

**РАСЧЕТ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРЕНИЯ
АЭРОВЗВЕСЕЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ
ПРИ ИХ САМОВОСПЛАМЕНЕНИИ**

Е. В. Черненко, В. И. Розенбанд
(Черноголовка)

При воспламенении аэровзвесей металлических порошков в изохорических условиях наибольший интерес представляет оценка таких параметров, как давление взрыва, средняя и максимальная скорости нарастания давления. До сих пор не существует достаточно хороших методов теоретического расчета этих величин [1, 2]. В обычных условиях определение давления взрыва, средней и максимальной скоростей нарастания давления чрезвычайно затруднительно ввиду необходимости учета распределения пламени по аэровзвеси при ее очаговом инициировании, горения смеси в условиях переменной температуры и давления, теплопередачи и т. п. Поэтому определенный интерес представляет оценка экстремальных значений этих величин, дающая верхний предел технологически опасных значений p_{\max} , $(\overline{dp/dt})$ и $(dp/dt)_{\max}$.

Основные признаки экстремальности условий:

1. Условие адиабатичности, которое на практике выполняется, когда характерное время сгорания частиц аэровзвеси много меньше характерного времени теплоотвода из системы. С увеличением размера системы, т. е. с уменьшением отношения поверхности теплоотдачи к объему реагирующей смеси, происходит приближение к адиабатичности. Это тем более интересно, что наиболее важно рассмотреть взрыв больших объемов аэровзвесей, часто встречающихся на практике и сопровождающихся значительным разрушением.

2. Одновременное протекание процесса по всему объему. Это условие соответствует случаю самовоспламенения аэровзвеси или ситуации, когда время распространения пламени по всему объему много меньше характерного времени реакции. Как показывают эксперименты, последняя ситуация вполне возможна. Например, при изучении взрыва аэровзвеси титана крупностью 50 мкм в камере с объемом 4 л [3] время достижения максимального давления составляло $\sim 0,16$ с, а время распространения пламени по всему объему $\sim 0,025$ с.

3. Отсутствие в системе клапанов сброса давления или их инерционность (характерное время нарастания давления много меньше характерного времени срабатывания клапанов).

4. Реакция окисления аэровзвеси металлических частиц идет в кинетическом режиме без учета внешнедиффузионного торможения.

В работе сделаны следующие основные предположения:

1) закон окисления металла линейный (образующаяся пленка продукта не обладает защитными свойствами и не препятствует окислителю) или параболический (случай наиболее типичен для толстых защитных пленок) [4];

2) реакция идет только с кислородом, и если есть другой газ, то он химически инертен (в случае воздуха это достаточно хорошо выполняется при небольших концентрациях металла);

3) общая теплоемкость системы в ходе реакции не меняется (как правило, она несколько увеличивается, что уменьшает T и p , т. е. предположение о постоянстве теплоемкости делает условия еще более экстремальными);

4) частицы металла одного исходного размера r_0 .

При условии выполнения сделанных выше предположений и кинетическом законе вида

$$d\delta/dt = k(T)\rho_{\text{ок}}/\delta^n, \quad (1)$$

где δ — толщина окисной пленки; n — параметр, характеризующий вид закона окисления ($n = 0$ — линейный, $n = 1$ — параболический); $\rho_{\text{ок}}$ — плотность окислителя, изменение массы металла в единице объема описывается уравнением

$$N \frac{dm}{dt} = - \frac{(4\pi\rho_{\text{MH}})^{\frac{n+1}{3}} \frac{2-n}{3} m^{2/3} k_0 e^{-E/RT}}{(m_0^{1/3} - m^{1/3})^n} N [\rho_1 - (m_0 - m) k_{\text{ок}} N]. \quad (2)$$

Здесь m — текущая масса частицы металла; m_0 — начальная масса частицы металла; ρ_1 — начальная плотность окислителя; $k_{\text{ок}}$ — количество окислителя, идущего на окисление единицы массы металла; ρ_{MH} — плотность металла; T — текущая температура в системе; R — универсальная газовая постоянная; E — энергия активации; k_0 — предэкспоненциальный множитель.

Закон сохранения энергии в этом случае имеет вид

$$f \cdot dT/dt = -Q \cdot dm/dt \cdot N, \quad (3)$$

где Q — количество тепла, выделяющееся при сгорании единицы массы; f — объемная теплоемкость системы, считающаяся постоянной

$$f = c_m m_0 N + c_2 \rho_2 + c_1 \rho_1; \quad (4)$$

c_m , c_1 , c_2 — теплоемкости металла, окислителя и инертного газа; ρ_2 — плотность инертного газа. Тогда температура аэровзвеси металла определяется уравнением

$$T = T_n + QN/f \cdot (m_0 - m), \quad (5)$$

где T_n — начальная температура аэровзвеси металла, а максимальная температура

$$T_{\text{max}} = T_n + QN/f \cdot (m_0 - m_*),$$

где $m_* = m_0 - \rho_1/k_{\text{ок}}N$ — оставшееся количество металла в частице (при избытке окислителя или стехиометрии металла с окислителем $m_* = 0$).

Максимальное давление, получающееся при сгорании аэровзвеси:

$$p_{\text{max}} = RT_{\text{max}} \left[\frac{\rho_1}{\mu_1} + \frac{\rho_2}{\mu_2} - \frac{(m_0 - m_*)}{\mu_1} k_{\text{ок}} N \right], \quad (6)$$

где μ_1 , μ_2 — молекулярные веса окислителя и инертного газа соответственно. При наличии фазовых переходов

$$T_{\text{max}} = T_n + \frac{NQ(m_0 - m_*) - \sum_i Q_i M_i N}{f}.$$

Здесь Q_i — теплота фазового перехода (плавление, испарение образовавшегося окисла и непрореагировавшего металла на единицу массы); M_i — масса окисла и металла в частице при завершении процесса горения.

Т а б л и ц а 1

Металл	Расчет давления (кг/см ²) при концентрации металла (г/м ³)								
	68*	143*	68	143	321	551	855	1285	1923
Титан	4,9	8,7	4,7	7,3	10,5	12,1	11,0	10,4	9,4
Магний	6,1	11,0	5,5	8,8	10,8	12,5	13,9	15,7	13,3
Алюминий	7,2	9,7	6,5	9,7	12,9	13,2	10,9	10,6	10,1
Тантал	1,6	3,1	2,0	3,3	5,8	7,8	9,7	10,8	10,2
Ниобий	2,6	5,0	2,6	4,3	7,2	9,0	10,1	9,7	8,9
Литий	7,1	9,7	6,9	9,2	12,1	10,2	7,7	5,9	3,5
Цирконий	3,3	6,1	3,3	5,8	9,3	11,9	13,5	12,9	12,3
Железо	2,2	3,7	2,2	3,6	5,5	6,4	6,7	5,8	4,7

* Расчет по формулам (6), (7); остальные данные—расчет на ЭВМ.

Если T_{\max} , рассчитанная с учетом фазового перехода, оказывается меньше температуры фазового перехода, а T_{\max} без его учета больше, фазовый переход происходит частично и максимальная температура равна температуре соответствующего фазового перехода.

Максимальное давление в системе с учетом возможного полного испарения металла и окисла

$$p_{\max} = \frac{\rho_2 RT_{\max}}{\mu_2} + \frac{RT_{\max}}{\mu_1} [\rho_1 - (m_0 - m_*) k_{\text{ок}} N] + \frac{m_* N}{\mu_M} RT_{\max} + (m_0 - m_*) l N \frac{RT_{\max}}{\mu_{\text{ок}}} \quad (7)$$

Здесь μ_M , $\mu_{\text{ок}}$ — молекулярный вес металла и окисла соответственно; l — количество окисла, образующегося на единицу массы металла. Первый член уравнения (7) соответствует парциальному давлению инертного газа, второй — оставшегося окислителя, третий — испарившегося металла, четвертый — испарившегося окисла.

Эти оценки максимального давления, полученные в предположении взаимодействия металла с кислородом, могут отличаться в случае горения металла на воздухе от истинных. Поэтому проведен точный термодинамический расчет состава продуктов, температуры горения и давления при горении различных металлов на воздухе. Расчет проводился на ЭВМ по программе, основанной на принципе минимизации термодинамического потенциала [5]. Результаты расчетов для различных металлов приведены в табл. 1. Здесь же для небольших концентраций металла приведены значения максимального давления p , рассчитанные по формулам (6), (7). Полученные значения хорошо согласуются между собой. С увеличением содержания металла в системе соответствие между результатами, полученными расчетом на ЭВМ и по формулам (6), (7), ухудшается. Это обусловлено взаимодействием металла с азотом при уменьшении кислорода в системе, частичной диссоциацией получающихся в результате продуктов и образованием в результате реакции окислов с низким содержанием кислорода.

При избытке металла в ходе реакции возможно появление «пикового давления», связанного с тем, что рост давления, обусловленный возрастанием температуры, сменяется его уменьшением в результате выработки в ходе реакции газообразного окислителя.

Необходимое условие «пикового давления» в ходе реакции (при $dm/dt \neq 0$) $dp/dt = 0$. Так как без учета фазовых переходов

$$\frac{dp}{dt} = \left\{ k_{\text{ок}} N \left[T_{\text{н}} + \frac{QN}{f} (m_0 - m) \right] - \frac{QN}{f} \left[\frac{\rho_2}{\mu_2} + \frac{\rho_1}{\mu_1} - \frac{(m_0 - m)}{\mu_1} k_{\text{ок}} N \right] \right\} \frac{dm}{dt}, \quad (8)$$

то можно определить, при каком количестве оставшегося металла в частице $m_{\text{п}}$ реализуется «пиковое давление»

$$m_{\Pi} = m_0 + \frac{fT_{\Pi}}{2QN} - \frac{\rho_1}{2k_{\text{OK}}N} - \frac{\rho_2\mu_1}{2\mu_2k_{\text{OK}}N}. \quad (9)$$

Из уравнения (8) следует, что «пиковое давление» будет иметь место, если исходная массовая концентрация металла $\rho_{\text{M}}^0 = m_0N$ будет больше некоторой $\rho_{\text{M}^*}^0$, определяемой соотношением

$$\rho_{\text{M}^*}^0 = \frac{(\rho_1 + \rho_2\mu_1/\mu_2)Q - k_{\text{OK}}fT_{\text{E}}}{2Qk_{\text{CK}}}.$$

С учетом уравнений (5), (8)

$$p_{\Pi} = R \left[T_{\Pi} + \frac{QN}{f}(m_0 - m_{\Pi}) \right] \left[\frac{\rho_2}{\mu_2} + \frac{\rho_1}{\mu_1} - \frac{(m_0 - m_{\Pi})}{\mu_1} k_{\text{OK}}N \right].$$

Для определения применимости получаемых аналитических формул задача горения аэрозвеси металлов решалась численно на ЭВМ. Система уравнений состояла из уравнения кинетики (1), закона сохранения энергии (3), уравнения состояния и уравнения для скорости нарастания давления (8). Учитывались теплоты фазовых переходов и зависимость теплоемкости от температуры для реагентов.

В табл. 2 приведены значения $\rho_{\text{M}^*}^0$ и $\rho_{\Pi} = m_{\Pi}N$ при двух исходных весовых концентрациях частиц циркония в чистом кислороде ($T_{\Pi} = 700 \text{ K}$, $\rho_1 = 1,28 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$), полученные численным счетом на ЭВМ и по формулам (8), (9). Наблюдается хорошее соответствие результатов численного и аналитического расчетов.

Если определение p_{max} не представляет большой трудности, то расчет средней скорости нарастания (\bar{dp}/dt) и максимальной скорости нарастания давления ($(dp/dt)_{\text{max}}$) существенно сложнее, так как требует учета динамики процесса горения частиц металла и оценки времени сгорания частиц (t_*). Действительно

$$\bar{dp}/dt = (p_{\text{max}} - p_{\Pi})/t_*. \quad (10)$$

Переходя к безразмерной переменной массовой концентрации металла $\eta = 1 - m/m_0$ и используя уравнения (2), (5), получим

$$t_{\text{э}} = \frac{r_0^2}{3k_0\rho_1} \int_0^{\eta_*} \frac{[1 - (1 - \eta)^{1/3}]^n}{(1 - \eta)^{2/3}} \exp \left\{ \frac{E}{R \left(T_{\Pi} + \frac{m_0NQ}{f} \right)} \left[1 - \frac{m_0NQ(1 - \eta)}{fT_{\Pi} + m_0NQ} \right] \right\} d\eta,$$

где r_0 — начальный радиус частиц металла; η_* — конечная глубина выгорания металла (при полном сгорании металла $\eta_* = 1$).

Интеграл

$$I = \int_0^{\eta_*} \frac{[1 - (1 - \eta)^{1/3}]^n}{(1 - \eta)^{2/3}} e^{D/[1 - G(1 - \eta)]} d\eta \quad (11)$$

не сводится к табличным и его величина рассчитывалась на ЭВМ в пред-

Т а б л и ц а 2

Метод расчета	$\rho_{\text{M}^*}^0$, г/см ³	ρ_{M}^0 , г/см ³	ρ_{Π} , г/см ³
По (8), (9)	$1,78 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$ $3 \cdot 10^{-3}$	$3,24 \cdot 10^{-4}$ $1,36 \cdot 10^{-3}$
ЭВМ	$1,75 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$ $3 \cdot 10^{-3}$	$3,20 \cdot 10^{-4}$ $1,38 \cdot 10^{-3}$

положении полного сгорания металла ($\eta_* = 1$) и при различных значениях параметров $D = \frac{E}{R(T_{\Pi} + m_0NQ/f)}$ и $G = m_0NQ/(fT_{\Pi} + m_0NQ)$. Однако возможно и приближенное вычисление интеграла (11). При линейном

законе окисления, делая замену $a + b(1 - \eta)^{1/3} = z$, где $a = -[1 + (1 - \eta_*)^{1/3}]/[1 - (1 - \eta_*)^{1/3}]$, $b = 2/[1 - (1 - \eta_*)^{1/3}]$, получим интеграл с закрепленными концами

$$I = I_0 = \frac{3}{b} \int_{-1}^1 \exp \left\{ D \left[1 - G \left(\frac{z-a}{b} \right) \right] \right\} dz.$$

При параболическом законе окисления имеем $I = I_0 + I_1$. Делая замену $a_1 + b_1(1 - \eta)^{2/3} = z$, где $a_1 = -[1 + (1 - \eta_*)^{2/3}]/[1 - (1 - \eta_*)^{2/3}]$, $b_1 = 2/[1 - (1 - \eta_*)^{2/3}]$, получим

$$I_1 = -\frac{3}{2b_1} \int_{-1}^1 \exp \left\{ D \left[1 - G \left(\frac{z-a_1}{b_1} \right)^{3/2} \right] \right\} dz.$$

Интегралы I_0 и I_1 достаточно просто вычисляются приближенно по формуле Гаусса через квадратуры наивысшей алгебраической степени точности [6]. Ниже для нескольких значений ρ_m^0 приведено сравнение времен сгорания частиц циркония ($r_0 = 50$ мкм, $T_n = 700$ К) в чистом кислороде ($\rho_1 = 1,28 \cdot 10^{-3}$ г/см³), рассчитанных с помощью интегралов I_0 и $I_1(t_*)$ и на ЭВМ (t_{*p}). Получено достаточно хорошее совпадение (в пределах 20%) этих величин. Зная время сгорания частиц металла, по формуле (10) можно определить среднюю скорость нарастания давления.

ρ_m^0 , г/см ³	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
t_* , с	$8,68 \cdot 10^4$	$1,56 \cdot 10^4$	$6,04 \cdot 10^3$	$2,83 \cdot 10^3$
t_{*p} , с	$7,31 \cdot 10^4$	$1,42 \cdot 10^4$	$6,05 \cdot 10^3$	$3,37 \cdot 10^3$

При расчете максимальной скорости нарастания давления для упрощения будем считать, что существует избыток окислителя. В этом случае пренебрегаем его расходом на реакцию, тем самым делая условия более экстремальными (скорость реакции при этом предположении также возрастает). Тогда

$$dp/dt = -(\rho_1/\mu_1 + \rho_2/\mu_2) \cdot RQN/f \cdot dm/dt.$$

Необходимое условие экстремальности dp/dt в процессе реакции окисления металла ($dm/dt \neq 0$) $d^2p/dt^2 = 0$, а так как

$$d^2p/dt^2 = -(\rho_1/\mu_1 + \rho_2/\mu_2) \cdot RQN/f \cdot d^2m/dt^2,$$

то $d^2p/dt^2 = 0$, если $d^2m/dt^2 = 0$.

Переходя к безразмерным переменным η , $\Theta = \frac{E}{RT_*^2} (T - T_*)$ (T_* — масштабная температура), $\tau = t/t_*$ ($t_* = r_0^{n+1}/3k_0 e^{-E/RT_*} \rho_1$), из уравнения (2) с учетом сделанных предположений получаем

$$d\eta/d\tau = (1 - \eta)^{2/3} / [1 - (1 - \eta)^{1/3}] \cdot e^{\Theta/(1+\beta\Theta)},$$

где $\beta = RT_*/E$. Пренебрегая величиной $\beta\Theta$ и используя соотношение $\Theta = \Theta_n + EQ\rho_m^0/RT_*^2 f \cdot \eta$, получаем

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \frac{(1 - \eta)^{2/3}}{[1 - (1 - \eta)^{1/3}]^n} e^{\Theta_n + \gamma\eta},$$

где $\gamma = EQ\rho_m^0/RT_*^2 t$. При линейном законе окисления

$$\frac{d^2\eta}{d\tau^2} = \left[(1 - \eta)^{2/3} - \frac{2}{3} (1 - \eta)^{-1/3} \right] e^{\Theta_n + \gamma\eta} \frac{d\eta}{d\tau}. \quad (12)$$

Из уравнения (12) видно, что $d^2\eta/d\tau^2 = 0$ в процессе реакции при $\eta = 1 - 2/3\gamma$. Это и есть глубина выгорания, при которой скорость нарастания давления максимальна, следовательно,

Т а б л и ц а 3

γ	η_{**}	γ	η_{**}	γ	η_{**}
3,898	0,896	6,0	0,9931	10	0,9990
3,9	0,903	6,5	0,9951	11	0,99927
3,95	0,920	7,0	0,99663	12	0,99949
4,0	0,945	7,5	0,99726	13	0,99966
4,5	0,973	8,0	0,99780	15	0,99978
5,0	0,9844	8,5	0,99827	18	0,99988
5,5	0,9894	9,0	0,99867	21	0,99994

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\max} = \left(\frac{\rho_1}{\mu_1} + \frac{\rho_2}{\mu_2}\right) \frac{RQ\rho_M^0}{ft_*e^{2/3}} \left(\frac{2}{3\gamma}\right)^{2/3} e^{\Theta_H + \gamma}. \quad (13)$$

При параболическом законе окисления

$$\frac{d^2\eta}{d\tau^2} = \frac{[-2 + (1-\eta)^{1/3} + 3\gamma(1-\eta) - 3\gamma(1-\eta)^{4/3}]}{3[1 - (1-\eta)^{1/3}]^2(1-\eta)^{1/3}} e^{\Theta_H + \gamma\eta} \frac{d\eta}{d\tau}. \quad (14)$$

Сделав замену $(1-\eta)^{1/3} = x$, из уравнения (14) получаем, что $d^2\eta/d\tau^2 = 0$, если

$$3\gamma x^4 - 3\gamma x^2 - x + 2 = 0. \quad (15)$$

Из расчета уравнения (15) на ЭВМ видно, что ситуация, когда $d^2\eta/d\tau^2 = 0$, в процессе реакции окисления металла возможна лишь при $\gamma > \gamma_{кр} \approx 3,89$. Это можно определить также из условия касания кривых $3\gamma x^3$ и $(2-x)/(1-x)$, откуда $x = (10 - \sqrt{28})/6$ и $\gamma_{кр}$, определенное из условия $\gamma_{кр} = \frac{1/9}{1/(1-x_2^2)^2 x_2^2}$, равно $\sim 3,894$.

При $\gamma > \gamma_{кр}$ на кривой $p(t)$ будут две точки перегиба, соответствующие минимальной и максимальной скоростям нарастания давления. Величины η_{**} , соответствующие глубине выгорания, при которой dp/dt максимальна, в зависимости от γ получены путем численного решения уравнения (15) (табл. 3). Следовательно,

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\max} = \left(\frac{\rho_1}{\mu_1} + \frac{\rho_2}{\mu_2}\right) \frac{RQ\rho_M^0(1-\eta_{**})^{2/3}}{ft_*[1 - (1-\eta_{**})^{1/3}]} e^{\Theta_H + \gamma\eta_{**}}. \quad (16)$$

При $\gamma < \gamma_{кр}$ на кривой $p(t)$ отсутствует точка перегиба, соответствующая максимальной скорости нарастания давления, и максимальное значение dp/dt будет только в начальный момент реакции.

Концентрация металла, при которой в ходе процесса горения заведомо не будет экстремального наибольшего значения скорости нарастания давления, определяется из условия $\frac{EQ\rho_M^0}{RT_H^2 f} < \gamma_{кр}$. Используя уравнение (4), получаем

$$\rho_M^0 < \frac{3,89RT_H^2(c_1\rho_1 + c_2\rho_2)}{EQ - 3,89RT_H^2 c_M}.$$

Для выбора величины T_* не существует стандартных приемов. Однако если принять в качестве T_* величину адиабатической температуры горения, то значения $(dp/dt)_{\max}$, рассчитанные по (13), (16) и численным методом, совпадают в пределах одного порядка, это дает основание использовать эти формулы для оценки максимальной скорости нарастания давления при сгорании аэрозвеси металлов.

На рис. 1 приведены типичные кривые зависимости максимального давления и средней скорости нарастания давления от весовой концентра-

ции частиц металла, полученные с помощью численного счета для случая сгорания частиц циркония ($r_0 = 10$ мкм) в кислороде. В нижней части рисунка показаны типичные кривые изменения давления со временем в различных областях. При низких весовых концентрациях кривая $p(t)$ не имеет точек перегиба, и величина dp/dt максимальна в начальный момент. В области средних концентраций на кривой $p(t)$ существуют два перегиба, соответствующие минимальному и максимальному значению dp/dt . При больших концентрациях металла, когда существенным становится выгорание окислителя, на кривой $p(t)$ появляется пик давления. Как показывают результаты численного счета, границы между этими режимами достаточно хорошо описываются приведенными выше формулами.

Чтобы оценить применимость полученных формул для неадиабатических условий, запишем закон сохранения энергии с учетом теплоотвода из реакционного объема

$$f \cdot dT/dt = QNm_0 \cdot d\eta/dt - \alpha S/V \cdot (T - T_0),$$

где T_0 — температура окружающей среды; V — объем реагирующей системы; S — поверхность теплоотвода; α — коэффициент теплоотдачи.

Из безразмерного критериального анализа следует, что реальное влияние теплоотвода будет малосущественно, когда характерное время реакции много меньше характерного времени теплоотвода. Это условие имеет вид

$$\alpha \ll \frac{3k_0^0 \rho_m^0 Q E}{r_0^2 R T_*^2 e^{E/RT_*}} \frac{V}{S}.$$

Видно, что с уменьшением размера частиц или увеличением их весовой концентрации, скорости и теплового эффекта реакции относительное влияние теплоотвода уменьшается.

На рис. 2 приведены зависимости от эффективного коэффициента теплоотдачи $\alpha_* = \alpha S/V$ отношений максимального давления p_{\max} и средней скорости нарастания давления $\overline{dp/dt}$ к соответствующим величинам в адиабатических условиях ($p_{0 \max}$, $(dp/dt)_0$), полученные численным счетом на ЭВМ для двух значений весовых концентраций частиц циркония радиусом 50 мкм при горении в чистом кислороде (1, 2 — $\rho_m^0 = 10^{-4}$ г/см³; 3, 4 — $\rho_m^0 = 10^{-3}$ г/см³). Видно, что существуют области, где теплоотвод малосуществен. При дальнейшем увеличении α роль теплоотвода возрастает и при некоторых критических значениях α горение невозможно. При этом, чем больше концентрация частиц, тем шире область значений α , в которой роль теплоотвода несущественна и процесс близок к адиабатическому. В экспериментах в некоторых случаях реализуются условия,

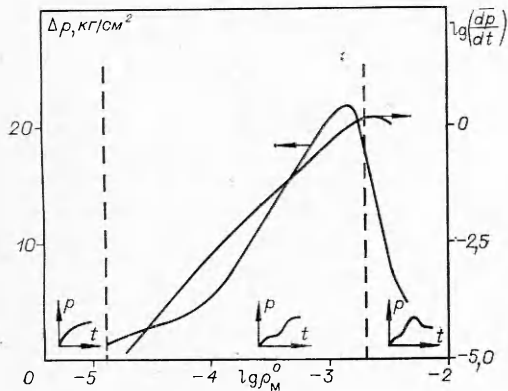


Рис. 1.

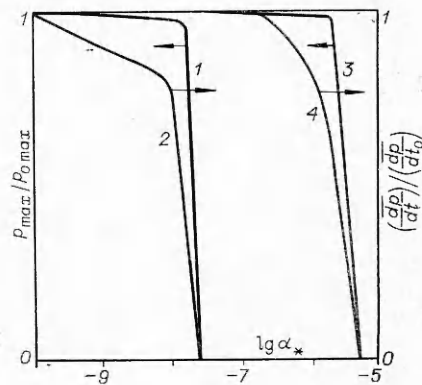


Рис. 2.

близкие к адиабатическим. Так, например, в работе [7] при исследовании воспламенения мелкого порошка алюминия ПАК-4 получено $p_{\max} \sim 9$ атм при $\rho_m^0 \approx 900$ г/м³, тогда как приведенные выше термодинамические расчеты при той же концентрации дают $p_{\max} \sim 10,8$ атм. Тем самым в некоторых случаях можно ожидать, что реальный процесс воспламенения и горения аэрозвеси металла может протекать в условиях, близких к адиабатическим, для которых применимы приведенные выше результаты.

Авторы благодарят Л. Ф. Афанасьеву за помощь в проведении термодинамических расчетов и В. В. Барзыкина за ценные замечания к проделанной работе.

Поступила в редакцию
1/X 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Предупреждение внезапных воспламенений порошков и взрывов газодисперсных систем. Сб. статей. Киев, Наукова думка, 1975.
2. Взрывоопасность металлических порошков. Киев, Наукова думка, 1971.
3. А. Г. Алексеев, Е. С. Костина, В. В. Недиц.— В сб.: Предупреждение внезапных воспламенений порошков и взрывов газодисперсных систем. Киев, Наукова думка, 1975.
4. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., Мир, 1969.
5. А. Г. Мержанов, М. М. Китаини др. Докл. АН СССР, 1977, 237, 2.
6. В. И. Крылов. Приближенное вычисление интегралов. М., Наука, 1967.
7. В. В. Недиц, А. Г. Алексеев, А. Ф. Шаповал.— В сб.: Предупреждение внезапных взрывов газодисперсных систем. Киев, Наукова думка, 1971.

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ТОПЛИВ НА ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ, ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧАСТИЦ ОКИСЛОВ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ ПЛАМЕНИ

Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Таманович
(Минск)

Настоящая работа — продолжение выполняемых авторами исследований влияния дисперсного состава частиц окиси алюминия в пламенах алюминизированных твердых топлив на их спектральные характеристики и излучательную способность в области спектра 0,63—8 мкм [1, 2]. Для топлив на основе перхлората аммония с 5 и 15% алюминия, горящих при давлении 40 атм, показано, что величину полидисперсных коэффициентов поглощения и рассеяния во всей спектральной области определяют наиболее крупные частицы с размерами 2—10 мкм. При этом вклад частиц различных размеров в суммарные коэффициенты пропорционален их объемной концентрации c_v . Мелкие частицы с $d < 1$ мкм вносят заметный вклад только в полидисперсные коэффициенты рассеяния при длинах волн меньше 2 мкм [1]. Укрупнение частиц, обусловленное столкновительной коагуляцией при удалении от горячей поверхности топлива, приводит к заметному уменьшению коэффициентов рассеяния (до 35%) и некоторому увеличению (до 15%) коэффициентов поглощения и излучательной способности пламени также только в коротковолновой области спектра [2].

В настоящей работе исследованы дисперсный состав частиц окислов в области размеров 0,04—12 мкм, их оптические характеристики и излучательная способность пламен топлив на основе перхлората аммония с по-