

Характеристика	Длина волны, мкм			Относительная погрешность, %
	0,48	0,8	1,0	
t	0,58	0,60	0,55	9
τ	0,87	0,9	0,8	9
Λ	0,93	0,94	0,94	2
$\kappa_k, \text{м}^{-1}$	4,1	3,5	3,4	15
$\sigma, \text{м}^{-1}$	54,0	56,0	50,0	17
a	0,06	0,052	0,049	10
$\kappa_k \cdot z_0$	0,062	0,053	0,051	10

ны κ_k , σ , Λ , a и r . Результаты, представленные в таблице, показывают, что в данном типе пламени рассеяние играет существенную роль в переносе излучения. Это обстоятельство связано с тем, что в пламени присутствуют мелкодисперсные конденсированные частицы ZrO_2 , рассеяние излучения на которых преобладает над поглощением.

Температура определялась на длине волны одной из линий дублета натрия ($\lambda = 5896 \text{ \AA}$). Расчет температуры проводился по формуле (8); при этом получено $T_{\text{эксп}} = 2380 \text{ К}$. Кроме того, температура пламени была определена обычным методом лучеиспускания и поглощения. В пределах ошибки результаты измерения этими методами совпали. Это объясняется тем, что в линии $\lambda = 5896 \text{ \AA}$ $\Lambda = 0,15$ и рассеяние сравнительно невелико. Равновесная температура продуктов сгорания стехиометрической смеси по данным термодинамического расчета равна 2687 К .

Поступила в редакцию 30/IV 1976,
после доработки — 30/VII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Шидловский. Основы пиротехники. М., «Машиностроение», 1973.
2. С. D. Bartky and E. Ваег. Spacecraft., 1966, 3, 10.
3. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Таманович. ЖПС, 1972, XVII, 1.
4. Л. П. Бахир, В. В. Таманович. ЖПС, 1973, XVIII, 5.
5. А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Минск, «Наука и техника», 1969.
6. В. Е. Алемасов, А. Ф. Дрегалин, А. П. Тишин. Теория ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1969.

К ТЕОРИИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ЧАСТИЦЫ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО В ГАЗООБРАЗНОМ ОКИСЛИТЕЛЕ

Л. А. Клячко, Г. М. Кунцев

(Москва)

В классической теории воспламенения частицы твердого горючего в газообразном окислителе при гетерогенной реакции на ее поверхности [1—4] не рассмотрено влияние начальной температуры частицы и ее выгорания на положение предела воспламенения и величину периода индукции. Вопрос о влиянии начальной температуры T_n частицы на величину периода индукции анализировался в работах [5, 6] при изучении воспламенения газозвесей частиц горючего в окислительной среде для случая, когда T_n ниже температуры среды. При решении задачи в указанных работах вводились разные упрощающие предположения, что затрудняет сопоставление полученных результатов.

В задачу настоящей статьи входит исследование в общем случае влияния T_n частицы на ее воспламенение и определение положения предела воспламенения и периода индукции с учетом выгорания частицы.

Рассмотрим воспламенение сферической частицы, начальная температура которой отличается от температуры окружающей среды. Предположим, что поверхность частицы равнодоступна, а протекающая на ней реакция имеет первый порядок по окислителю. Зависимостью от температуры коэффициентов тепло- и массоотдачи, а также от физических констант (предэкспоненциального множителя, теплоемкости и плотности частицы) пренебрегаем. Предполагаем также, что теплопроводность частицы намного больше теплопроводности среды и, следовательно, можно считать всю частицу прогретой равномерно.

При такой постановке задачи, позволяющей достаточно полно, не нарушая общности результатов, проанализировать поставленные вопросы, изменение температуры и массы частицы с учетом выгорания и диффузионного торможения реакции описывается системой уравнений

$$c_k m \frac{dT}{d\tau} = \frac{qs\xi z \cdot \exp(-E/RT)}{z \exp(-E/RT)/\beta + 1} - \alpha s(T - T_\infty), \quad (1)$$

$$\frac{dm}{d\tau} = -\frac{1}{L_k} \frac{s\xi z \cdot \exp(-E/RT)}{z \exp(-E/RT)/\beta + 1}. \quad (2)$$

Начальные условия: при $\tau=0$ $T=T_n$, $m=m_n$. Обозначения: T , T_∞ — текущая температура частицы и температура среды; m , m_n — текущая и начальная масса частицы; c_k — теплоемкость частицы; q — тепловой эффект реакции (на единицу массы окислителя); z — предэкспоненциальный множитель; R — газовая постоянная; s , s_n — текущая и начальная поверхность частицы; ξ — концентрация окислителя в среде; α , β — коэффициенты тепло- и массоотдачи соответственно; L_k — массовый стехиометрический коэффициент по окислителю; τ — время; E — энергия активации.

Возможность в нестационарной задаче с достаточной степенью точности рассчитывать тепловой и диффузионный потоки с помощью коэффициентов тепло- и массообмена показана в работе [6].

Перейдем к безразмерным переменным и преобразуем систему (1), (2) к виду

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \left(\frac{\exp\left(\frac{\theta}{1+u_\infty\theta}\right)}{\mu \exp\left(\frac{\theta}{1+u_\infty\theta}\right) + 1} - \frac{\theta}{\delta} \right) \frac{1}{(1-\eta)^{1/3}}, \quad (3)$$

$$\frac{d\eta}{d\tau} = \frac{\kappa}{\xi} (1-\eta)^{2/3} \frac{\exp\left(\frac{\theta}{1+u_\infty\theta}\right)}{\mu \exp\left(\frac{\theta}{1+u_\infty\theta}\right) + 1} \quad (4)$$

с начальными условиями: при $\tau=0$ $\theta=\theta_n$; $\eta=0$. Здесь $\theta = \frac{E}{RT_\infty}(T - T_\infty)$,

$\theta_n = \frac{E}{RT_\infty}(T_n - T_\infty)$, $u_\infty = RT_\infty/E$, $\bar{\tau} = \frac{\tau F q c_k s_n z \exp(-E/RT_\infty)}{RT_\infty^2 c_k m_n}$, $\delta = \frac{q E z \exp(-E/RT_\infty)}{RT_\infty^2 \alpha}$, $\mu = z \exp(-E/RT_\infty)/\beta$, $\eta = (m_n - m)/m_n$, $\xi = \delta/\mu$, $\kappa = \xi c_k / \rho_c c_c L_k$, η — выгорание частицы ($0 \leq \eta \leq 1$), c_c , ρ_c — теплоемкость и плотность среды.

При переходе от системы (1), (2) к системе (3), (4) предполагается, что частица неподвижна относительно окружающей среды и, сле-

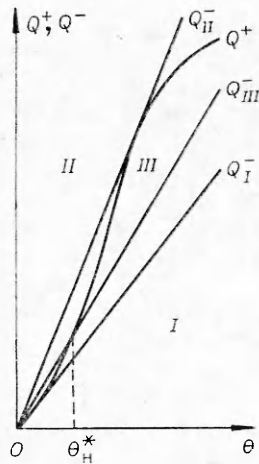


Рис. 1. Диаграмма Семенова для воспламенения частицы горючего.

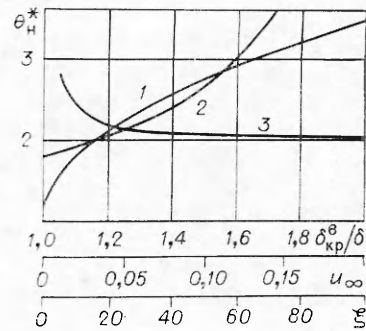


Рис. 2. Зависимости θ_n^* от $\delta_{кр}^B/\delta$ (1), u_∞ (2) и ξ (3).
 1 — $u_\infty = 0,05$, $\xi = 30$; 2 — $\xi = 30$, $\delta_{кр}^B/\delta = 1,2$; 3 — $u_\infty = 0,05$, $\delta_{кр}^B/\delta = 1,2$.

довательно, коэффициенты α и β обратно пропорциональны диаметру частицы. Тогда

$$\delta = \delta_n (1 - \eta)^{1/3}; \quad \mu = \mu_n (1 - \eta)^{1/3}, \quad (5)$$

где δ_n и μ_n — значения δ и μ для частицы начального размера. При этом принимается равенство коэффициентов диффузии и теплопроводности

$$\xi = \frac{\delta}{\mu} = \frac{qE\xi}{RT_\infty^2 \rho_c c_c}. \quad (6)$$

Характер изменения температуры частицы определяется знаком правой части уравнения (3), который зависит в первую очередь от величины параметра δ . Качественно влияние этого параметра, а также T_n проще всего проследить на диаграмме, аналогичной диаграмме Семенова, на которой по оси ординат отложены значения Q^+ и Q^- — первого и второго членов правой части уравнения (3), соответствующих тепловыделению на поверхности частицы и теплоотводу от нее, а по оси абсцисс — безразмерная температура частицы θ . Такая диаграмма представлена на рис. 1 (для простоты без учета влияния выгорания частицы).

В зависимости от величины δ можно выделить три характерные области. Если $\delta > \delta_{кр}^B$ (область I), то независимо от начальной температуры частицы произойдет ее воспламенение, и реакция перейдет на верхний температурный уровень в диффузионной области¹. Начальная температура влияет только на величину периода индукции.

Если $\delta < \delta_{кр}^B$ (область II), то возможно только низкотемпературное окисление в кинетической области. Для обеих областей в [1—4] найдены значения параметра δ ($\delta_{кр}^B$ и $\delta_{кр}^H$), соответствующие критическим условиям воспламенения и потухания частицы при касании критических теплоприхода и теплоотвода на рис. 1.

В диапазоне $\delta_{кр}^H < \delta < \delta_{кр}^B$ (область III) возможны три стационарных режима, причем из них только два устойчивые — нижний и верхний. Если начальная температура частицы не превышает температуры окислительной среды (именно этот случай рассматривался до сих пор в ли-

¹ В дальнейшем такой тип воспламенения частицы будем называть воспламенением первого рода.

тературе), устанавливается нижний стационарный режим медленного окисления в кинетической области. При помещении зажженной частицы в холодный газ она принимает температуру, отвечающую верхнему стационарному режиму в диффузионной области. Следовательно, в указанном диапазоне изменения параметра δ (область III) воспламенение частицы в общепринятом понимании этого термина невозможно.

Положение меняется существенным образом, если отказаться от ограничения, накладываемого на величину начальной температуры частицы. Действительно, из рассмотрения рис. 1 следует, что когда T_n превышает значение $\theta_n^* = f(\delta)$, происходит воспламенение частицы, хотя $\delta < \delta_{кр}^B$.

Таким образом, когда $T_n > T_\infty$ (а такие ситуации достаточно часто встречаются в технике), становится возможным воспламенение частицы и при значении $\delta < \delta_{кр}^B$, причем критическое условие воспламенения отвечает в этом случае не касанию, а пересечению кривых теплоприхода и теплоотвода. Назовем такой вид воспламенения, ранее не рассмотренный в литературе, воспламенением второго рода. Критическое значение начальной температуры частицы θ_n^* , при которой произойдет воспламенение второго рода, находится, если не учитывать влияние выгорания (см. ниже), из решения уравнения

$$\frac{\exp[\theta_n/(1+u_\infty\theta_n)]}{u_n \exp[\theta_n/(1+u_\infty\theta_n)] + 1} = \theta_n/\delta_n. \quad (7)$$

При этом θ_n^* соответствует среднему из трех корней уравнения (7), которое решалось численным методом. На рис. 2 представлены зависимости θ_n^* от δ , u_∞ и ξ . Видно, что при уменьшении δ , т. е. по мере «погружения» в область III, величина критической температуры быстро растет.

С ростом u_∞ критическая температура увеличивается, особенно заметно при больших значениях u_∞ (напомним, что при $u_\infty = 0,25$ критические явления воспламенения вообще исчезают [1—4]).

При малых значениях параметр ξ оказывает существенное влияние на величину θ_n^* , тогда как в представляющей практический интерес области изменения ξ его влияние на θ_n^* незначительно.

Перейдем к анализу влияния выгорания частицы на положение предела воспламенения и период индукции, начав с рассмотрения воспламенения первого рода. Для получения решения задачи в аналитическом виде воспользуемся приближенным методом, предложенным Д. А. Франк-Каменецким [4, 7] для учета влияния выгорания на предел и задержку воспламенения в гомогенных газовых смесях. В этом методе используется экспоненциальное приближение закона Аррениуса и пренебрегается диффузионным торможением реакции.

Как известно [4], в экспоненциальном приближении для реакций с большим значением теплового эффекта и энергии активации величина δ на пределе воспламенения сферической частицы составляет $\delta_{кр}^B \approx 1/e$, а температура частицы $\theta_{кр} \approx 1$. Выражение для безразмерного периода индукции в рассматриваемом приближении при начальной температуре частицы, равной температуре среды, имеет вид [4]

$$\tau_{инд} = \int_0^\infty \frac{d\theta}{e^\theta - \frac{\theta}{\delta}}. \quad (8)$$

Вблизи от предела воспламенения проинтегрируем приближенно (8), положив

$$\delta = 1/e \cdot (1 + \varepsilon); \quad \theta = 1 + \chi,$$

где ε и χ — малые величины. Тогда с точностью до высших степеней ε и χ получим после несложных преобразований

$$\bar{\tau}_{\text{инд}} = \sqrt{2\pi\delta/\gamma\varepsilon} = \sqrt{2\pi\delta/\gamma e\delta - 1}. \quad (9)$$

Если пренебречь выгоранием частицы, то из (9) следует, что по мере приближения к пределу воспламенения период индукции стремится к бесконечности. Связь текущего значения параметра δ с начальным и выгоранием частицы выражается формулой (5).

Чтобы найти зависимость η от $\bar{\tau}_{\text{инд}}$ воспользуемся уравнением (4), которое в рассматриваемом приближении вблизи от предела воспламенения преобразуется к виду

$$d\eta/d\bar{\tau} = \kappa/\xi (1-\eta)^{2/3} e^{\theta} \approx \kappa/\xi \cdot (1-\eta)^{2/3} e. \quad (10)$$

Интегрируя это уравнение с учетом начального условия при $\bar{\tau} = 0$ ($\eta = 0$), получим

$$(1-\eta_u)^{1/3} = 1 - \kappa e / 3\xi \cdot \bar{\tau}_{\text{инд}}, \quad (11)$$

где η_u — значение выгорания при $\bar{\tau} = \bar{\tau}_{\text{инд}}$.

Подставив в (9) выражения для δ из (5) и для $(1-\eta)^{1/3}$ из (11), найдем (с учетом $\delta_{\text{кр}}^{\text{B}} \approx 1/e$)

$$\bar{\tau}_{\text{инд}} = \frac{\sqrt{2\pi}\delta_{\text{кр}}^{\text{B}}}{\sqrt{\frac{\kappa e}{3\xi} \bar{\tau}_{\text{инд}} - \left(\frac{\kappa e}{3\xi}\right)^2}}. \quad (12)$$

Поскольку κ — малая величина (порядка одной десятой), а ξ большая (несколько десятков), под корнем, очевидно, можно пренебречь квадратным членом, если $\bar{\tau}_{\text{инд}}$ не слишком мало. Тогда

$$\bar{\tau}_{\text{инд}} = \frac{1}{e} \sqrt[3]{\frac{6\pi^2\xi}{\kappa}} = 1,44 \sqrt[3]{\frac{\xi}{\kappa}}. \quad (13)$$

Далее нетрудно найти выражения для критического значения параметра δ с учетом выгорания и для величины выгорания за период индукции на пределе воспламенения

$$\delta_{\text{кр}}^{\text{BВ}} = \frac{\delta_{\text{кр}}^{\text{B}}}{(1-\eta_u)^{1/3}} = \frac{\delta_{\text{кр}}^{\text{B}}}{1 - \sqrt[3]{\frac{6\pi^2\xi}{\kappa}} \left(\frac{\kappa}{\xi}\right)^{2/3}} = \frac{\delta_{\text{кр}}^{\text{B}}}{1 - 1,31 \left(\frac{\kappa}{\xi}\right)^{2/3}}, \quad (14)$$

$$\eta_u = 1 - \left[1 - \sqrt[3]{\frac{6\pi^2\xi}{\kappa}} \left(\frac{\kappa}{\xi}\right)^{2/3}\right]^3 = 1 - \left[1 - 1,31 \left(\frac{\kappa}{\xi}\right)^{2/3}\right]^3.$$

Из (14) следует, что для сильно экзотермических реакций с большой энергией активации, т. е. при больших значениях ξ , связанное с выгоранием смещение предела воспламенения частицы мало и его можно в первом приближении не учитывать. Мало также выгорание за период индукции. Период индукции на пределе воспламенения имеет хотя и большое, но вполне конечное значение. По мере уменьшения ξ смещение предела воспламенения возрастает и, когда знаменатель в (14) обращается в нуль, воспламенение частицы становится невозможным (частица выгорает полностью за период индукции).

Сопоставление приближенного аналитического расчета для больших значений ξ с результатами численного решения системы уравнений (3), (4) при $\mu = 0$, $u_{\infty} = 0$, т. е. при тех же допущениях, при которых получены формулы (13) и (14), показывает, что смещение предела воспламенения, вычисленное по формуле (14), хорошо согласуется с данными численного решения ($\delta_{\text{кр}}^{\text{B}}/\delta_{\text{кр}}^{\text{BВ}} = 0,967$ по формуле (14) и $\delta_{\text{кр}}^{\text{B}}/\delta_{\text{кр}}^{\text{BВ}} = 0,968$ по данным численного решения), тогда как значения

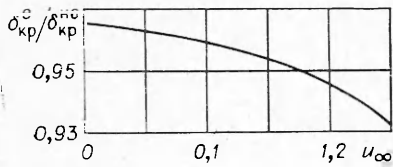


Рис. 3. Смещение предела воспламенения первого рода в зависимости от θ_n^* (при $\xi = 30$).

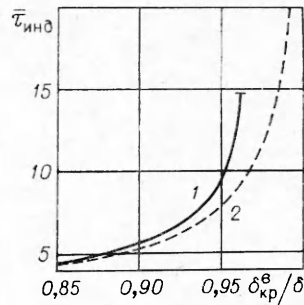


Рис. 4. Зависимость периода индукции от $\delta_{кр}^b / \delta$ (при $u_\infty = 0.05$; $\xi = 30$).

1 — с учетом выгорания частицы; 2 — без учета выгорания частицы.

периода индукции заметно расходятся ($\tau_{инд} = 9.05$ по формуле (13) и $\tau_{инд} = 18.75$ по данным численного решения).

Причина этого расхождения состоит в том, что при выводе формулы (13) подставлялось в формулу (9) начальное значение $\delta_{кр}^{HP}$ параметра δ , а при численном решении системы (3), (4) величина δ в ходе интегрирования изменялась² от $\delta_{кр}^{HP}$ до $\delta_{кр}^b$.

С ростом u_∞ увеличивается смещение предела воспламенения, вызванное выгоранием частицы (рис. 3), но даже при $u_\infty = 0.2$ это смещение не превышает 0.07. По мере отхода от предела воспламенения влияние выгорания на величину периода индукции сильно ослабляется и уже при $\delta_{кр}^b / \delta < 0.9$ становится столь малым, что его можно не учитывать (рис. 4).

Перейдем к анализу влияния выгорания частицы на воспламенение второго рода. Если при воспламенении первого рода вблизи от предела воспламенения большая часть периода индукции расходуется, по образному выражению Д. А. Франк-Каменецкого, на прохождение через узкую «щель» между кривой теплоприхода и прямой теплоотвода на диаграмме Семенова (эта «щель» находится вблизи $\delta = 1/e$; $\theta = 1$), то при воспламенении второго рода основная доля задержки воспламенения тратится на отход от критической точки ($\delta = \delta^*$, $\theta = \theta_n^*$), соответствующей пересечению прямой теплоотвода и кривой теплоприхода в области III (см. рис. 1).

При равенстве начальной температуры частицы критическому значению ($\theta_n = \theta_n^*$) задержка воспламенения обращается в бесконечность. Однако если не учитывать выгорания, то уже сколь угодно малый отход от θ_n^* дает конечное значение периода индукции. При учете выгорания частицы последнее утверждение становится неверным: воспламенение частицы обеспечивается только при конечном смещении $\Delta\theta = \theta_n - \theta_n^*$ начальной температуры частицы относительно критического значения.

Чтобы найти в аналитическом виде величину указанного смещения, воспользуемся тем же приближенным методом, что и в случае воспламенения первого рода. Положив

$$\delta = \delta^* (1 + \epsilon); \quad \theta = \theta_n^* + \chi, \quad (15)$$

где δ^* — значение δ , соответствующее пересечению прямой теплоотвода с кривой теплоприхода при $\theta = \theta_n^*$, запишем выражение для периода индукции

² Значение $\delta_{кр}^{HP}$ по данным численного решения системы уравнений (3), (4) представляет собой то начальное значение параметра δ , которому соответствует переход от решений $\theta = f(\bar{\tau})$, стремящихся к нулю при больших $\bar{\tau}$, к решениям, стремящимся к бесконечности.

$$\bar{\tau}_{\text{инд}} = \int_{\theta_{\text{н}}^* + \Delta\theta}^{\infty} \frac{d\theta}{e^{\theta} - \frac{\theta}{\delta}} = \int_{\Delta\theta}^{\infty} \frac{d\chi}{e^{\frac{\theta_{\text{н}}^*}{\delta} \left(1 + \chi + \frac{1}{2} \chi^2 + \dots\right)} - \frac{\theta_{\text{н}}^* + \chi}{\delta^* (1 + \varepsilon)}}. \quad (16)$$

Выполнив интегрирование, получим (с точностью до высших степеней ε и χ)

$$\bar{\tau}_{\text{инд}} = \frac{\delta}{\theta_{\text{н}}^* \sqrt{(\omega + \varepsilon)^2 - 2\varepsilon}} \ln \frac{\Delta\theta + \omega + \varepsilon + \sqrt{(\omega + \varepsilon)^2 - 2\varepsilon}}{\Delta\theta + \omega + \varepsilon - \sqrt{(\omega + \varepsilon)^2 - 2\varepsilon}}. \quad (17)$$

Здесь

$$\omega = 1 - \frac{1}{\theta_{\text{н}}^*} \quad (0 \leq \omega < 1).$$

Значение параметра δ по истечении периода индукции δ_u найдем, воспользовавшись формулами (5), (11) и заменив в последней e на $e^{\theta_{\text{н}}^*}$. Тогда

$$\delta_u = \delta^* \left(1 - \frac{\chi}{3\xi} e^{\theta_{\text{н}}^* \bar{\tau}_{\text{инд}}}\right). \quad (18)$$

В качестве первого приближения для периода индукции естественно принять его значение при $\delta = \bar{\delta}^*$ и $\varepsilon = 0$, т. е. значение, найденное без учета влияния выгорания. Из (17) получим

$$\bar{\tau}_{\text{инд}} = \frac{\delta^*}{\theta_{\text{н}}^* \omega} \ln \left(1 + \frac{2\omega}{\Delta\theta}\right). \quad (19)$$

Формула (19) показывает, что без учета выгорания период индукции обращается в бесконечность и, следовательно, частица не воспламеняется только при $\Delta\theta = 0$.

С учетом выгорания, как уже было отмечено выше, воспламенение частицы обеспечивается только при конечном смещении ее начальной температуры относительно $\theta_{\text{н}}^*$. Дело в том, что при выгорании частицы коэффициент теплоотдачи увеличивается и прямая теплоотвода поворачивается против часовой стрелки.

Минимальная величина смещения начальной температуры частицы $\Delta\theta$, необходимая для того, чтобы было обеспечено ее воспламенение, найдется из условия неотрицательности разности между теплоприходом и теплоотводом за индукционный период. Следовательно, критическое значение указанного смещения соответствует бесконечно большой величине $\bar{\tau}_{\text{инд}}$. Из (17) видно, что $\bar{\tau}_{\text{инд}} = \infty$, если обращается в нуль знаменатель выражения, стоящего под логарифмом,

$$\Delta\theta + \omega + \varepsilon - \sqrt{(\omega + \varepsilon)^2 - 2\varepsilon} = 0 \quad (20)$$

или

$$\varepsilon = -[(\Delta\theta)^2 + 2\omega \cdot \Delta\theta] / 2(\Delta\theta + 1). \quad (21)$$

Сопоставляя (15) и (18), приходим к заключению, что в конце периода индукции

$$\varepsilon = -\frac{\chi}{3\xi} e^{\theta_{\text{н}}^* \bar{\tau}_{\text{инд}}}. \quad (22)$$

Заменив в (22) $\bar{\tau}_{\text{инд}}$ в первом приближении его выражением из (19), получим с учетом равенства $e^{\theta_{\text{н}}^*} = \theta_{\text{н}}^* / \delta$ (вытекающего из (7) при $u_{\infty} = 0$, $\mu_{\text{н}} = 0$)

$$\varepsilon = -\chi / 3\xi \omega \cdot \ln(1 + 2\omega / \Delta\theta). \quad (23)$$

Наконец, исключив ε из (21) и (23), получим уравнение, связывающее величину критического смещения $\Delta\theta$ с параметром ω , т. е. с величиной $\theta_{\text{н}}^*$

$$[(\Delta\theta)^2 + 2\omega\Delta\theta]/2(\Delta\theta + 1) = \alpha/3 \cdot \xi\omega \cdot \ln(1 + 2\omega/\Delta\theta). \quad (24)$$

Решая это уравнение (например, графически), находим зависимость $\Delta\theta = f(\theta_n^*)$. На рис. 5, 1 приведена такая зависимость для сильно экзотермической реакции с большой энергией активации (большие значения параметра ξ). Максимальная величина необходимого для воспламенения частицы смещения ее начальной температуры относительно θ_n^* соответствует $\theta_n^* = 1$ и составляет $\Delta\theta/\theta_n^* = 0,186$. С ростом θ_n^* величина этого смещения быстро уменьшается и становится пренебрежимо малой.

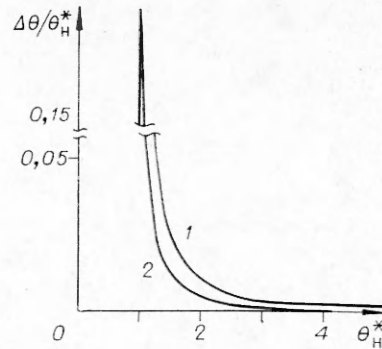


Рис. 5. Смещение предела воспламенения второго рода в зависимости от θ_n^* .

Анализ уравнения (24) показывает, что при уменьшении параметра ξ смещение $\Delta\theta$ монотонно возрастает, но остается ограниченным. На рис. 5, 2 приведена также точная зависимость $\Delta\theta = f(\theta_n^*)$, полученная в результате численного решения системы уравнений (3), (4) при $u_\infty = 0$ и $\mu = 0$, т. е. при тех же допущениях, в которых выполнен приближенный аналитический расчет. Обе зависимости имеют одинаковый характер. При $\theta_n^* = 1$ значения $\Delta\theta$ совпадают, но по мере увеличения значений θ_n^* точная зависимость быстрее стремится к нулю, чем приближенная.

Влияние параметра u_∞ на смещение предела воспламенения второго рода иллюстрирует рис. 6. С ростом u_∞ смещение начальной температуры частицы, необходимое для ее воспламенения, возрастает. При этом относительная величина смещения $\Delta\theta/\theta_n^*$ тем больше, чем ближе значение θ_n^* к единице.

Без учета выгорания частицы период индукции на пределе воспламенения обращается в бесконечность, тогда как с учетом выгорания — остается конечным (рис. 7). По мере отхода от предела влияние выгорания на задержку воспламенения быстро снижается, и уже при $\theta_n/\theta_n^* > 1,05$ его можно не учитывать. Одновременно уменьшается и величина самого выгорания за индукционный период.

Резюмируем полученные в настоящей статье результаты.

1. Если начальная температура частицы горючего выше температуры окружающей окислительной среды, то становится возможным воспламенение частицы и при значении $\delta < \delta_{кр}^B$. В этом случае критическое условие воспламенения соответствует не касанию, а пересечению кривой теплоприхода и прямой теплоотвода (воспламенение второго рода).

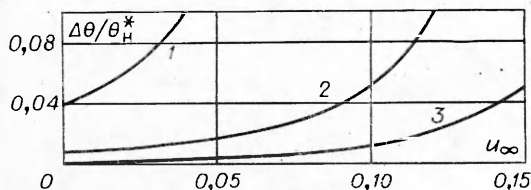


Рис. 6. Смещение предела воспламенения второго рода в зависимости от u_∞ (при $\xi = 30$).

1 — $\theta_n^* = 1,22$; 2 — $\theta_n^* = 1,74$; 3 — $\theta_n^* = 2,78$.

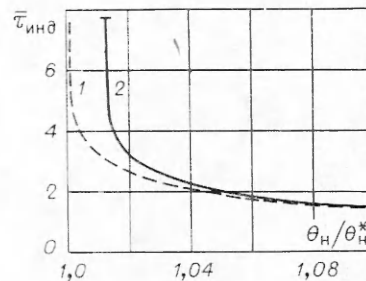


Рис. 7. Зависимость периода индукции от θ_n/θ_n^* (при $u_\infty = 0,05$, $\xi = 30$, $\theta_n^* = 1,81$).

1 — без учета выгорания частицы; 2 — с учетом выгорания частицы.

2. Для больших значений параметра ξ (сильно экзотермические реакции с большой энергией активации) смещение предела воспламенения невелико. При уменьшении ξ и возрастании u_∞ указанное смещение увеличивается. Период индукции на пределе воспламенения как первого, так и второго рода без учета выгорания частицы обращается в бесконечность, тогда как с учетом выгорания остается конечным. Влияние выгорания частицы на индукционный период быстро уменьшается по мере отхода от предела воспламенения.

Поступила в редакцию
15/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖТФ, 1939, 9, 16.
2. Д. А. Франк-Каменецкий. Докл. АН СССР, 1941, 30, 8.
3. Н. Я. Бубен. ЖФХ, 1945, 19, 4—5.
4. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
5. В. И. Лисицын, Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1971, 7, 1.
6. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1971, 7, 4.
7. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1946, 20, 2.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПЛОТНОЙ СОВОКУПНОСТИ ЧАСТИЦ ЦИРКОНИЯ

Г. К. Ежовский, Е. С. Озеров

(Ленинград)

Исследовались закономерности воспламенения свободных засыпок и прессованных образцов порошкообразного циркония в кислородсодержащей среде. В экспериментах использовался металл, получаемый восстановлением двуоксида циркония кальцием в инертной среде. Цирконий содержал около 0,4% примесей (водород, кальций, железо, углерод) и ~2% окисла.

Испытания проводились в проточной печи с тепловой изоляцией и смотровым окном. Небольшая навеска порошка засыпалась в цилиндрическую чашку диаметром 6 и высотой от 0,3 до 1,5 мм в зависимости от требуемой высоты слоя порошка. Чашка, изготовленная из тугоплавкой фольги толщиной 100 мкм, крепилась на тонкой керамической державке (диаметр стержня державки 1,5 мм).

Образцы прессовались в виде цилиндра с диаметром, равным высоте (0,7÷1,5 мм), и крепились в петле из вольфрамовой проволоки диаметром 50 мкм. Петля укреплялась на керамической державке. В опы-

Характеристика образца	Засыпка					Конгломерат	
	Номер образца						
	1	2	3	4	5	6	7
Удельная поверхность, м ² /г	0,1	0,12	0,125	0,14	0,23	0,27	0,23
Пористость.	0,85	0,85	0,85	0,8	0,75	0,7	0,3