

ния определяется не максимальной температурой горения. Если бы она определялась максимальной температурой, то добавление к перхлорату горючего, повышающего температуру горения, приводило бы к росту скорости горения. Однако это во многих случаях не так. При прочих равных условиях определяющее влияние на скорость горения могут оказывать или физические свойства добавки, например ее способность переходить в жидкое состояние, как это было показано ранее [15], или ее химические свойства, в частности, как это показано в настоящей работе, способность связывать активные промежуточные продукты горения. В случае горения перхлората аммония таковыми являются хлорная кислота и продукты ее распада, а также активные промежуточные продукты окисления аммиака, в частности, различные окислы азота.

Поступила в редакцию  
8/X 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Глазкова, П. П. Попова. Докл. АН СССР, 1967, 177, 6, 1341.
2. J. B. Levy, R. Friedman. VIII-th Symposium (International) on Combustion. Williams and Wilkins, 1962, p. 663.
3. G. K. Adams, W. G. Parker, G. H. Wolfhard. Disc. Faraday Soc., 1953, 14, 97.
4. C. H. Bamford. Trans. Faraday Soc., 1939, 35, 568.
5. А. П. Глазкова. ФГВ, 1968, 4, 3, 314.
6. А. Р. Глазкова. Combustion and Flame, 1969, 13, 1, 55.
7. А. П. Глазкова, И. А. Терешкин. ЖФХ, 1961, 35, 7, 1622.
8. А. П. Глазкова. ПМТФ, 1963, 5, 121.
9. J. Combureau, R. Moreau, G. Moreau. C. r. Acad. Sc. Paris, 1969, serie c. 269, 948.
10. E. S. Sutton. E. J. Papanovsky, S. F. Sarnet. J. of Spacecraft and Rockets, 1967, 4, 11, 1543.
11. А. П. Глазкова, Э. Г. Розанцев и др. ФГВ, 1970, 6, 4, 584.
12. А. П. Глазкова, В. К. Боболев. Докл. АН СССР, 1971, 197, 4, 147.
13. В. А. Коробан. Канд. дисс. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М., 1968.
14. А. Р. Глазкова. Explosivstoffe, 1970, 4, 89.
15. А. П. Глазкова. ЖФХ, 1963, 37, 5, 1119.

УДК 566.468+532.5

### О ВОСПЛАМЕНЕНИИ БЛОКА И ПЛАСТИНЫ МЕТАЛЛА В ОКИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

*В. И. Розенбанд*  
(Москва)

Рассматривается задача о воспламенении блока или пластины металла, нагретого до температуры  $T_0$  и помещенного в среду газообразного окислителя, имеющего ту же температуру, при различном кинетическом законе окисления металла.

#### 1. Воспламенение блока металла

Имеются две полубесконечные среды: металл ( $x > 0$ ) и газ ( $x < 0$ ), на границе раздела которых идет гетерогенная экзотермическая окисли-

тельная реакция. Система уравнений, описывающих этот процесс, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} \quad (x < 0), \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = a_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} \quad (x > 0), \quad (1.2)$$

$$T_1(-\infty, t) = T_2(+\infty, t) = T_0, \quad (1.3)$$

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0.$$

При  $x=0$

$$T_1(t) = T_2(t) = T_s(t), \quad (1.4)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = Q \cdot \rho_{\text{ок}} \frac{d\delta}{dt}, \quad (1.5)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{k_0 e^{-E/RT_s}}{\delta^n}, \quad (1.6)$$

$$\delta|_{t=0} = \delta_n.$$

Здесь  $T$  — температура,  $a$  — коэффициент температуропроводности,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $Q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы окисла,  $\rho_{\text{ок}}$  — плотность окисла,  $k_0$  — предэкспонент,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $E$  — энергия активации реакции окисления,  $\delta$  — толщина окисной пленки,  $\delta_n$  — начальная толщина окисной пленки,  $x$  — координата,  $t$  — время, 1 — индекс газа, 2 — индекс металла,  $s$  — индекс поверхности.

Уравнения (1.1) и (1.2) — уравнения теплопроводности в газе и металле, (1.4) и (1.5) — условия сшивки на поверхности, (1.6) — соответствующий кинетический закон окисления. Показатель  $n$  определяет зависимость скорости окисления от толщины окисной пленки. При  $n=0$  закон окисления линейный, при  $n=1$  — параболический.

При решении задачи сделаем следующие предположения:

1) окислитель расходуется только на образование окисной пленки, не образуя твердого раствора в металле;

2) соответствующий кинетический закон окисления устанавливается, как только блок металла приведен в контакт с газообразным окислителем;

3) в тепловом смысле влияние окисной пленки несущественно, т. е. пленка обладает нулевой теплоемкостью, не забирая на себя тепло, что справедливо на начальной стадии процесса при малых толщинах пленки;

4) диффузия окислителя в металл определяется только окисной пленкой, поэтому градиент концентрации в газе отсутствует.

Сводя задачу от сопряженной к краевой, с учетом того, что при одинаковых температурах  $(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x})_{x=0} = -k_e (\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x})_{x=0}$  [1], где  $k_e = [(\lambda \rho c)_1 / (\lambda \rho c)_2]^{1/2}$  есть отношение тепловых активностей газа и металла и, переходя к безразмерным переменным, получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \xi^2}; \quad (1.7)$$

при  $\xi=0$

$$-\frac{\partial \theta_2}{\partial \xi} = \frac{e^{\frac{\theta_s}{1+\beta\theta_s}}}{(\eta+1)^n}, \quad (1.8)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \gamma \frac{e^{\frac{\theta_s}{1+\beta\theta_s}}}{(\eta+1)^n}; \quad (1.9)$$

при  $\tau=0$

$$\begin{aligned} \theta_2 &= \eta = 0, \\ \theta_2 &= (\infty, \tau) = 0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

где  $\theta_2$  — безразмерная температура в блоке,  $\theta_2 = \frac{E}{RT_0^2} (T_2 - T_0)$ ;  $\tau = \frac{t}{t_0}$  —

безразмерное время;  $t_0 = \frac{r_0^2}{a_2}$  — масштаб времени;  $\xi = \frac{x}{r_0}$  — безразмерная

координата;  $r_0 = \frac{(1+k_e)\lambda_2 RT_0^2 \sigma_H^n e^{E/RT_0}}{Qk_0 E \cdot \rho_{ок}}$  — масштабный размер;

$\eta = \frac{\delta - \delta_H}{\delta_H}$  — относительная толщина окисной пленки;  $\beta = \frac{RT_0}{E}$ ;

$$\gamma = \frac{R^2 T_0^4 (1+k_e)^2 \cdot (\lambda \rho c)_2 \delta_H^{(n-1)} e^{E/RT_0}}{E^2 \cdot Q^2 \cdot \rho_{ок}^2 \cdot k_0}.$$

Решение системы уравнений (1.7) — (1.10) будем проводить интегральным методом, успешное применение которого к нелинейным задачам нестационарной теплопроводности показано в работах [2—5]. Для этого аппроксимируем температурный профиль в металле параболой  $m$ -й степени вида:

$$\theta_2(\xi, \tau) = \theta_s \left(1 - \frac{\xi \tau}{\xi_0}\right)^m, \quad (1.11)$$

где  $\xi_0$  — некоторая условная, зависящая от времени, толщина прогретого слоя, связь которой с величинами  $\theta_s$  и  $\eta$  определяется из условия (1.8). Интегральное уравнение теплового баланса при этом имеет следующий вид

$$\frac{d}{d\tau} \left[ \frac{m}{(m+1)} \cdot \frac{\theta_s^2 (\eta+1)^n}{e^{(1+\beta\theta_s)}} \right] = \frac{1}{\gamma} \frac{d\eta}{d\tau} = \frac{e^{\frac{\theta_s}{(1+\beta\theta_s)}}}{(\eta+1)^n}. \quad (1.12)$$

**Линейный закон окисления ( $n=0$ )** соответствует случаю, когда окисная пленка не обладает защитными свойствами. Этот закон формально совпадает с кинетическим законом гетерогенной реакции нулевого порядка по окислителю. В такой постановке эта задача была решена методом интегральных соотношений в работе [4]. Было получено, что связь температуры поверхности  $\theta_s$  со временем определяется соотношением (считая  $\beta=0$ )

$$\tau = \frac{m}{m+1} \cdot \frac{(1+k_e)^2}{2k_e^2} \left[ \frac{1}{2} - \frac{(1+2\theta_s)}{2} e^{-2\theta_s} + \theta_s^2 e^{-2\theta_s} \right], \quad (1.13)$$

а безразмерное время задержки зажигания

$$\tau_* = \frac{m(1+k_e)^2}{4(m+1)k_e^2}. \quad (1.14)$$

При этом всегда имеет место воспламенение и невозможно существование стационарного теплового режима. Аналогичный результат был получен в работе [6] при рассмотрении теплового взрыва вещества с плоской геометрией при наличии кондуктивного теплообмена во внутренней и внешней областях и объемной экзотермической химической реакцией нулевого порядка в веществе.

**Параболический закон окисления ( $n=1$ ).** Интегрируя уравнение (1.12) по  $\tau$ , можно установить связь между безразмерными температу-

рой поверхности  $\theta_s$  и относительной толщиной окисной пленки  $\eta$  (при  $\beta=0$ )

$$\eta = \frac{m\theta_s^2 \gamma}{(m+1) \left( e^{\theta_s} - \frac{\gamma m}{m+1} \theta_s^2 \right)} \quad (1.15)$$

Тогда безразмерная скорость тепловыделения поверхностной реакции окисления

$$f(\theta_s) = \frac{e^{\theta_s}}{(\eta+1)} = e^{\theta_s} - \frac{m}{m+1} \gamma \theta_s^2 \quad (1.16)$$

При дальнейшем рассмотрении будем считать  $\frac{m}{m+1} \approx 1$ , что оправдано для случая поверхностной экзотермической реакции, когда вследствие экспоненциального роста скорости тепловыделения от температуры следует ожидать достаточно крутых температурных градиентов в теле.

Интегрируя (1.12) с учетом (1.16), получаем уравнение, определяющее зависимость  $\theta_s(\tau)$

$$\tau = \frac{\theta_s^2}{2[e^{\theta_s} - \gamma \theta_s^2]^2} + \int_0^{\theta_s} \frac{\theta_s d\theta_s}{[e^{\theta_s} - \gamma \theta_s^2]^2} \quad (1.17)$$

Из (1.17) следует, что возможны два режима протекания процесса окисления. При  $\gamma < \gamma_*$   $e^{\theta_s}$  всегда больше  $\gamma \theta_s^2$ , интеграл сходится и всегда имеет место воспламенение металла<sup>1</sup>. При  $\gamma \geq \gamma_*$  температура поверхности не может стать больше некоторой температуры  $\theta_{s, \max}$ , определяемой из условия  $f(\theta_s) = 0$ , и это значение температуры достигается при  $\tau \rightarrow \infty$ .

Таким образом, значение  $\gamma = \gamma_*$  определяет критические условия воспламенения; при  $\gamma < \gamma_*$  имеет место воспламенение, а при  $\gamma \geq \gamma_*$  — стационарный режим. Определяя  $\gamma_*$  из условия касания кривых  $e^{\theta_s}$  и  $\gamma \theta_s^2$ , получаем  $\gamma_* = 1,847$ .

На рис. 1 и 2 показана зависимость  $\theta_s$ ,  $\eta$  и  $f(\theta_s)$  от  $\tau$ , полученная из уравнений (1.15)—(1.17), где интеграл в (1.17) вычислялся разложением в ряд по параметру  $\frac{\gamma \theta_s^2}{e^{\theta_s}}$ . На рис. 3 показана полученная в докритической области зависимость  $\theta_{s, \max}$  от  $\gamma$ .

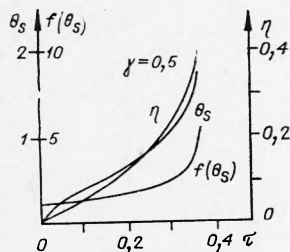


Рис. 1. Зависимости  $\theta_s$ ,  $\eta$ ,  $f(\theta_s)$  от  $\tau$  в надкритической области.

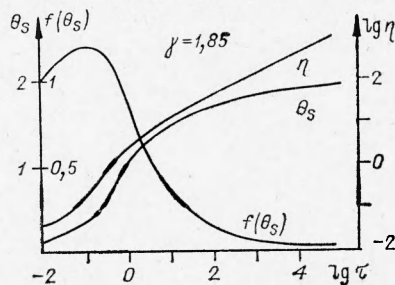


Рис. 2. Зависимости  $\theta_s$ ,  $\eta$ ,  $f(\theta_s)$  от  $\tau$  в докритической области.

<sup>1</sup> Под воспламенением, как обычно, подразумевается срыв теплового равновесия, приводящий к самоускоряющемуся росту температуры.

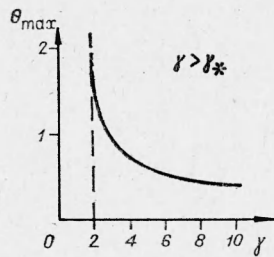


Рис. 3. Зависимость  $\theta_{smax}$  от  $\gamma$  в докритической области.

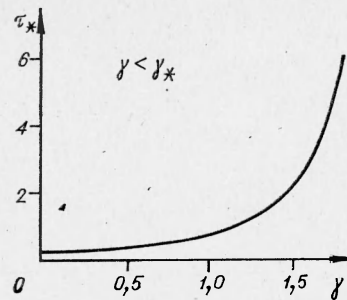


Рис. 4. Зависимость безразмерного времени задержки воспламенения  $\tau_*$  от  $\gamma$ .

Время задержки воспламенения  $\tau_*$  рассчитывается из уравнения (1.17) при стремлении верхнего предела интегрирования к бесконечности. Разлагая подынтегральное выражение в ряд по параметру  $\frac{\gamma\theta_s^2}{e^s} < 1$ , можно получить, что

$$\tau_* = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{\gamma^v \cdot v!(2v+1)!}{(v+2)^{2v+2}}. \quad (1.18)$$

Кроме того, этот интеграл можно приближенно вычислить вариационным методом, подобно тому, как это было сделано в работе [7] при решении некоторых задач теплового взрыва. Так как подынтегральная весовая функция позволяет использовать полиномы Лягерра для вычисления интеграла с наивысшей степенью точности, то, ограничиваясь только двумя узлами, можно получить

$$\int_0^{\infty} \theta_s e^{-\theta_s} \left[ \frac{1}{e^{\theta_s} \left(1 - \frac{\gamma\theta_s^2}{e^s}\right)^2} \right] d\theta_s = \int_0^{\infty} \theta_s e^{-\theta_s} \varphi(\theta_s) d\theta_s =$$

$$= A_1 \varphi(\theta_1) + A_2 \varphi(\theta_2), \quad (1.19)$$

где

$$A_1 = \frac{3 + \sqrt{3}}{6}, \quad A_2 = \frac{3 - \sqrt{3}}{6},$$

$$\theta_1 = 3 - \sqrt{3}, \quad \theta_2 = 3 + \sqrt{3}.$$

Вычисленная таким образом в надкритической области зависимость  $\tau_*(\gamma)$  представлена на рис. 4.

Критическое значение параметра  $\gamma_*$  позволяет определить критическую начальную температуру воспламенения  $T_{0*}$ , т. е. наименьшую начальную температуру блока и окружающего газа, при которой происходит воспламенение металла, из условия

$$T_{0*}^4 e^{E/RT_{0*}} = \frac{\gamma_* E^2 Q^2 \rho_{ок}^2 k_0}{R^2 (1 + k_e)^2 (\lambda \rho c)_2}. \quad (1.20)$$

Влияние теплофизических свойств внешней среды на критические условия воспламенения определяется величиной  $(1 + k_e)$ , причем, чем больше  $k_e$ , тем интенсивнее внешний теплоотвод, тем больше при данном значении  $T_0$  величина  $\gamma$  и тем более затруднительно воспламенение. Однако надо отметить, что для системы газ — металл величина  $k_e \ll 1$ .

Из уравнения (1.20) видно, что критические условия воспламенения при параболическом законе окисления не зависят от начальной толщины окисной пленки  $\delta_n$ . Проведенные путем решения трансцендентного уравнения (1.20) расчеты критических температур воспламенения  $T_{0*}$



для широкого класса металлов, по известным из литературы кинетическим законам окисления, показывают, однако, что либо это уравнение ввиду ограниченности функции  $T_0^4 \cdot e^{E/RT_0}$  вообще не имеет реальных корней, либо полученные значения  $T_0$  столь велики, что лежат за пределами температурного диапазона, в котором справедливы приведенные кинетические законы. На основании этого можно сделать вывод о том, что воспламенение полубесконечного блока металла при параболическом и кинетическом законах окисления является маловероятным, и процесс окисления всегда протекает в докритической области.

## 2. Воспламенение пластины металла

Будем рассматривать процесс воспламенения пластины металла толщиной  $d$  при начальной температуре  $T_0$ , на одной поверхности которой идет поверхностная экзотермическая реакция окисления с окружающим газообразным окислителем, имеющим ту же начальную температуру, а другая поверхность теплоизолирована. Распределением температуры в металле будем пренебрегать, что справедливо для достаточно тонкой пластины ввиду большой величины коэффициента теплопроводности металла.

В таком случае процесс будет описываться следующей системой уравнений в безразмерном виде

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} \quad (2.1)$$

при  $\xi=0$

$$-\frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = \frac{e^{\theta_s}}{(\eta+1)} - \mu \frac{d\theta_s}{d\tau}, \quad (2.2)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \gamma' \frac{e^{\theta_s}}{(\eta+1)}, \quad (2.3)$$

при  $\tau=0$

$$\theta_1 = \eta = 0, \quad (2.4)$$

$$\theta_1(-\infty, \tau) = 0.$$

Здесь  $\theta_1$  — безразмерная температура в газе,  $\tau = \frac{t}{t_0}$ , где  $t_0 = \frac{(r_0')^2}{a_1}$  — масштаб времени,  $\xi = \frac{x}{r_0}$ ,  $r_0' = \frac{\delta_n \cdot R \cdot T_0^2 \lambda_1 e^{E/RT_0}}{E \cdot Q \cdot \rho_{ок} \cdot k_0}$ ,  $\gamma' = \frac{(\lambda \rho c)_1 \cdot R^2 \cdot T_0^4 \cdot e^{E/RT_0}}{E^2 \cdot Q^2 \cdot \rho_{ок}^2 \cdot k_0}$ ,

$$\mu = \frac{d \cdot \rho_{ок} (\rho c)_2 \cdot E \cdot Q \cdot k_0 \cdot e^{-E/RT_0}}{(\lambda \rho c)_1 \cdot RT_0^2 \cdot \delta_n}.$$

В работе [8] с помощью ЭВМ исследовалось воспламенение сферической частицы металла в среде газообразного окислителя. Помимо геометрии, отличие постановки задачи в работе [8] от данной заключается в том, что в ней пренебрегали тепловой нестационарностью, считая теплоотвод во внешнюю среду установившимся (значение критерия Нуссельта  $Nu=2$ ), тогда как в случае пластины, как показано в работе [6], стационарный режим внешней теплопередачи невозможен.

Решая эту задачу методом интегральных соотношений, получим интегральное уравнение теплового баланса

$$\frac{d}{d\tau} \left[ \frac{\theta_s \xi_0}{(m+1)} \right] = \frac{1}{\gamma'} \frac{d\eta}{d\tau} - \mu \frac{d\theta_s}{d\tau}, \quad (2.5)$$

где так же, как и в первой части, температурный профиль в газе аппроксимируется параболой  $m$ -й степени, а связь  $\xi_0$  с  $\theta_s$  и  $\eta$  с учетом (2.2) имеет следующий вид

$$\frac{m\theta_s}{\xi_0} = \frac{\theta_s^m}{\eta + 1} - \mu \frac{d\theta_s}{d\tau}. \quad (2.6)$$

Кроме того, так как из уравнения теплопроводности в газе следует, что

$$\frac{d\theta_s}{d\tau} = \frac{m(m-1)\theta_s}{\xi_0^2}, \quad (2.7)$$

то, решая систему уравнений (2.5)–(2.7), можно установить связь между  $\theta_s$  и  $\eta$  и определить тепловой поток у поверхности

$$\begin{aligned} \Phi(\theta_s) &= \left. \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \\ &= \frac{2\theta_s (e^{\theta_s} - \gamma' \theta_s^2)}{(\theta_s + 2\gamma' \mu \theta_s^2) + \sqrt{(\theta_s + 2\gamma' \mu \theta_s^2)^2 + 4(e^{\theta_s} - \gamma' \theta_s^2)(\mu^2 \theta_s^2 \gamma' + \mu \theta_s)}}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

По аналогии с первой частью можно сказать, что в этом случае также в зависимости от величины  $\gamma'$  возможны два режима протекания процесса: воспламенение ( $\gamma' < \gamma'_*$ ) и стационарный режим ( $\gamma' \geq \gamma'_*$ ). При этом критические температуры воспламенения  $T'_{0*}$  не зависят от толщины пластины и определяются из уравнения

$$T'_{0*} e^{E/RT'_{0*}} = \frac{\gamma'_* E^2 Q^2 \rho_{ок}^2 k_0}{R^2 (\lambda \rho c)_1}, \quad (2.9)$$

где  $\gamma'_* = 1,847$ .

В работе [8] было получено, что критические условия воспламенения определяются величиной параметра  $\Omega_*$ , где для параболического закона окисления

$$\Omega = \frac{3Q^2 E^2 \rho_2 k_0 e^{-E/RT_0}}{c_2 \lambda_1 R^2 T_0^4}.$$

При  $\Omega > \Omega_*$  имеет место воспламенение частицы, причем для случая одинаковых начальных температур частицы и газа было получено  $\Omega_{*сф} = 1,57$ .

Определяя критическое значение  $\Omega_*$  с учетом того, что  $\Omega = \frac{3(\rho c)_1}{\gamma'(\rho c)_2}$ , а  $\gamma'_* = 1,847$ , получим

$$\Omega_{*пл} = 1,62 \frac{(\rho c)_1}{(\rho c)_2}.$$

Надо отметить, что отношение объемных теплоемкостей двух сред является характерным параметром при рассмотрении сопряженных задач теплообмена, когда отношение коэффициентов теплопроводности этих сред равно бесконечности (пренебрегая распределением температур в металле, тем самым считаем  $\lambda_2 = \infty$ ).

С учетом  $(\rho c)_1 \ll (\rho c)_2$ , получаем, что  $\Omega_{*пл} \ll \Omega_{*сф}$ , т. е. воспламенить пластину металла при наших условиях теплообмена много легче, чем сферическую частицу в неподвижном газе. Этому результату следовало ожидать, так как теплоотвод в окружающую среду при достаточно больших временах процесса, характерных для критических условий в случае плоской геометрии, существенно меньше, чем при сферической, и, кроме того, рассматривается случай, когда вторая сторона пластины теплоизолирована. В таблице приведены значения  $T'_{0*}$  для некоторых метал-

Металл	$k_1, \frac{\text{г}^2}{\text{см}^4 \cdot \text{с}}$	$E, \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$	$T_0^*, \text{ }^\circ\text{C}$	Литература
Цирконий .	$7 \cdot 10^{-3}$	36 000	480	[9]
Титан . .	0,1	45 000	600	[9]
Гафний . .	$10^{-3}$	36 000	570	[9]
Никель .	$2,6 \cdot 10^{-4}$	32 000	620	[10]
Уран . .	$6,9 \cdot 10^{-2}$	24 000	160	[11]
Торий . .	$4,7 \cdot 10^{-2}$	31 000	300	[12]
Церий . .	$1,7 \cdot 10^{-6}$	12 000	130	[13]

лов, рассчитанные из уравнения (2.9), по известным в литературе данным о кинетических законах окисления, причем связь между дифференциальной константой скорости экзотермической реакции окисления  $k_0$  ( $\text{см}^2/\text{с}$ ) и обычно получаемой в кинетических экспериментах по весовой методике интегральной константой скорости  $k_1$  ( $\text{г}^2/\text{см}^4 \cdot \text{с}$ ) имеет следующий вид:

$$k_0 = \frac{k_1 \sigma^2}{2c_{\text{ок}}^2},$$

где  $\sigma$  — количество окисла металла, образующегося на один грамм окислителя при реакции окисления.

Вследствие громоздкости формулы величины теплового потока  $\varphi(\theta_s)$ , аналитическое решение уравнения (2.5), позволяющее установить зависимость  $\theta_s(\tau)$ , достаточно затруднено, хотя для определения времени задержки зажигания можно пользоваться вариационным методом. Однако если пластина тонка так, что теплом, затрачиваемым на ее нагрев, можно пренебречь по сравнению с внешней теплоотдачей, то для определения характеристик процесса применимы все формулы и методы расчета, приведенные в первой части работы, так как в этом случае системы уравнений (1.7)—(1.10) и (2.1)—(2.4) полностью совпадают ( $\mu \approx 0$ ).

В заключение автор благодарит А. Г. Мержанова и Ю. М. Григорьева за помощь и внимание к проделанной работе.

Поступила в редакцию  
24/IX 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
2. Т. Гудмен. В сб. «Проблемы теплообмена». Под ред. П. Л. Кириллова. Атомиздат, 1967.
3. А. Э. Аверсон, А. Г. Мержанов. Сборник трудов ЧГУ, Чебоксары, 1973.
4. А. П. Бабиц, Н. М. Беляев, А. А. Рядно. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
5. В. И. Розенбанд, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1974, 10, 1.
6. Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов, К. В. Прибыткова. ПМТФ, 1966, 5.
7. Л. Г. Раздольский. ФГВ, 1972, 8, 1.
8. Б. И. Хайкин, В. Н.Bloшенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
9. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
10. Окисление металлов. Перев. с франц. Под ред. Х. Бенара. Т. 2. М., «Металлургия», 1968.
11. D. Cubicciotti. JACS, 1952, 74, 1979.
12. Pascal Levesque, D. Cubicciotti. JACS, 1951, 73, 2028.
13. D. Cubicciotti. JACS, 1952, 74, 1200.