

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ПЛАВЛЕНИЯ НА ВИД ЗАВИСИМОСТИ ПРЕДЕЛА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ОТ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ

В. П. Грачухо, М. М. Гуревич

(Ленинград)

В работе [1] показано, что существует минимум на кривой зависимости предельной для воспламенения температуры газа-окислителя от размера частицы алюминия. Предположены две расчетные модели, с помощью которых удалось описать эту зависимость. Первая (хронологически) модель [2] предполагает, что диффузионное сопротивление окисной пленки увеличивается по мере окисления в результате структурных изменений. Условием воспламенения считается достижение частицей температуры плавления окисла. Во второй модели [3] условием воспламенения считался срыв теплового равновесия. В рамках этой модели проанализированы «степенные законы» окисления. Наконец, в [4] учтены и разграничены для случая так называемого логарифмического закона окисления обе ситуации — срыв равновесия и потери пленкой защитных свойств.

Все эти модели объединены признанием того, что зависимость типа [1] есть результат существенно нестационарного предпламенного процесса, поэтому, если частица во время предпламенного разогрева проходит стадию плавления, это может заметно сказаться на пределе воспламенения. В [5] сообщены результаты анализа учета плавления при воспламенении титана, а в работе [6] подробно исследовано влияние фазовых превращений первого рода (в том числе и плавления) на критические условия воспламенения. Видно, что плавление сказывается тем заметнее, чем выше теплота и температура плавления. Если воспламенение определяется потерей пленкой защитных свойств (например, при расплавлении), влияние металла тем заметнее, чем ближе друг к другу температуры плавления металла и окисла.

Исследуем простейший предельный случай. Считается, что температуры плавления металла и окисла близки (например, температура плавления Ti 1998 К, а TiO_2 2123 К [7]). Воспламенение происходит вследствие потери окисной пленкой защитных свойств, когда расплавится весь металл частицы. До начала плавления реакция окисления не идет ($\delta_0 = \text{const}$ (а)). В предположении чисто конвективного теплообмена и степенного закона окисления вида $d\delta/d\tau = B\delta^{-n}$ скорость изменения полного теплосодержания частицы определяется выражением

$$Q = S[-\alpha(T_{пл} - T) + d\delta/d\tau \cdot \rho_{ок}q], \quad (1)$$

время плавления в этом случае определится из уравнения

$$Ml = \int_0^{\tau_{пл}} Q d\tau. \quad (2)$$

Максимальная толщина окисной пленки определяется из условия

$$Q_{\max} = Q(\delta_{\max}) = 0, \quad (3)$$

которое является и условием воспламенения на пределе

$$\left. \frac{dT}{d\tau} \right|_{\delta=\delta_{\max}} = 0. \quad (4)$$

Здесь и далее M — масса частицы; l — удельная теплота плавления; ρ_m , $\rho_{ок}$ — плотность металла и окисла соответственно; δ — толщина окисной пленки; δ_0 , $\delta_{\max}$ — ее начальное и максимальное значения; q — тепловой эффект реакции; T , $T_{пл}$ — температуры среды на пределе воспламенения и плавления металла; a — диаметр частицы; λ — коэффициент теплопроводности газа; Nu — критерий Нуссельта; $\tau_{пл}$ — время плавления; n — показатель степени. Введем безразмерные величины:

$$D = \delta/\delta_0; L = 1/6 \cdot a\rho_m l / \delta_0 \rho_{ок} q; K = a\rho_{ок} q B / Nu\lambda (T_{пл} - T)\delta_0. \quad (5)$$

Перейдя в (2) от интегрирования по времени к интегрированию по толщине окисной пленки, получим

$$L = D_{\max} - 1 - \frac{K^{-1}}{n+1} (D_{\max}^{n+1} - 1). \quad (6)$$

Из условия (3) получается, что $D_{\max} = K^{1/n}$, тогда (6) примет вид

$$L = n/(n+1) \cdot K^{1/n} + 1/(n+1) \cdot K^{-1} - 1. \quad (7)$$

Определим знак производной dt/da . Из (5) для L и K следует

$$\text{sign}(dT/da) = \text{sign}(dK/dL \cdot L/K - 1). \quad (8)$$

Используя выражение (7), находим

$$\frac{dK}{dL} \cdot \frac{L}{K} - 1 = \frac{\frac{n-1}{n+1} K^{\frac{n+1}{n}} - K + \frac{2}{n+1}}{\frac{1}{n+1} \left(K^{\frac{n+1}{n}} - 1 \right)}. \quad (9)$$

Процесс плавления металла возможен только при $K > 1$ (K — отношение скорости тепловыделения при начальной толщине окисной пленки к скорости теплоотвода). Поэтому знак выражения (9) определяется знаком числителя

$$f(K) = \frac{n-1}{n+1} K^{\frac{n+1}{n}} - K + \frac{2}{n+1}. \quad (10)$$

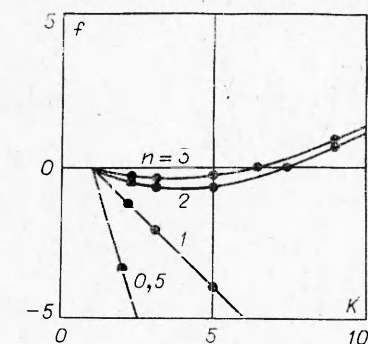
Для анализа функции (10) необходимы

$$df/dK = (n-1)/n \cdot K^{1/n} - 1, \quad d^2f/dK^2 = (n-1)/n^2 \cdot K^{-(1-1/n)}.$$

Видно, что для любого $n > 0$ при $K=1$ $f(1)=0$, а $df(1)/dK < 0$. Следовательно, для существования минимума на зависимости предела воспламенения от размера (dT/da меняет знак) необходимо и достаточно, чтобы функция $f(K)$ обращалась в нуль при некотором K_0 , отличном от единицы. Необходимым условием может считаться наличие минимума на кривой $f(K)$ (при $K=K_{\min}$).

В случае параболического закона окисления ($n=1$) $f(K) < 0$ при любом K , а значит и $dT/da < 0$, т. е. чем больше частица, тем легче она воспламеняется. Для всех $n \geq 2$ функция $f(K)$ имеет минимум и второй корень, отличный от единицы. Следовательно, если окисление металла описывается степенным законом с $n \geq 2$, то существует оптимальный для воспламенения размер частицы этого металла. Результаты численного счета, приведенные на рисунке, иллюстрируют этот вывод.

Следует отметить, что с ростом n K_0 уменьшается, а это значит, что минимум на предельной кривой смещается в область меньших размеров и более низких температур, т. е. минимум становится «острее». Значения $K_{\min}$ и K_0 совпадают независимо от того, исследуется ли кинетическая функция вида $d\delta/d\tau = B\delta^{-n}$ (при $n \rightarrow \infty$) или $d\delta/d\tau = B_1 e^{-\delta/\delta_*}$.



Зависимость изменения функции $f=f(K)$ при различных значениях n .

Полученные результаты совпадают с выводами работы [3], в которой анализ проводился без учета плавления. Следовательно, сам по себе учет плавления не приводит к качественному изменению зависимости предельной для воспламенения температуры газа от размера частицы.

Авторы благодарны М. А. Гуревичу за обсуждение постановки задачи и полученных результатов.

Поступила в редакцию
23/IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Гуревич, К. И. Лапкина, Е. С. Озеров. ФГВ, 1970, 6, 2.
2. Т. И. Алексеева, М. А. Гуревич, Е. С. Озеров. Тр. ЛПИ, 1967.
3. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Т. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
4. А. П. Алдушин, В. Н. Блошенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4.

5. В. П. Грачухо, М. А. Гуревич и др. Двенадцатая Всесоюзная конференция по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тез. докл. Одесса, 1976.
6. С. Л. Харатьян, В. Г. Вакина, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1976, 12, 5.
7. А. С. Бай, Д. И. Лайнер и др. Окисление титана и его сплавов. М., «Металлургия», 1970.

К ТЕОРИИ РАЗРУШЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ АБЛИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

Е. М. Пузырев, О. Ю. Троицкий
(Томск)

В настоящее время наиболее перспективны теплозащитные системы с разрушающимися покрытиями, которые характеризуются «жертвенным» удалением поверхностного слоя ради защиты более глубоких слоев и собственно аппарата. Типичные представители таких систем — это коксующиеся вещества, к которым относятся модифицированные эпоксидные материалы, материалы на фенольной связке и т. д.

В настоящей работе предполагается следующий механизм разрушения. При высоких температурах происходит термическое разложение (пиролиз) материала [1] с образованием газообразных продуктов и пористого прококсованного слоя. С течением времени t толщина пористого прококсованного слоя h растет, вызывая увеличение перепада давления p фильтрующегося газа. Появляющиеся при этом нормальные напряжения постепенно достигают критической величины и приводят к срыву прококсованного слоя. Затем указанный процесс повторяется. Его частота зависит от условий теплового воздействия на покрытие и вида материала [3, 4] защиты.

С целью выяснения основных закономерностей задачу будем рассматривать в упрощенном виде: исходная структура с плотностью ρ_0 разлагается при постоянной температуре T_s (r — теплота разложения), подвод тепла к фронту разложения осуществляется теплопроводностью по скелету, температура уходящих газов и коксового слоя T одинаковы [2], тепловая нестационарность не оказывает существенного влияния, все характеристики (пористость ε и теплопроводность λ слоя, теплоемкость c и вязкость μ газа) постоянны, газ идеальный. Массовый расход фильтрующегося газа G с плотностью ρ определяется скоростью продвижения фронта разложения или тепловым потоком $q = -\lambda dT/dx$, поступающим к границе фазового перехода $x = h$

$$G = \varepsilon \rho_0 \cdot dh/dt = -\lambda/r \cdot dT/dx|_{x=h}; \quad T(x=h) = T_s$$

или в безразмерном виде при $y = m$

$$-d\theta/dy = dm/d\tau|_{y=m}, \quad \theta(m) = \theta_s, \quad (1)$$

где $\theta = Tc/r$; $m = h/l$; $y = x/l$; $\tau = t\lambda/l^2 c \varepsilon \rho_0$; l — толщина покрытия.

Поток тепла можно определить из уравнения переноса:

$$cG \cdot dT/dx = c\rho_0 \varepsilon \cdot dh/dt \cdot dT/dx = -\lambda \cdot d^2T/dx^2$$

или

$$dm/d\tau \cdot d\theta/dy + d^2\theta/dy^2 = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями, которые зависят от закона теплового воздействия на внешней границе, где закреплено начало координат $x=0$ (координата x направлена в глубь покрытия)

$$T = T_0; \quad -\lambda \cdot dT/dx = q_0; \quad -\lambda \cdot dT/dx = \alpha(T_e - T_0)$$

или при $y=0$

$$\theta = \theta_0; \quad d\theta/dy = -q_0 c l / \lambda r = -k; \quad d\theta/dy = \alpha l / \lambda (\theta_e - \theta_0) = \text{Bi}(\theta_e - \theta_0), \quad (3)$$

где T_0 , q_0 — температура и тепловой поток на поверхности покрытия; $\text{Bi} = \alpha \cdot l / \lambda$ — критерий Био; α — коэффициент теплоотдачи; T_e — температура окружающей среды.

Приведенные здесь условия классифицируются как граничные условия первого — I, второго — II и третьего — III рода соответственно. Решая уравнение (2) с учетом