л., 1973.
5. А. Л. Брейтер, В. М. Мальцев, Е. И. Попов. ФГВ, 1977, 13, 4, 558.

УДК 536.46

УПРОЩЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ «ПРИПОДНЯТОГО» ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА

А. Б. Лебедева
(Москва)

Известно [1], что процесс турбулентного диффузионного горения в стабилизированных пламенах определяется в основном смешением. Если предположить, что скорость химической реакции бесконечно велика и считать, что коэффициенты молекулярного переноса равны друг другу и скорость мала, то кинетику можно не рассматривать. В этом случае все скалярные параметры течения (плотность, температура и т. д.) однозначно выражаются через концентрацию пассивной примеси z [1, 2]. При смешении горючего и окислителя без горения плотность также можно представить в виде зависимости от концентрации. Таким образом, определяющие системы уравнений для задач о смешении негорящих газов и диффузионного горения отличаются только видом уравнения состояния, т. е. зависимостью плотности от концентрации [2—4]. Для негорящего потока имеет место зависимость $\rho_1 = m_2/[m_1 + z(m_2 - m_1)]$, для факела горения — $\rho_2 = (A_1 + A_2 z)/(A_3 + A_4 z)(A_5 + A_6 z)$, где ρ_1 и ρ_2 — мгновенные плотности в струе и в факеле, m_1, m_2 — молекулярные веса смешиваемых компонентов, A_1, A_2, \dots, A_6 — коэффициенты, зависящие от теплового эффекта реакции, стехиометрических коэффициентов, молекулярных весов, начальных условий, удельных теплоемкостей реагентов.

В ряде случаев при раздельной подаче горючих компонентов возможны такие режимы, когда пламя отрывается от кромок сопла, через которое происходит подача топлива. При теоретическом исследовании особенностей течения в «приподнятом» факеле наибольшая сложность связана с расчетом области воспламенения, где необходимо учитывать кинетику химических реакций и использовать полную систему уравнений Навье — Стокса. В связи с этим в настоящее время имеются только критерийные подходы для описания течения в турбулентном «приподнятом» факеле [5, 6].