

О ВОСПЛАМЕНЕНИИ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЛОГАРИФМИЧЕСКОМ ЗАКОНЕ ОКИСЛЕНИЯ

А. П. Алдушин, В. Н.Bloшенко, Б. С. Сеплярский

(Москва)

Закономерности воспламенения одиночных частиц металлов, помещенных в высокотемпературную газовую среду, содержащую окислитель, были подробно исследованы в работе [1] для степенных законов окисления:

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{KC^m}{\delta^n} e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (1)$$

где δ — толщина окисной пленки, см; t — время, с; T — температура частицы, °К; C — концентрация окислителя у поверхности частицы; m — порядок реакции по окислителю; K — предэкспонент, (смⁿ⁺¹/с); E — энергия активации, (кал/моль); показатель n определяет зависимость скорости окисления от толщины окисной пленки.

Было показано [1], что закономерности воспламенения одиночной частицы металла (например, зависимость критической температуры газа $T_{\text{окр}}$ от размера частицы r_0) существенно зависят от величины показателя n , т. е. от вида кинетического закона окисления.

В данной работе будет проведен дополнительный анализ закономерностей воспламенения, которые могут быть обусловлены кинетическим законом окисления, отличным от степенного закона (1).

Как известно [2—4], наряду со степенными законами (1), большой класс составляют так называемые логарифмические законы окисления. В случае механизма Эванса [2], в основу которого положено предположение об образовании механических несовершенств в окисной пленке в виде мельчайших пузырей и трещин, кинетический закон окисления может быть представлен в следующем виде¹:

$$\frac{d\delta}{dt} = KC^m e^{-\frac{\delta}{\delta_*}} e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (2)$$

Величина δ_* характеризует степень торможения реакции окисления за счет нарастания толщины окисной пленки². Сомножитель $\exp(-E/RT)$ характеризует температурную зависимость скорости окисления. Из (2) видно, что кинетические законы окисления металлов отличаются от кинетического закона для гетерогенных процессов, где реагенты находятся в непосредственном контакте друг с другом, тем, что наряду с ускоряющим процесс окисления температурным фактором имеет место торможение реакции за счет увеличения толщины окисной пленки.

Для кинетического закона (2) систему уравнений, описывающих процесс воспламенения одиночной частицы, можно записать в сле-

¹ Существуют также и другие механизмы [2—4], которые приводят к закону окисления (2).

² В общем случае δ_* является функцией температуры, состава окружающей среды, типа окислителя и металла. Возможно, она является функцией размера частицы r_0 . Однако учесть эти факторы не представляется возможным, поэтому при анализе ограничимся наиболее простым случаем $\delta_* = \text{const}$ (при заданных свойствах системы металл — окислитель).

дующем виде (в предположениях, которые сформулированы в [1]).

$$\frac{1}{3} c \rho r_0 \frac{dT}{dt} = Q \rho \frac{d\delta}{dt} - \frac{\lambda \text{Nu}}{2r_0} (T - T_\infty),$$

$$\frac{d\delta}{dt} = K C_\infty^m e^{-\frac{\delta}{\delta_*}} e^{-\frac{E}{RT}},$$

$$t=0: \quad \delta=\delta_0; \quad T=T_0. \quad (3)$$

Здесь T — температура частицы (одинаковая по ее сечению); T_∞ — температура газа; C_∞ — концентрация окислителя вдали от поверхности частицы (считаем, что концентрация окислителя у поверхности частицы ввиду большого диффузионного сопротивления окисной пленки равна C_∞); ρ — плотность металла; c — удельная теплоемкость металла; λ — коэффициент теплопроводности газовой среды; Q — тепловой эффект на грамм окисла, умноженный на отношение плотностей окисла и металла; Nu — число Нуссельта; T_0 — начальная температура частицы; δ_0 — начальная толщина окисной пленки; r_0 — радиус частицы. Первое уравнение — уравнение теплового баланса, второе — кинетический закон окисления.

Используя преобразование экспоненты по методу Франк-Каменецкого [5], приведем (3) к следующему безразличному виду:

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \varphi(\eta) e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} - \frac{1}{\varkappa} \theta;$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \gamma \varphi(\eta) e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}}; \quad \varphi(\eta) = e^{-\eta};$$

$$\tau=0: \quad \eta=0; \quad \theta=-\theta_0;$$

$$\theta = E(T - T_\infty)/RT_\infty^2; \quad \eta = (\delta - \delta_0)/\delta_*;$$

$$\tau = \frac{3Q}{c} \frac{E}{RT_\infty^2} \cdot \frac{K C_\infty^m}{r_0} e^{-\frac{\delta_0}{\delta_*}} e^{-\frac{E}{RT_\infty}} t; \quad (4)$$

$$\beta = RT_\infty/E; \quad \varkappa = Q \rho \frac{E}{RT_\infty^2} \cdot \frac{2r_0}{\lambda \text{Nu}} K C_\infty^m e^{-\frac{\delta_0}{\delta_*}} e^{-\frac{E}{RT_\infty}};$$

$$\theta_0 = E(T_\infty - T_0)/RT_\infty^2; \quad \gamma = \frac{r_0}{3\delta_*} \cdot \frac{cRT_\infty^2}{QE}.$$

Параметр $\varkappa$ — аналог критерия Семенова [8]; θ_0 — начальный температурный напор [6]. Параметр

$$\gamma = \frac{1}{3} \frac{r_0}{(Q/c)} \left| \frac{(\partial W/\partial \delta)_{\tau=\text{const}}}{(\partial W/\partial T)_{\delta=\text{const}}} \right|, \quad (5)$$

где $W = K C_\infty^m e^{-E/RT} e^{-\delta/\delta_*}$, представляет собой отношение скорости торможения реакции окисления за счет нарастания толщины окисной пленки $r_0 |(\partial W/\partial \delta)_{\tau=\text{const}}|$ к скорости температурного возрастания реакции $(Q/c) |(\partial W/\partial T)_{\delta=\text{const}}|$ в системе частица металла — окислитель. Если скорость торможения много меньше скорости возрастания реакции окисления, то параметр γ мал, и наоборот. Характер решения (4) существенно зависит от величины γ .

Рассмотрим картину развития процесса во времени при различных значениях $\varkappa$ и γ в случае нулевого начального температурного напора. На рис. 1, а — в показана зависимость безразмерной частицы θ от времени τ , полученная с помощью численного решения на ЭВМ системы уравнений (4).

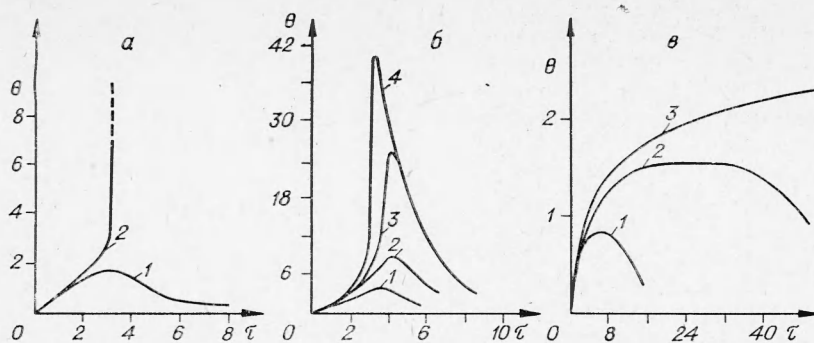


Рис. 1. Зависимость температуры частицы θ от τ , $\theta_0=0$; $\beta=0,03$.

а) 1 — $\kappa=0,65$, 2 — $\kappa=0,68$, $\gamma=0,1$; б) 1 — $\kappa=1,5$, 2 — $\kappa=1,7$, 3 — $\kappa=1,75$, 4 — $\kappa=1,89$, $\gamma=0,35$; в) 1 — $\kappa=10$, 2 — $\kappa=100$, 3 — $\kappa=10^{10}$, $\gamma=3$.

Из рисунка видно, что по мере увеличения параметра γ характер зависимости θ от τ изменяется существенным образом. При малых γ (рис. 1, а) имеется 2 типа кривых $\theta(\tau)$, соответствующих различным значениям параметра κ . Причем переход от одного типа кривых (1) к другому (2) происходит в узком диапазоне изменения κ . Для кривой 1 характерно отсутствие самоускоряющегося разогрева ($\frac{d^2\theta}{d\tau^2} < 0$ до точки максимума θ). На кривой 2 имеется участок прогрессивного возрастания температуры частицы во времени (т. е. участок, где $\frac{d^2\theta}{d\tau^2} > 0$). Из рис. 1, б видно также, что в результате самоускоряющегося разогрева температура частицы может достигать сколь угодно больших значений (в рамках принятых при постановке задачи допущений). Рассмотренная картина изменения θ от τ при малых γ аналогична картине развития процесса теплового взрыва в случае невырожденных режимов [7].

При увеличении параметра γ (рис. 1, б) также имеется два вида кривых $\theta(\tau)$. При некоторых κ (кривая 1) разогрев частицы происходит без самоускорения. При других значениях κ (кривые 2—4) наблюдается самоускоряющийся разогрев, который, однако, затем прекращается, а кривые $\theta(\tau)$ проходят через максимум. Величина максимума θ зависит от значения параметра κ .

Характер развития процесса в рассматриваемом случае аналогичен развитию процесса теплового взрыва в области слабого вырождения. Подробное исследование этих режимов проведено в работе [7], и поэтому нет необходимости останавливаться на этом вопросе. Отметим лишь, что в отличие от процессов теплового взрыва, где вырождение связано с выгоранием реагентов [7], «вырожденный» характер воспламенения частиц металлов обусловлен не расходом исходного вещества (исходного металла), а тем, что начиная с некоторого момента времени торможение реакции окисления за счет нарастания окисной пленки оказывается сильнее ее ускорения за счет возрастания температуры.

В области больших значений параметра γ (рис. 1, в) самоускоряющийся разогрев частицы оказывается невозможным ни при каких значениях κ . Этот случай является аналогом развития процесса теплового взрыва в области сильного вырождения [7]. Легко определить предельные значения параметра $\gamma = \gamma_{пр}$, начиная с которого самоускорение невозможно ни при каких значениях κ . Рассмотрим случай $\kappa \rightarrow \infty$. Не нарушая общности рассуждений, положим $\beta=0$. Тогда из (4) следует

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} = (1 - \gamma) e^{2(\theta - \eta)}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что самоускоряющийся разогрев (т. е. положительные значения $d^2\theta/d\tau^2$) возможен только при $\gamma < 1$. Если $\gamma \geq 1$, то самоускоряющийся разогрев вообще отсутствует при любых значениях κ .

Найденное таким способом $\gamma_{пр} = 1$, определяющее область полного вырождения, хорошо совпадает с результатами численного счета на ЭВМ (при $\beta \ll 1$).

Из изложенного следует, что для процесса взаимодействия частицы металла с горячим окислительным газом, кинетика которого описывается уравнением (2), можно выделить три области, в каждой из которых процесс имеет свои особенности.

Для того чтобы установить границы между областями, рассмотрим рис. 2, где показана зависимость максимальной температуры θ_m , кото-

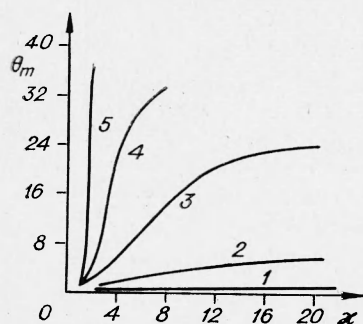


Рис. 2. Зависимость θ_m от κ для различных значений параметра γ , $\theta_0 = 0$; $\beta = 0,03$.
1 — $\gamma = 1,7$, 2 — $\gamma = 0,7$, 3 — $\gamma = 0,5$, 4 — $\gamma = 0,4$, 5 — $\gamma = 0,3$.

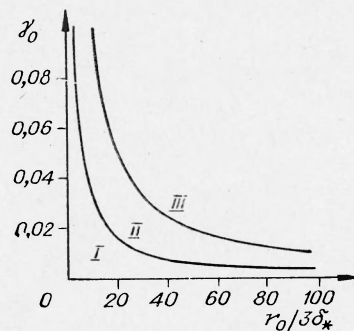


Рис. 3. Диаграмма закономерности взаимодействия частицы металла с горячим окислительным газом.

рой достигает частица в процессе разогрева, от величины параметров κ и γ . Из рисунка видно, что при одних значениях γ (кривые 2—5; $\gamma < 1$) на кривых θ_m от κ имеется точка перегиба. При $\gamma > 1$ (кривая 1) зависимость θ_m от κ имеет монотонный характер. Обозначим через κ' величину κ , соответствующую точке перегиба на кривой $\theta_m(\kappa)$. Из рис. 2 следует, что при малых значениях γ (кривая 5) даже небольшое отклонение κ от $\kappa = \kappa'$ в ту или другую сторону приводит к резкому изменению величины максимального разогрева частицы θ_m . Для таких режимов согласно [6, 7] можно ввести понятие критических условий воспламенения. При этом за величину критического значения $\kappa_{кр}$ принимается величина κ в точке перегиба кривой $\theta_m(\kappa)$, т. е. $\kappa_{кр} = \kappa'$ [6, 7]. Как показали расчеты на ЭВМ, указанные режимы имеют место при $0 \leq \gamma \leq 0$, (первая область). Величина $\kappa_{кр}$ является функцией параметров β и γ . Кроме того, $\kappa_{кр}$ является функцией начального температурного напора. Однако эта зависимость, так же как и в случае степенных законов окисления [1], слабая.

Во второй области $0,3 \leq \gamma < 1$, хотя на кривых $\theta_m(\kappa)$ и имеются точки перегиба, ввести понятие критических условий воспламенения, т. е. величину $\kappa_{кр}$, нельзя [7]. Действительно, в этом случае кривые $\theta_m(\kappa)$ (кривые 2—4) являются довольно пологими, так что значительного изменения величины θ_m можно достигнуть лишь при очень большом отклонении параметра κ от значения $\kappa = \kappa'$.

Наконец, в третьей области ($\gamma \geq 1$) самоускоряющийся разогрев частицы вообще отсутствует.

Заметим, что переход от одной области к другой происходит непрерывно, однако достаточно резко. Указанные границы являются условными. В качестве границы между первой и второй областями принято такое значение $\gamma \approx 0,3$, при котором ширина переходной обла-

сти по κ [6] на кривой $\theta_m(\kappa)$ составляет 1% от $\kappa_{кр}$. В качестве границы между второй и третьей областями выбрано значение $\gamma=1$. Таким образом, границы между областями определяются простыми условиями $\gamma=(\text{const})_i$, где индекс i соответствует номеру области.

Рассмотренные области удобно представить на диаграмме $\gamma_0 = cRT_\infty^2/QE, r_0/\delta_*$. Выбор таких координат целесообразен, поскольку позволяет проследить закономерности взаимодействия частицы металла с горячим окислительным газом в зависимости от величины отношения r_0/δ_* . Такая диаграмма показана на рис. 3.

Из рисунка видно, что в зависимости от величины параметров γ и $r_0/3\delta_*$ процесс взаимодействия частицы с газообразным окислителем может протекать в разных областях. Если величина γ_0 задана (известны величины E, Q, T_∞, c), то в зависимости от отношения r_0/δ_* могут быть реализованы все три области. Если для системы металл — окислитель принять $\delta_* = \text{const}$, то, изменяя радиус частицы, можно переводить процесс из одной области в другую, реализуя последовательно все три. Заметим, что в случае степенных законов окисления (1) качественный характер процесса воспламенения не изменяется при изменении размера частиц.

Проанализируем теперь возможные механизмы и закономерности воспламенения одиночной частицы металла в разных областях.

Рассмотрим вначале металлы, температура горения которых выше температуры плавления продуктов реакции.

В первой области (см. рис. 1), торможение реакции окисления в которой за счет нарастания толщины окисной пленки мало, воспламенение частицы металла может происходить по срывному механизму, т. е. за счет нарушения теплового равновесия между скоростью тепловыделения в результате реакции окисления и скоростью теплоотвода в окружающую среду. Критические условия воспламенения в этом случае определяются величиной параметра $\kappa_{кр} = \kappa_{кр}(\beta, \gamma)$. На рис. 4 сплошной линией показана зависимость $\kappa_{кр}$ от γ , полученная с помощью численного решения на ЭВМ, системы уравнений (4)¹. Эту зависимость с точностью до 10% можно аппроксимировать выражением

$$\kappa_{кр} \approx \frac{1}{e} + 3\gamma. \quad (7)$$

Раскрывая в (7) значения безразмерных параметров, получим выражение, которое определяет зависимость критической температуры $T_{\infty кр}$ от размера частицы r_0 и концентрации окислителя C_∞ :

$$\frac{Q\rho(E/RT_{\infty кр}^2)(2r_0/\lambda Nu)e^{-\delta_0/\delta_*}Ke^{-E/RT_{\infty кр}}C_\infty^m}{1 + 8,16(r_0/3\delta_*)(cRT_{\infty кр}^2/QE)} = \frac{1}{e}. \quad (8)$$

В предельном случае $\delta \rightarrow \infty$ (т. е. в случае, когда торможение реакции пренебрежимо мало) (8) совпадает с выражением для критических условий, которое имеет место для линейного закона окисления [1]. При этом $T_{\infty кр}$ монотонно убывает с увеличением размера частицы r_0 . При конечном значении δ_* , как легко видеть из (8), $T_{\infty кр}$ также монотонно убывает с ростом r_0 ; $T_{\infty кр}$ уменьшается при увеличении концентрации окислителя C_∞ в соответствии с выражением (8).

Во второй и третьей областях воспламенения частицы по срывному механизму [1] не может произойти; в этих областях торможение реакции окисления за счет увеличения толщины окисной пленки велико; так что ни при каких значениях параметров скорость тепловыделения за счет реакции окисления не может превышать скорость теплоотвода

¹ Согласно [5, 6] величина β (при $\beta \ll 1$) слабо влияет на значение $\kappa_{кр}$.

в окружающую среду настолько, чтобы привести к срыву теплового равновесия.

Во второй и третьей областях воспламенение может произойти только в том случае, если в процессе разогрева частица достигает температуры, при которой окисная пленка теряет свои защитные свойства [9]. Для этого механизма понятие критических условий воспламенения можно ввести следующим образом. При попадании в горячий газ с температурой T_∞ частица вначале разогревается, температура ее достигает некоторого максимального значения $T_m > T_\infty$, а затем падает, стремясь к температуре окружающего газа T_∞ . Величина T_m зависит от параметров. В безразмерном виде эту зависимость можно представить как [1]

$$\theta_m = \theta_m(\kappa, \gamma),$$

где

$$\theta_m = E(T_m - T_\infty)/RT_\infty^2.$$

Пусть T_* — температура частицы, при которой окисная пленка теряет свои защитные свойства (например, плавится)¹. Если в процессе разогрева температура частицы достигает величины T_* , то кинетический закон окисления изменяется, скорость тепловыделения резко увеличивается и может произойти воспламенение частицы. За величину $\kappa_{кр}$ примем такое значение κ , при котором выполняется условие

$$\theta_m(\kappa, \gamma) = \theta_*,$$

где $\theta_* = E(T_* - T_\infty)/RT_\infty^2$. Смысл $\kappa_{кр}$ поясняет схематический рис. 5 (штрихом показан ход температуры в случае, если бы окисная пленка не теряла защитных свойств). С помощью введенного понятия критических условий воспламенения можно качественно предсказать закономерности воспламенения во второй и третьей областях.

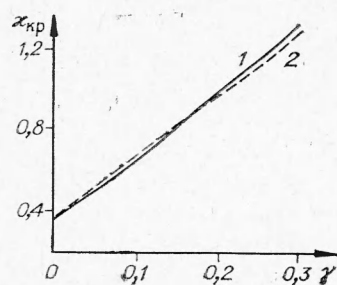


Рис. 4. Зависимость $\kappa_{кр}$ от γ в первой области, $\beta = 0,03$; $\theta_0 = 0$. 1 — расчет на ЭВМ, 2 — по формуле (7).

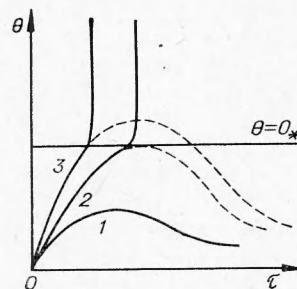


Рис. 5. Определение $\kappa_{кр}$ по второму механизму: 1 — $\kappa < \kappa_{кр}$; 2 — $\kappa = \kappa_{кр}$; 3 — $\kappa > \kappa_{кр}$.

Учитывая, что в третьей области (более строго при $\gamma \gg 1$) величины максимальных разогревов θ_m невелики (см. рис. 2), можно считать, что критическая температура $T_{\infty кр}$ будет достаточно близка к температуре T_* при всех размерах частицы и возможных значениях концентрации окислителя.

Во второй области, где имеет место самоускоряющийся рост температуры частицы и максимальные разогревы θ_m могут быть большими, величина $T_{\infty кр}$ может существенно отличаться от T_* и зависеть от кинетических параметров системы².

¹ Различные причины, которые могут привести к потере окисной пленкой защитных свойств, рассмотрены в [10].

² Заметим, что для степенных законов окисления (1), для которых воспламенение по этому механизму происходит на докритических разогревах, т. е. при $\kappa < \kappa_{кр}$, самоускоряющийся рост температуры частицы отсутствует вплоть до достижения величины $T = T_*$.

Для иллюстрации рассчитаем зависимость $T_{\infty \text{кр}}$ от размера частицы r_0 , причем кинетические параметры выберем такими, чтобы при изменении r_0 могли реализоваться все три области. Для примера выберем следующие значения параметров: $\rho = 2,7 \text{ г/см}^3$; $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ кал/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$; $E = 23\,000 \text{ кал/моль}$; $KC_{\infty}^m = 10^3 \text{ см/с}$; $Q = 2,7 \cdot 10^5 \text{ кал/моль}$; $\mu = 27 \text{ г/моль}$; $\delta_0 = 0$; $\delta_* = 0,015 \text{ мк}$; $c = 0,2 \text{ кал/г} \cdot \text{град}$; $Nu = 2$; $T_* = 2300^\circ \text{К}$. Рассчитанная с помощью ЭВМ зависимость $T_{\infty \text{кр}}$ от r_0 для указанных параметров показана на рис. 6, где вертикальными штриховыми линиями отмечены условные границы между областями. Из рис. 6 видно, что характерным для зависимости $T_{\infty \text{кр}}$ от r_0 является наличие минимума. При этом возрастающая ветвь кривой лежит во второй и третьей областях, т. е. в тех областях, где воспламенение происходит не по срывному механизму, а в результате потери окисной пленкой защитных свойств. Из рисунка видно также, что во второй области величина $T_{\infty \text{кр}}$ может быть существенно меньше T_* . По мере «углубления» в третью область, т. е. при увеличении r_0 , $T_{\infty \text{кр}}$ стремится к T_* . При очень больших r_0 величина $T_{\infty \text{кр}}$ оказывается близка к T_* . Таким образом, в случае логарифмического закона окисления (2) наличие минимума на кривой $T_{\infty \text{кр}}$ от r_0 является следствием смены механизма воспламенения.

В заключение рассмотрим процесс высокотемпературного взаимодействия с окислителем тугоплавких металлов, температура плавления продуктов которых близка к температуре горения¹. При слабом торможении скорости реакции (первая область) частицы таких металлов могут воспламеняться по срывному механизму. Закономерности воспламенения аналогичны рассмотренным выше. Во второй и третьей областях воспламенение частицы не может произойти ни в результате срыва теплового равновесия (ввиду сильного торможения скорости пленкой продукта), ни в результате потери защитных свойств окисной пленки (температура плавления продукта очень высока).

Во второй области при высокотемпературном окислении таких металлов могут наблюдаться более или менее интенсивные вспышки, соответствующие самоускоряющемуся участку кривых разогрев — время (см. рис. 1, б).

Четкие критические условия по параметру χ отсутствуют. При увеличении χ происходит непрерывный переход от области медленных разогревов к области самоускорения с увеличением интенсивности вспышки.

В третьей области ($\gamma > 1$, очень сильные торможения) самоускорение процесса взаимодействия, как уже отмечалось, невозможно ни при каких значениях параметра χ . Нарастание температуры частицы носит монотонный, затянутый характер (см. рис. 1, в). Максимальные разогревы незначительны даже при больших χ ; возрастание максимальной температуры с увеличением параметра χ происходит очень медленно.

Авторы выражают благодарность Б. И. Хайкину и А. Г. Мержанову за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

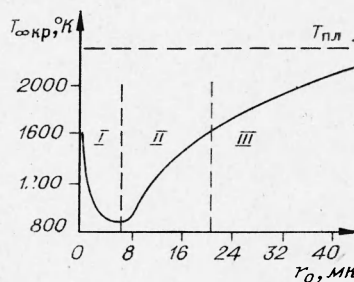


Рис. 6. Зависимость $T_{\infty \text{кр}}$ от r_0 , рассчитанная на ЭВМ.

Поступила в редакцию
3/V 1973

¹ В качестве примера можно указать систему тантал — азот: $T_r \approx 3700^\circ \text{К}$; $T_{\text{Ta,N}}^{\text{пл}} = 3600^\circ \text{К}$ [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин, В. Н.Bloшенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4.
2. О. Кубашевский, Б. Гопкинс. Окисление металлов и сплавов. М., «Металлургия», 1965.
3. Окисление металлов. Перев. с фран. Под ред. Ж. Бенара. Т. 1. М., «Металлургия», 1968.
4. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
5. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
6. А. Г. Мержанов, Ф. И. Дубовицкий. Усп. хим., 1966, XXXV, 4.
7. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968, 180, 3.
8. Н. Н. Семенов. ЖРФХО, Ч. физ., 1928, 60, 241.
9. R. Friedman, A. Massek. Combust. Flame, 1962, 6.
10. A. Mellor, J. Glassman. Pyrodynamics, 1965, 3.
11. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез неорганических соединений. Отчет ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1970.

УДК 536.46

ОБРАЗОВАНИЕ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ ПРИ ГОРЕНИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ С ТВЕРДЫМИ НЕАГЛОМЕРИРУЮЩИМИ ДОБАВКАМИ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

В. И. Юхвид, Э. И. Максимов, А. Г. Мержанов, В. С. Козлов
(Москва)

В работе [1] было обнаружено, что скорость горения перхлората аммония (ПХА) с добавкой тугоплавкого металла (титана) увеличивается с ростом перегрузки, создаваемой центробежным ускорением. На основании результатов этой работы был предложен механизм горения изученной композиции в условиях действия массовых сил. Согласно модели, частицы металла и продукты их горения (окислы) образуют над поверхностью горения псевдоожигенный слой (ПОС). Известно, что ПОС является особым состоянием двухфазных систем. Образование его приводит к увеличению потока тепла к конденсированной зоне и, следовательно, к росту скорости горения. Согласно этим представлениям, увеличение скорости горения с ростом ускорения должно иметь место и в том случае, если в качестве твердой добавки к ПХА использовать тугоплавкие инертные частицы. Для выяснения этого предположения, а также с целью дальнейшего изучения влияния закономерностей ПОС на процесс горения была выполнена настоящая экспериментальная работа.

В качестве инертной добавки использовалась окись алюминия. При горении Al_2O_3 не плавилась, так как ее температура плавления ($2050^\circ C$) [2] намного превышает температуру горения ПХА ($1100^\circ C$) [3]. В работе [4] показано, что Al_2O_3 не является катализатором горения ПХА.

Методика эксперимента

Опыт проводили на центрифуге. Скорость горения замерялась с помощью фоторегистрации на движущуюся пленку. Подробное опи-