

Таблица 2

O <sub>2</sub> , %	T*, °C при давлении (атм)		O <sub>2</sub> , %	T*, °C при давлении (атм)	
	1	50		1	50
100	378	290	40	388	311
80	380	296	20	405	326
60	382	302	6	450	450

ние кислорода аргоном приводит к сильному увеличению критической температуры воспламенения (на 160° при разбавлении смеси Ar до 94% и  $p=50$  атм). В отличие от процесса воспламенения циркония в чистом кислороде, для которого характерна яркая вспышка с последующим прекращением горения из-за спекания непрореагировавшего металла, при сильном разбавлении кислорода аргоном светимость торца таблетки во время зажигания уменьшена и, как следствие более низких температур реакции, имеет место достаточно длительное тление образца. При этом образующийся на поверхности слой окисла очень рыхлый, что обусловлено наличием в порах образца большого количества аргона и его интенсивным выходом наружу вследствие температурного расширения при реакции.

Поступила в редакцию  
14/XI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Розенбанд, В. А. Чичев, Л. Ф. Афанасьева. ФГВ, 1976, 12, 1.
2. У. И. Гольдшлегер, Е. А. Макарова, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1977, 13, 2.
3. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1974, 215, 3.
4. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1976, 12, 3.
5. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская, Ю. Е. Володин. Докл. АН СССР, 1972, 206, 4.
6. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2.

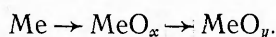
### ВОСПЛАМЕНЕНИЕ МЕТАЛЛОВ СО СЛОЖНЫМ СТРОЕНИЕМ ОКАЛИНЫ

Ю. М. Григорьев, А. А. Саркисян  
(Черноголовка)

Теория воспламенения металлов применительно к термически безградиентным режимам нагрева базируется на совместном рассмотрении уравнений теплового баланса с источниками тепла и кинетического. Вид последнего определяется морфологией и свойствами пленок продуктов реакций, образующихся в процессе реагирования металла с газом. При образовании пористых (рыхлых) пленок выполняется линейный закон окисления, для защитных (компактных) пленок — параболический, кубический и другие. Применительно к первому случаю теория воспламенения металлов сводится к элементарной теории теплового взрыва [1], во втором — развита в [2—6].

В настоящей работе приводится решение задачи о тепловом воспламенении образца металла в газообразном окислителе при наличии паралинейного закона окисления в рамках кинетического механизма Лорье [7]. Паралинейные законы широко реализуются при взаимодействии металлов V—VIII групп периодической системы с кислородом [8, 9] и связаны с эволюцией окисных слоев, входящих в состав окалины. В рамках развиваемого подхода решения [1, 2] вытекают в качестве предельных случаев больших и малых времен тепловой релаксации образца металла, определяемых условиями теплообмена и геометрическими размерами системы.

1. Пусть при взаимодействии металла с газом имеют место следующие последовательные процессы:



Соединение  $\text{MeO}_x$  (промежуточный продукт) образует плотную компактную пленку, прилегающую к металлу (барьерный слой). Скорость ее роста определяется диффузионным транспортом реагентов и описывается параболическим уравнением. При дальнейшем реагировании  $\text{MeO}_x$  с окислителем образуется рыхлая (с нулевым диффузионным сопротивлением для газообразного реагента) пленка конечного продукта  $\text{MeO}_y$ , толщина которой линейно увеличивается со временем. В рамках такого механизма изменение толщины компактной пленки описывается уравнением

$$d\delta/dt = K_1/\delta - K_2/\pi, \quad (1)$$

где  $K_1 = k'_0 \exp(-E_1/RT)$ ,  $K_2 = k''_0 \exp(-E_2/RT)$  — температурные константы скорости роста компактной и пористой пленок;  $\pi$  — коэффициент, учитывающий изменение объема слоя при переходе промежуточного продукта в конечный. В изотермических условиях уравнение (1) приводит к паралинейному закону окисления, для которого параболическое реагирование на начальном периоде ( $\delta \rightarrow 0$ ) асимптотически переходит в линейное, характеризующееся наличием неизменной толщины барьерного слоя ( $\delta = \pi K_1/K_2$ ) и постоянством скорости перемещения границ раздела фаз металл — защитный окисел (равновесный режим окисления). Уравнение (1) в сочетании с уравнением теплового баланса вида

$$c_p \rho_m \frac{d}{2(n+1)} \frac{dT}{dt} = Q_1 \frac{K_1}{\delta} + Q_2 K_2 - \alpha(T - T_0) - \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4), \quad (2)$$

$$t=0, T=T_n, \delta=\delta_0 \quad (3)$$

позволяет описать закономерности воспламенения образца металла правильной геометрической формы в газообразном окислителе для термически безградиентных режимов нагрева. Здесь  $T$  — температура;  $T_0$  — температура нагретого газа;  $T_n$  — начальная температура образца;  $Q_1$  и  $Q_2$  — объемные теплоты образования промежуточного и конечного продуктов;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\delta_0$  — начальная толщина барьерного слоя;  $c_p$ ,  $\rho_m$  — теплоемкость и плотность металла;  $\varepsilon$  — степень черноты;  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $d$  — характерный размер образца;  $n$  — параметр формы ( $n=0, 1, 2$  — соответственно плоскопараллельная, цилиндрическая и сферическая симметрия).

В безразмерной форме система (1)—(3) преобразуется к виду

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{\exp \frac{\theta}{1+\beta\theta}}{z} + \chi \omega \exp \frac{h\theta}{1+\beta\theta} - \frac{\theta}{z} - \varepsilon [(1+\beta\theta)^4 - 1], \quad (4)$$

$$\frac{dz}{d\tau} = \frac{\exp \frac{\theta}{1+\beta\theta}}{z} - \omega \exp \frac{h\theta}{1+\beta\theta}, \quad (5)$$

$$\tau=0, \theta=\theta_n, z=z_0, \quad (6)$$

где

$$\Theta = \frac{E_1}{RT_0^2} (T - T_0); \quad \tau = \left[ \frac{2(n+1)Q_1E_1}{c_p \rho_M d RT_0^2} \right]^2 k_0' \exp(-E_1/RT_0) \cdot t;$$

$$z = \frac{2(n+1)Q_1E_1}{c_p \rho_M RT_0^2} \cdot \frac{\delta}{d}; \quad \varkappa = \frac{2(n+1)Q_1^2 E_1^2 k_0' \exp(-E_1/RT_0)}{\alpha (RT_0^2)^2 c_p \rho_M d};$$

$$\omega = \frac{c_p \rho_M d RT_0^2}{2(n+1)Q_1E_1\pi} \cdot \frac{k_0'' \exp(-E_2/RT_0)}{k_0' \exp(-E_1/RT_0)}; \quad \chi = \frac{Q_2\pi}{Q_1}; \quad h = \frac{E_2}{E_1}; \quad \hat{\tau} = \frac{RT_0}{E_1};$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon \sigma T_0^6 c_p \rho_M d R}{2(n+1)Q_1^2 E_1 k_0' \exp(-E_1/RT_0)}; \quad \Theta_n = \frac{E_1}{RT_0^2} (T_n - T_0);$$

$$z_0 = \frac{2(n+1)Q_1E_1}{c_p \rho_M RT_0^2} \cdot \frac{\delta_0}{d}.$$

Система (4) — (6) в общем случае решалась на ЭВМ. Рассчитывались критические условия и периоды индукции воспламенения в зависимости от параметров задачи.

2. Существование двух последовательно протекающих реакций приводит к специфическим закономерностям реагирования в условиях воспламенения. Наличие реакции перехода промежуточного продукта в конечный приводит к появлению в уравнении теплового баланса дополнительного источника тепла и к кинетическому ускорению роста пленки промежуточного продукта вследствие уменьшения ее толщины и связанному с этим увеличению скорости тепловыделения. Последний фактор является основным, поэтому в условиях воспламенения в зависимости от соотношения между характерными временами протекающих процессов могут реализовываться два предельных режима. Если  $\tau_y$  — характерное время установления равновесного режима окисления в изотермических условиях, а  $\tau_p$  — время тепловой релаксации образца, то для случая  $\tau_y \gg \tau_p$  при расчете тепловых режимов нагрева можно пренебречь реакцией промежуточного продукта в конечный и в соответствии с этим кинетику тепловыделения описывать уравнениями параболического типа. При  $\tau_y \ll \tau_p$  будет иметь место квазиравновесный режим процесса, характеризующийся установлением для каждого мгновенного значения температуры равенства скоростей образования промежуточного продукта и его перехода в конечный (в (5) можно положить производную  $dz/d\tau = 0$  и соответственно этому скорость тепловыделения в неизотермических условиях полагать зависящей только от температуры). Для сравнимых значений  $\tau_y$  и  $\tau_p$  осуществляются промежуточные случаи. Величина  $\tau_y$  определяется чисто кинетическими факторами, а  $\tau_p$  связана с геометрическими размерами системы и условиями теплообмена на поверхности образца. Поэтому при изменении последних кинетика реакций в условиях воспламенения может определяться как диффузией компонентов через защитную пленку продукта (малые размеры), так и гетерогенной реакцией на внешней поверхности защитной пленки (большие размеры). Это необходимо учитывать при постановке экспериментальных исследований, направленных на проверку теоретических моделей и нахождение кинетических параметров из опытов по воспламенению.

3. Величину предела воспламенения удобно характеризовать значением параметра  $\varkappa = \varkappa_{кр}$ , который определяет связь между размерными величинами в критических условиях. Из (4) — (6) следует

$$\varkappa_{кр} = \varkappa_{кр}(\omega, h, \chi, z_0, \Theta_n, \beta, \varepsilon). \quad (7)$$

Задача расчета состоит в нахождении этой функциональной зависимости. Влияние параметров  $\Theta_n, \beta, z_0, \varepsilon$  на критические условия подробно

проанализировано в [2, 3, 5] и в дальнейшем обсуждаться не будет. Здесь в отличие от ранее рассмотренных задач в теории воспламенения металлов появляются три дополнительных параметра:  $\omega$ ,  $\chi$ ,  $h$ . Специфика поставленной задачи характеризуется величиной  $\omega$ . При  $\omega \rightarrow 0$  система (4) — (6) становится эквивалентной [2]. В этом случае при  $\beta = z_0 = \varepsilon = 0$  и  $\Theta_n < -1$  численными расчетами найдено [2, 5]

$$\kappa_{кр} = 2,34. \quad (8)$$

При  $\omega \rightarrow \infty$  будет иметь место равновесный режим (в (5)  $dz/d\tau = 0$ ), в результате чего из (4) методом [1] можно получить

$$\kappa_{кр} = \kappa_* = [eh\omega(1+\chi)]^{-1}, \quad \Theta_{кр} = h^{-1}, \quad z_{кр} = \omega^{-1} \exp \frac{1-h}{h}. \quad (9)$$

При произвольном значении определяющих параметров значение  $\kappa_{кр}$  находилось численным интегрированием исходной системы. На рис. 1 приведена зависимость  $\kappa_{кр}$  как функция комплекса  $h\omega(1+\chi)$ . Видно, что наличие реакции перехода промежуточного продукта в конечный приводит к снижению предела воспламенения. Для расчета величины предела подобраны интерполяционные формулы

$$\kappa_{кр} = \kappa_* [1 - \exp(-11,62\omega - 0,21)], \quad h > 0,5, \quad (10)$$

$$\kappa_{кр} = \kappa_* \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2,965 h^{0,66}}{\kappa_*}\right) \right], \quad h < 0,5. \quad (11)$$

Сопоставление результатов расчетов на ЭВМ и по формулам (4), (5) дано в таблице.

На основе полученных результатов представляет интерес проанализировать связь между размерными величинами в критических условиях. При  $\omega \rightarrow 0$  из (8) следует

$$\frac{\exp(-E_1/RT_{0кр})}{T_{0кр}^4} = 2,34 \frac{c_p \rho_m R^2 \alpha d}{2(n+1) Q_1^2 E_1^2 k_0}. \quad (12)$$

Здесь критическая температура  $T_{0кр}$  зависит только от кинетических констант и теплового эффекта реакции образования промежуточного продукта. Влияние геометрической формы образца и его размера отражается через параметр формы  $n$  и коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ . Применительно к воспламенению мелких сферических частиц в нагретом газе ( $\alpha = 2\lambda_r/d$ , где  $\lambda_r$  — коэффициент теплопроводности газа),  $T_{0кр}$  не зависит от размера частиц.

Расчет  $\kappa_{кр}$  при  $\theta_n = -5$ ,  $\beta = 0,05$ ,  
 $z_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon = 0$

$\omega$	$h$	$\chi$	$h\omega(1+\chi)$	$\kappa_*$	$\kappa_{кр}$		$\Delta, \%$
					ЭВМ	формулы (10), (11)	
0,8	0,15	2,0	0,36	1,07	0,644	0,586	9
1,2	0,15	2,0	0,54	<b>0,715</b>	0,496	0,496	0
0,05	2,0	2,0	0,3	1,29	0,738	0,710	4
0,2	5,0	0,5	1,5	0,246	0,216	0,224	4
4,0	0,05	2,0	0,6	0,644	0,270	0,304	10
0,2	5,0	1,5	2,5	0,147	0,128	0,135	6
10,0	0,1	0,5	1,5	0,245	0,216	0,228	6
0,025	1,0	3,0	0,1	3,68	1,53	1,45	5

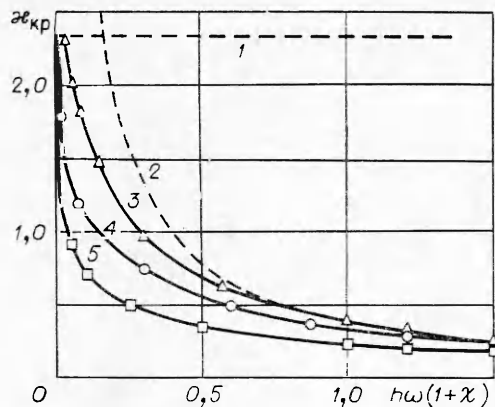


Рис. 1. Расчет на ЭВМ пределов воспламенения при  $\Theta_n = -5$ ,  $z_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\epsilon = 0$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $\chi = 2$ .  
 1 —  $\kappa_{кр} = 2,34$ ; 2 — расчет по формуле (9); 3 —  $h = 0,5$ ,  $\omega = \text{var}$ ; 4 —  $h = 2$ ,  $\omega = \text{var}$ ; 5 —  $h = 5$ ,  $\omega = \text{var}$ .

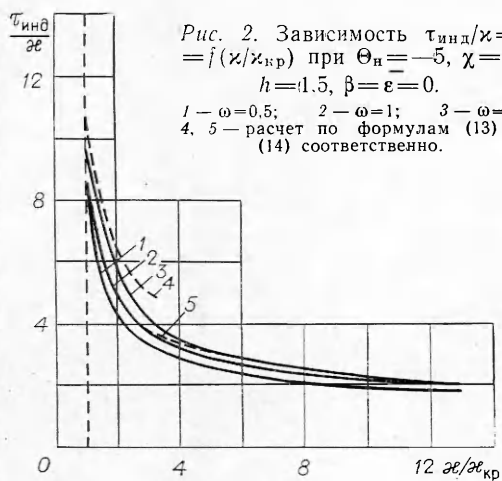


Рис. 2. Зависимость  $\tau_{инд}/\kappa = f(\kappa/\kappa_{кр})$  при  $\Theta_n = -5$ ,  $\chi = 2$ ,  $h = 1,5$ ,  $\beta = \epsilon = 0$ .  
 1 —  $\omega = 0,5$ ; 2 —  $\omega = 1$ ; 3 —  $\omega = 5$ ; 4, 5 — расчет по формулам (13) и (14) соответственно.

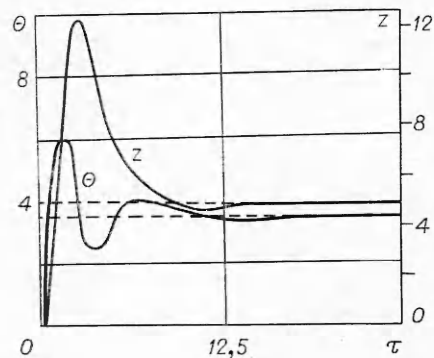


Рис. 3. Характер изменения  $\Theta(\tau)$  и  $z(\tau)$  в процессе выхода на стационарный режим под пределом воспламенения ( $\kappa/\kappa_{кр} = 0,968$ ) при  $\Theta_n = -5$ ,  $\beta = 0,05$ ,  $\epsilon = 0$ ,  $z_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\chi = 2$ ,  $\omega = 3$ ,  $h = 0,1$ .

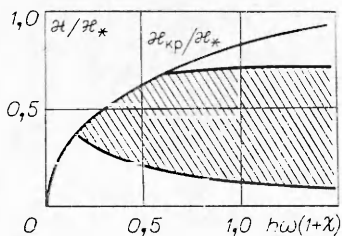


Рис. 4. Область существования термокинетических колебаний при  $h = 0,1$ ,  $\chi = 2$ ,  $\omega = \text{var}$ .

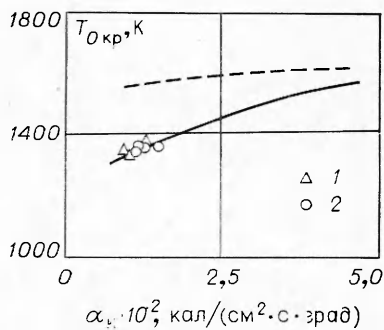


Рис. 5. Результаты сопоставления расчетов  $T_{0кр}$  с экспериментом. — —  $T_{0кр}(\alpha_k)$  из решения системы (4) — (6); - - - - то же в пренебрежении реакцией перехода защитной пленки в незащитную для нитей диаметром 100 мкм; точки — экспериментальные значения  $T_{0кр}$  (1 —  $d = 125$  мкм, 2 —  $d = 100$  мкм).

При  $\omega \rightarrow \infty$  из (9) имеем

$$\frac{\exp(-E_2/RT_{0\text{кр}})}{T_{0\text{кр}}^2} = \frac{1}{e} \frac{\alpha R}{E_2(Q_1 + Q_2\pi)k_0'}$$

В этом случае  $T_{0\text{кр}}$  определяется кинетическими константами реакции перехода промежуточного продукта в конечный и результирующим тепловым эффектом. Роль геометрической формы сводится к ее влиянию на коэффициент  $\alpha$ . Для сферической симметрии с ростом размера частиц  $T_{0\text{кр}}$  уменьшается. Для промежуточных режимов величина  $T_{\text{с кр}}$  зависит от констант обеих реакций и может быть уточнена с использованием соотношений (10), (11).

4. При квазиравновесном кинетическом режиме в неизотермических условиях можно получить соотношения для расчета периодов индукции воспламенения. Способ приближенного решения системы (1) — (3) основан на разделении протекающего предвзрывного процесса на стадии, который ранее был применен в нестационарной теории теплового взрыва [10].

При наличии стадии прогрева ( $T_n < T_0$ ) в качестве масштабной целесообразно принять температуру перегиба  $T_*$  на кривой  $T(t)$ , которая определяется из условия

$$\frac{(Q_1 + Q_2\pi)k_0'E_2 \exp(-E_2/RT_*)}{\pi\alpha RT_*^2} = 1.$$

Введением безразмерных переменных  $\Theta' = \frac{E_2}{RT_*^2}(T - T_*)$  и  $\tau' = \frac{2(n+1)E_2k_0''(Q_1 + Q_2\pi) \exp(-E_2/RT_*)}{c_p\rho_m dRT_*^2} \cdot t$  система (1) — (3) преобразуется к ранее полученной в [10], из решения которой следует

$$\tau'_{\text{инд}} = \ln(\Theta'_0 - \Theta'_n) + \frac{\ln(1 + \Theta'_0)}{\exp \Theta'_0 - 1} + \frac{\pi}{\sqrt{2(1 + \Theta'_0)}} + \frac{1 + (\Theta'_0 - 1) \exp \Theta'_0}{(1 + \Theta'_0)(1 - \exp \Theta'_0)}, \quad -1 < \Theta'_0 < 0, \quad (13)$$

$$\tau'_{\text{инд}} = \ln \frac{\Theta'_0 - \Theta'_n}{1 + \Theta'_n} + \frac{2 + \ln(1 + \Theta'_0)}{1 + \Theta'_0}, \quad \Theta'_0 > 0, \quad (14)$$

где  $\Theta'_0 = \frac{E_2}{RT_*^2}(T_* - T_0)$ ;  $\Theta'_n = \frac{E_2}{RT_*^2}(T_n - T_*)$ . Формулы (13), (14) могут быть преобразованы к используемым в данной работе безразмерным переменным на основе соотношений

$$\tau' = \tau/\kappa, \quad \Theta'_0 = -h\Theta_*/(1 + \beta\Theta_*)^2, \quad \Theta'_n = h(\Theta_n - \Theta_*),$$

где  $\Theta_*$  находится из условия

$$\frac{\omega h(1 + \gamma) \exp \frac{h\Theta_*}{1 + \beta\Theta_*}}{(1 + \beta\Theta_*)^2} = \frac{1}{\kappa}. \quad (15)$$

На рис. 2 расчет по формулам (13), (14) сопоставлен с результатами численного интегрирования системы (4) — (6).

5. Рассмотрим далее особенности нагрева под пределом воспламенения ( $\kappa < \kappa_{\text{кр}}$ ). Здесь в соответствии с системой (4) — (6) нагрев образца заканчивается установлением стационарного режима, характеризующегося постоянством величин разогрева системы  $\Theta_{\text{ст}}$  и толщины

защитной пленки  $z_{ст}$ . При наличии кинетического уравнения параболического типа под пределом воспламенения стационарные режимы отсутствуют. Значения  $\Theta_{ст}$  и  $z_{ст}$  определяются условиями ( $\beta=0$ ):

$$\Theta_{ст} \exp(-h\Theta_{ст}) = \kappa\omega(1+\chi), \quad (16)$$

$$z_{ст} = \omega^{-1} \exp[(1-h)\Theta_{ст}]. \quad (17)$$

Анализ системы (4)–(6) совместно с уравнениями (16), (17) приводит к выводу о возможности возникновения под пределом воспламенения затухающих термокинетических колебаний в процессе установления стационарного состояния. Характер изменения величин  $\Theta(\tau)$  и  $z(\tau)$  для этого случая, найденных из решения системы (4)–(6), иллюстрируется рис. 3.

Действительно, при малом отклонении системы от стационарного состояния ( $x = \Theta - \Theta_{ст}$ ,  $y = z - z_{ст}$ ) на основе метода Ляпунова для величин  $x(\tau)$  и  $y(\tau)$  можно записать

$$x = c_1 \exp(\lambda_1 \tau) + c_2 \exp(\lambda_2 \tau),$$

$$y = c_3 \exp(\lambda_1 \tau) + c_4 \exp(\lambda_2 \tau),$$

где  $\lambda_{1,2}$  находятся из условия

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left( \Phi'_\Theta + \Psi'_z \pm \sqrt{(\Phi'_\Theta - \Psi'_z)^2 + 4\Phi'_z \Psi'_\Theta} \right). \quad (18)$$

Здесь (см. (4), (5))  $\Phi = d\Theta/d\tau$ ,  $\Psi = dz/d\tau$ . Величина  $\Delta = (\Phi'_\Theta - \Psi'_z)^2 + 4\Phi'_z \Psi'_\Theta$  и знак выражения  $(\Phi'_\Theta + \Psi'_z)$  определяют тип особой точки. Численные расчеты  $\Delta$  и действительной части корней уравнения (18) показали, что в определенной области параметров выполняются условия

$$\Delta < 0 \quad \text{и} \quad \Phi'_\Theta + \Psi'_z < 0,$$

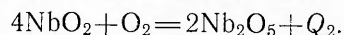
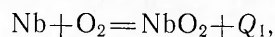
т. е. реализуется особая точка типа устойчивого фокуса (затухающие колебания). Необходимым условием существования фокуса является

$$\Phi'_z \Psi'_\Theta < 0,$$

что эквивалентно условию  $h = E_2/E_1 < 1$ . Из (16), (17) при этом условии вытекает, что с ростом температуры равновесная толщина защитной пленки увеличивается, и соответственно этому в процессе разогрева вещества реализуется отрицательная обратная связь между скоростью образования защитного окисла и его толщиной. При  $h > 1$  значение  $z_{ст}$  с ростом температуры уменьшается, т. е. имеет место положительная обратная связь.

Область существования затухающих термокинетических колебаний ограничена критическими условиями воспламенения и иллюстрируется в параметрической плоскости рис. 4 (заштрихована).

6. Для проверки развитых представлений интересно провести сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными. С этой целью проведено экспериментальное изучение критических условий воспламенения ниобия в кислороде. Кинетический механизм окисления Nb в изотермических условиях описывается схемой [9]



Первая реакция приводит к образованию защитного окисла  $\text{NbO}_2$ , вторая — незащитного окисла  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ . Кинетика роста защитного слоя описывается уравнением [9]

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{6,59 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{86500}{RT}\right)}{\delta} - 4,35 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{14500}{RT}\right) \text{ см/с}. \quad (19)$$

Эксперименты проводились по электротермографическому методу [11]. В опытах нити Nb программированно нагревались электрическим током в потоке кислорода при атмосферном давлении. Условия нагрева соответствовали постоянству (во времени) электрической мощности  $P$ , выделяемой на нити. Подобные условия моделируют условия воспламенения образца металла правильной геометрической формы, находящегося в нагретом газе [11]. Определялось значение электрической мощности  $P_*$ , разделяющей режимы «медленного» окисления и воспламенения, с использованием которой рассчитывалась эквивалентная температура нагретого газа  $T_{0\text{кр}}$ . Значения  $T_{0\text{кр}}$  находились из соотношения

$$T_{0\text{кр}} = T_{\text{н}} + P_*/(\alpha_{\text{к}} + \alpha_{\text{л}}), \quad (20)$$

где  $\alpha_{\text{к}} = \lambda_{\text{г}}/d \cdot (0,44 + 0,66\text{Pr}^{0,35}\text{Re}^{0,5})$  — коэффициент конвективной теплоотдачи от нити [12];  $\alpha_{\text{л}} = \varepsilon\sigma T_{0\text{кр}}^3 \left[ 1 + \frac{T_{\text{н}}}{T_{0\text{кр}}} + \left(\frac{T_{\text{н}}}{T_{0\text{кр}}}\right)^2 + \left(\frac{T_{\text{н}}}{T_{0\text{кр}}}\right)^3 \right]$  — коэффициент лучистой теплоотдачи;  $\text{Pr}$ ,  $\text{Re}$  — критерии Прандтля и Рейнольдса.

Экспериментально найденные значения  $P_*$  для нитей различного диаметра и скоростей потока кислорода приведены ниже:

$d$ , мкм	$v$ , см/с	$P_*$ , кал/(см <sup>2</sup> ·с)	$d$ , мкм	$v$ , см/с	$P_*$ , кал/(см <sup>2</sup> ·с)
100	13	14,6	125	25	14,8
	25	16,7		42	15,4
	42	17,9		77	17,5
	76	20,2			

Вычисленные значения  $T_{0\text{кр}}$ , как функция  $\alpha_{\text{к}}$ , построены на рис. 5. В расчетах принималось:  $Q_1 = 8,93$  кал/см<sup>3</sup>,  $Q_2 = 1,32$  кал/см<sup>3</sup>,  $\pi = 1,38$ ,  $\rho_{\text{м}} = 8,66$  г/см<sup>3</sup>,  $c_{\text{р}} = 0,0745$  кал/(г·град),  $\varepsilon = 0,9$  и кинетические константы уравнения (19). Из приведенных данных следует, что в экспериментах реализуется равновесный кинетический режим (критические условия определяются гетерогенной реакцией взаимодействия  $\text{NbO}_2$  с  $\text{O}_2$ , приводящей к линейному закону окисления) и имеет хорошее соответствие опытных и расчетных величин.

Авторы признательны А. И. Вольперту и А. Г. Мержанову за обсуждение работы, а также В. П. Филипенко за проведение расчетов на ЭВМ.

Поступила в редакцию  
5/X 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. Л., Госхимтехиздат, 1934; Усп. физ. наук, 1940, 23, 3, 251.
2. Б. И. Хайкин, В. Н.Bloшенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
3. В. Н. Bloшенко, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1975, 11, 5, 738.
4. А. П. Алдушин, В. П. Bloшенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4, 489.
5. Ю. М. Григорьев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 2, 191.
6. С. Л. Харатян, З. Г. Вакина, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1976, 12, 5, 692.
7. I. Lorigers. Compt. rend., 1949, 229, 547.
8. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. Пер. с англ. М., «Мир», 1969.
9. Ю. М. Григорьев, А. А. Саркисян. ФГВ, 1978, 14, 6.
10. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1967, 3, 3, 371.
11. А. Г. Мержанов, Ю. А. Гальченко и др.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
12. Ю. А. Гальченко, Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 1, 115.