

К ТЕОРИИ ЗАЖИГАНИЯ ТОПЛИВА СВЕТОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

И. Г. Ассовский, О. И. Лейпунский
(Москва)

В экспериментальных исследованиях процесса инициирования твердых топлив и взрывчатых веществ, а также в практике их применения в настоящее время широко используется импульсная лазерная техника [1—3]. Хотя теория воспламенения топлива непрерывным световым облучением хорошо развита [4—9], теоретические исследования импульсного теплового воздействия света на полупрозрачное топливо отсутствуют. В предлагаемой работе анализируются особенности воспламенения коротким световым импульсом. Выясняется зависимость минимальной энергии зажигания от кинетики химической реакции разложения топлива, его оптических, теплофизических и геометрических характеристик, а также условий теплообмена с окружающей средой.

В предположениях, принятых в тепловой теории зажигания [8], изменение температуры цилиндрического образца топлива, на торцевую поверхность которого падает световой поток j , описывается уравнением теплопроводности

$$\rho c \cdot \partial T / \partial t = \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + j(t) \cdot 1/h \cdot \exp(x/h) + \rho q k_0 \exp(-E/RT) - 2\alpha/r \cdot (T - T_0), \quad t > 0, \quad -\infty < x \leq 0 \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями

$$T(x, 0) = T(x \rightarrow -\infty, t) = T_0, \quad (2)$$

$$\lambda(\partial T / \partial x)_{x=0} = \beta[T_2 - T(0, t)] > 0. \quad (3)$$

Здесь $T(x, t)$ — температура, усредненная по сечению цилиндра [10]; r — радиус цилиндрического образца топлива; h — характерная глубина поглощения светового потока; ρ, c, λ — плотность, теплоемкость и теплопроводность топлива; q, k_0, E — константы реакции. Теплообмен через боковую поверхность цилиндра с окружающей средой, имеющей температуру T_0 , определяется коэффициентом теплоотдачи α . При этом у торцевой поверхности температура окружающей среды равна T_2 , а коэффициент теплоотдачи — β .

Пусть образец подвергается облучению в течение времени t_i . Перейдем к безразмерным переменным

$$\xi = x/h, \quad \tau = t/t_i, \quad \Theta = (T - T_0)/(T_s^0 - T_0),$$

где T_s^0 — характерная температура, подлежащая определению в дальнейшем. В этих переменных уравнение (1) с учетом разложения Франк-Каменецкого можно представить в виде

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{t_i}{t_1} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{j(\tau) t_i}{\rho c h (T_s^0 - T_0)} e^{\xi} - \frac{t_i}{t_2} \Theta +$$

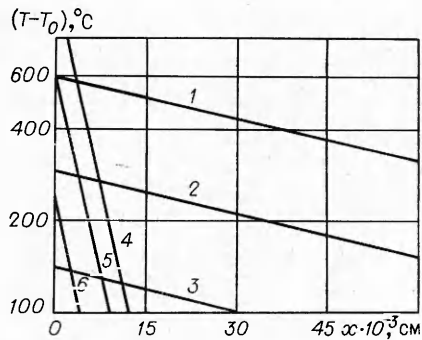


Рис. 1. Распределение температуры вещества в зависимости от поглощенной энергии при $h=5 \cdot 10^{-3}$ см (4-6) и 10^{-1} см (1-3).

J , Дж/см²: 1-100, 2-50, 3-20, 4-10, 5-5, 6-1.

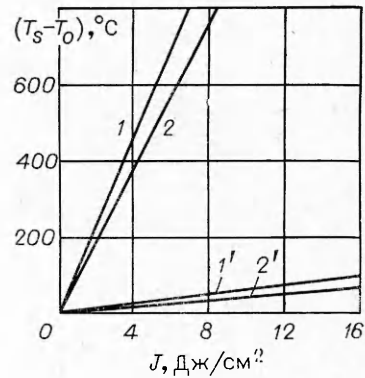


Рис. 2. Температура торцевой поверхности образца в зависимости от поглощенной световой энергии.

1, 1'— гексоген, $h=5 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-1} см;
2, 2'— порошок Н, октоген, $h=5 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-1} см.

$$+ \frac{t_i}{t_3} \exp \frac{E(T_s^0 - T_0)}{R(T_s^0)^2} (\Theta - 1),$$

где t_1 , t_2 , t_3 — характерные времена теплопроводности, теплопередачи через боковую поверхность и разогрева за счет реакции:

$$t_1 = \frac{\rho c h^2}{\lambda}, \quad t_2 = \frac{\rho c r}{2\alpha}, \quad t_3 = \frac{\rho c (T_s^0 - T_0)}{\rho q k_0 \exp(-E/RT_s^0)}.$$

Указанные времена обычно имеют следующие порядки значений: $t_1 \geq 10^{-2}$ с, $t_2 \geq 1$ с, $t_3 \geq 10^{-2}$ с.

Далее будем предполагать, что облучение производится «коротким» импульсом (например, импульсным лазером) $t_i \leq 10^{-3}$ с, т. е. выполняются соотношения

$$t_i \ll t_1, \quad t_i \ll t_2, \quad t_i \ll t_3.$$

В этом случае в процессе изменения температуры вещества главную роль играет тепловыделение от поглощения света в объеме, а теплопроводностью, теплообменом с окружающей средой и тепловыделением от химической реакции можно пренебречь. В результате изменение температуры на временах $0 \leq t \leq t_i$ будет определяться уравнением

$$\partial T / \partial t = j(t) / \rho c h \exp(x/h), \quad x < 0,$$

интегрируя которое с учетом начального распределения, получим

$$T(x, t) = T_0 + \frac{\exp(x/h)}{\rho c h} \int_0^t j(t') dt'.$$

Таким образом, в процессе облучения коротким импульсом распределение температуры в каждый момент времени имеет экспоненциальный вид. На рис. 1 представлены графики распределения $T(x, t)$ в зависимости от поглощенной световой энергии

$$J(t) = \int_0^t j(t') dt'$$

и глубины поглощения света h , иллюстрирующие изменение температуры вещества в процессе облучения. К моменту окончания импульса будет создано температурное распределение

Вещество	ρ , г/см ³	c , Дж/(г·град)	$\lambda \cdot 10^{-3}$, Вт/(см·град)	$\lg qk_0$, Дж/(г·с)	E , ккал/моль
Октоген [3, 14, 16]	1,75	1,25	2,9	23,02	52,4
Гексоген [3, 14]	1,7	1,00	1,67	18,78	41
H[8]	1,6	1,3	1,25	22,36	48

$$T(x, t_i) = T_0 + T_s^0 - T_0 \exp(x/h), \quad (4)$$

где

$$T_s^0 = T_0 + J(t_i)/\rho ch.$$

На рис. 2 представлены графики зависимости температуры торцевой поверхности от энергии облучения $J(t_i)$ и глубины h для трех веществ (см. таблицу).

В случае малопрозрачного вещества ($h < 50$ мкм) даже сравнительно малые энергии облучения $J(t_i) \leq 6$ Дж/см² вызывают значительный разогрев поверхности: $(T_s^0 - T_0) > 500^\circ \text{C}$ (T_s^0 может превысить температуру газификации вещества). Поэтому при облучении малопрозрачного топлива коротким импульсом большой интенсивности происходит лишь его вынужденная газификация [2]. При определении минимальной энергии зажигания коротким импульсом пренебрегаем выгоранием вещества за время облучения.

Изменение температуры вещества после облучения будет определяться конкуренцией тепловыделения от химической реакции с теплопотерями в окружающую среду и более холодные слои вещества. Уравнение теплопроводности (1) на временах $t > t_i$ принимает вид

$$\rho c \cdot \partial T / \partial t = \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 + F(T),$$

где результирующее тепловыделение

$$F(T) = \rho q k_0 \exp(-E/RT) - 2\alpha/r \cdot (T - T_0).$$

При этом начальным распределением является $T(x, t_i)$ (4), а граничными условиями (2) и (3).

Характер изменения функции $F(T)$ представлен на рис. 3 (константы реакции соответствуют нитроклетчатке [8]). Результирующее тепловыделение положительно при $T > T^*$, где T^* — температура неустойчивого теплового равновесия бесконечного цилиндрического образца топлива с окружающей средой определяется из уравнения

$$\rho q k_0 \exp(-E/RT^*) = 2\alpha/r \cdot (T^* - T_0).$$

Когда температура равномерно прогретого топлива T превышает T^* , происходит его саморазогревание, когда же $T < T^*$, топливо остывает до температуры окружающей среды [11]. Если $T > T^*$ лишь в малом слое, то тепловой режим будет существенно зависеть от распределения температуры и теплоотдачи в соседние слои.

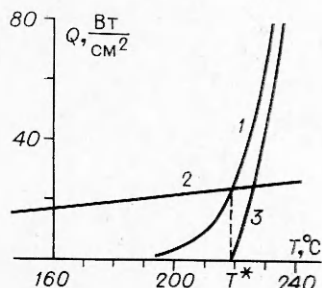


Рис. 3. Диаграмма Семенова.
1 — скорость тепловыделения химической реакции; 2 — скорость теплоотдачи в окружающую среду; 3 — результирующее тепловыделение.

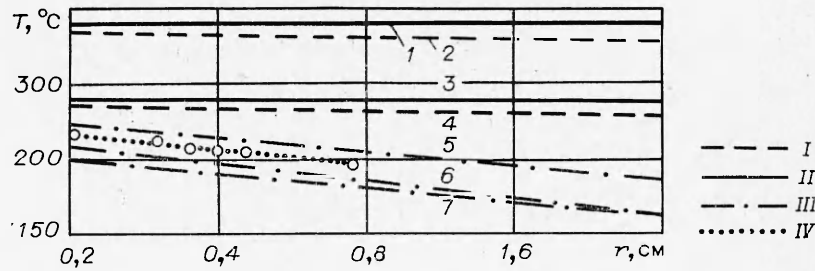


Рис. 4. Температура зажигания и теплового взрыва топлива в зависимости от радиуса образца.

I — критическая температура зажигания T_c^0 ; II — температура зажигания без задержки T_c^0 ; III — температура теплового взрыва T^* ; IV — экспериментальные значения T^* для октогена [13].

1, 2 — гексоген, октоген, $h=5,6 \cdot 10^{-3}$ см; 3, 4 — порох Н, $h=6,7 \cdot 10^{-2}$ см; 5 — октоген; 6 — гексоген; 7 — порох Н.

Значение T^* и ее зависимость от радиуса образца представлены на рис. 4 для различных топлив, химические и теплофизические параметры которых указаны в таблице. Предполагалось, что теплообмен через боковую поверхность происходит за счет свободной конвекции окружающего газа $\alpha = Nu \lambda_g / 2r$, $Nu = 0,4 \sqrt[4]{Gr}$ [12]. Графики на рис. 4 соответствуют значению критерия $Nu = 5$ и коэффициенту теплопроводности газа $\lambda_g = 6,5 \cdot 10^{-5}$ кал/(см · с · град).

В области $T > T^*$ изменение функции $F(T)$ определяется тепловыделением от химической реакции, которое экспоненциально растет с увеличением температуры. Поэтому можно считать, что реакция происходит, главным образом, при максимальной температуре (температуре торцевой поверхности T_s) в интервале $\Delta T = RT_s^2/E$, малом по сравнению с перепадом $T_s - T_0$. Тогда толщиной и инерционностью зоны реакции можно пренебречь и считать, что тепло выделяется на торцевой поверхности, как в случае гетерогенной реакции. При этом в глубь топлива поступает поток тепла, равный сумме тепловыделения в зоне реакции $\lambda \Phi(T_s)$ и теплоподвода из газа ($T_2 > T_s$)

$$(\lambda \cdot \partial T / \partial x)_{x=0} = \lambda \Phi(T_s) + \beta(T_2 - T_s).$$

Оценим поток тепла из зоны реакции [11]

$$\lambda \Phi(T_s) \cong \left(2\lambda F(T_s) \frac{RT_s^2}{E} \right)^{1/2}.$$

Функцию $\lambda \Phi(T_s)$ с учетом характера изменения $F(T_s)$ аппроксимируем зависимостью [17]

$$\lambda \Phi(T_s) \cong \lambda \Phi(T_s^0) \frac{T_s - T^*}{T_s^0 - T^*}, \quad T_s \geq T^*.$$

В результате изменение температуры топлива после облучения будет определяться уравнением

$$\rho c \cdot \partial T / \partial t = \lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 - 2\alpha / r \cdot (T - T_0) \quad (5)$$

с граничным условием при $x = 0$

$$\lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = \lambda \Phi(T_s^0) \frac{T_s - T^*}{T_s^0 - T^*} + \beta(T_2 - T_s). \quad (6)$$

Перейдем к безразмерным переменным:

$$\xi = x/h, \quad \tau = \lambda(t - t_i) / \rho c h^2,$$

$$\Theta = (T - T_0) / (T_s^0 - T_0), \quad \Theta_s = (T_s - T_0) / (T_s^0 - T_0).$$

В этих переменных уравнение (5) с условиями (4), (6) имеет вид

$$\partial\Theta/\partial\tau = \partial^2\Theta/\partial\xi^2 - \gamma^2\Theta, \quad (7)$$

$$\Theta(\xi, 0) = \exp \xi, \quad (\partial\Theta/\partial\xi)_0 = a\Theta_s - b, \quad \Theta(-\infty, \tau) = 0, \quad (8)$$

где

$$\gamma^2 = \frac{2\alpha h^2}{\gamma r}; \quad a = \frac{h\Phi(T_s^0)}{T_s^0 - T^*} - \frac{\beta h}{\lambda}; \quad (9)$$

$$b = \frac{h\Phi(T_s^0) T^* - T_0}{T_s^0 - T^*} - \frac{\beta h T_2 - T_0}{\lambda T_s^0 - T_0}. \quad (10)$$

Для выяснения условия воспламенения топлива достаточно знать как изменяется во времени его максимальная температура T_s . С этой целью получим уравнение для температуры торцевой поверхности. Упростим (7) с помощью замены

$$\Theta(\xi, \tau) = e^{-\gamma^2\tau} f(\xi, \tau). \quad (11)$$

Подставив (11) в (7), получим уравнение для $f(\xi, \tau)$

$$\partial f/\partial\tau = \partial^2 f/\partial\xi^2,$$

от которого можно перейти к интегральному уравнению [18]

$$f(0, \tau) = \int_{-\infty}^0 f(\xi, 0) e^{-\xi^2/4\tau} \frac{d\xi}{\sqrt{\pi\tau}} + \int_0^\tau \left(\frac{\partial f}{\partial\xi} \right)_0 \frac{d\tau'}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}}. \quad (12)$$

С учетом соотношения (11) из (12) получим интегральное уравнение для температуры

$$\Theta_s(\tau) = e^{-\gamma^2\tau} \int_{-\infty}^0 \Theta(\xi, 0) e^{-\xi^2/4\tau} \frac{d\xi}{\sqrt{\pi\tau}} + \int_0^\tau \left(\frac{\partial\Theta}{\partial\xi} \right)_0 \frac{e^{-\gamma^2(\tau - \tau')}}{\sqrt{\pi(\tau - \tau')}} d\tau'. \quad (13)$$

Подставив в (13) выражения для $\Theta(\xi, 0)$ и $(\partial\Theta/\partial\xi)_0$ из (8), получим

$$\Theta_s(\tau) = e^{(1-\gamma^2)\tau} \operatorname{erfc} \sqrt{\tau} - \frac{b}{\gamma} \operatorname{erf} \gamma \sqrt{\tau} + a \int_0^\tau \frac{\exp(-\gamma^2\tau')}{\sqrt{\pi\tau'}} \Theta_s(\tau - \tau') d\tau'. \quad (14)$$

Применив к уравнению (14) преобразование Лапласа [19], получим изображение температуры поверхности

$$\bar{\Theta}_s(p) = \frac{1}{(1 + \sqrt{p + \gamma^2})(\sqrt{p + \gamma^2} - a)} - \frac{b}{p(\sqrt{p + \gamma^2} - a)}. \quad (15)$$

С помощью обратного преобразования Лапласа [19] из (15) получим окончательное выражение для изменения температуры

$$\Theta_s(\tau) = \left(\frac{a}{a+1} - \frac{ab}{a^2 - \gamma^2} \right) e^{(a^2 - \gamma^2)\tau} (1 + \operatorname{erf} a \sqrt{\tau}) + \frac{1}{a+1} e^{(1-\gamma^2)\tau} \operatorname{erfc} \sqrt{\tau} + \frac{b\gamma}{a^2 - \gamma^2} \operatorname{erf} \gamma \sqrt{\tau} + \frac{ab}{a^2 - \gamma^2}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что Θ_s с течением времени будет экспоненциально возрастать, если

$$a > \gamma, \quad a/(a+1) > ab/(a^2 - \gamma^2). \quad (17)$$

Соотношения (17) можно объединить в одно условие воспламенения топлива

$$(a^2 - \gamma^2)/(a+1) > b. \quad (18)$$

Рассмотрим подробнее случай отсутствия теплообмена через торцевую поверхность образца $\beta = 0$ и малой теплоотдачи через боковую по-

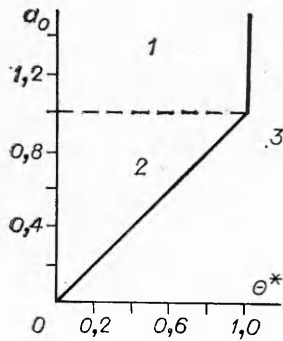


Рис. 5. Критические значения параметров a_0 и Θ^* .

1 — воспламенение без задержки; 2 — воспламенение с задержкой; 3 — область остывания.

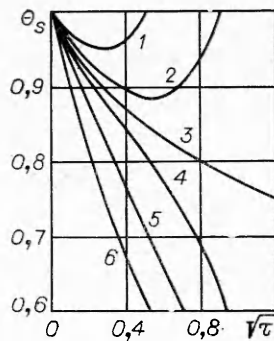


Рис. 6. Изменение во времени температуры торцевой поверхности образца.

1, 2 — воспламенение с задержкой. $a_0 = 0,72; 0,34$; 3 — кривая, разделяющая режимы воспламенения и остывания. $a_0 = \Theta^* = 0,6$; 4—6 — полное остывание, $a_0 = 0,56; 0,4; 0$.

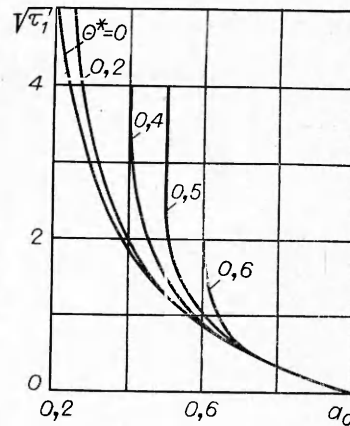


Рис. 7. Время задержки воспламенения в зависимости от параметров a_0 и Θ^* .

верхность $\gamma^2 \ll a^2$. Тогда с учетом (9) и (10) условие (18) можно представить в виде

$$a_0 > \Theta^*, \quad (19)$$

где

$$\Theta^*(r) = \frac{T^*(r) - T_0}{T_s^0 - T_0} < 1; \quad a_0(T_s^0) = \frac{h\Phi(T_s^0)}{T_s^0 - T_0}.$$

На рис. 5 представлена область значений параметров a_0 и Θ^* , при которых происходит воспламенение. Если энергия активации бесконечно велика, то $T^* = T_s^0$ ($\Theta^* = 1$) и воспламенение происходит при условии [9, 11]

$$a_0 > 1,$$

т. е. когда к моменту окончания облучения скорость тепловыделения от химической реакции $\lambda\Phi(T_s^0)$ превосходит теплоотвод с торцевой поверхности в глубь топлива $\lambda(T_s^0 - T_0)/h$. Если же энергия активации конечна, воспламенение может происходить при $1 > a_0 > \Theta^*$, т. е. когда теплоотвод в начальный момент несколько превышает тепловыделение от реакции. При этом воспламенение произойдет спустя некоторое время после задержки.

На рис. 6 представлены различные режимы изменения температуры торцевой поверхности при $\Theta^* = 0,6$. Следует отметить, что характер изменения $\Theta_s(\tau)$ аналогичен изменению температуры поверхности непрозрачного топлива после воздействия на него продолжительного теплового импульса [20]. Будем понимать под временем задержки воспламенения τ_1 промежуток от $\tau = 0$, после которого Θ_s может несколько уменьшиться, до момента, когда в результате саморазогревания топлива экспоненциально растущая $\Theta_s(\tau)$ превысит значение $\Theta_s = 1$. Подставив в (16) $\Theta_s = 1$, получим трансцендентное уравнение для τ_1 . На рис. 7 представлены графики зависимости τ_1 от параметров a_0 и Θ^* . Когда значение a_0 близко к 1, время задержки воспламенения мало и зависимость τ_1 от a_0 определяется выражением

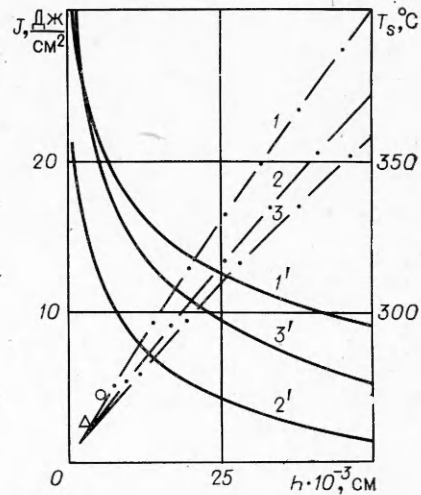
$$\sqrt{\tau_1} = 2/\sqrt{\pi} \cdot (1 - a_0)[1 + a_0/(1 - \Theta^*) \cdot (1 - a_0)].$$

Если же значение a_0 близко к Θ^* , то $\tau_1 \gg 1$ и зависимость $\tau_1(a_0)$, вытекающая из (16), имеет вид

$$\sqrt{\tau_1} = (1 - \Theta^*)/a_0 \cdot \sqrt{\ln(1/2)[1 + 1/(a_0 - \Theta^*)]}.$$

Рис. 8. Минимальная энергия и критическая температура зажигания в зависимости от глубины поглощения света.

1-3 — J_- для октогена, пороха Н, гексогена; 1'-3' — T_{s-}^0 для октогена, пороха Н, гексогена. Экспериментальные значения J : \circ — октоген [13], Δ — нитроглицериновый порох [1].



Условие воспламенения (19) определяет связь между критической температурой торцевой поверхности T_{s-}^0 к моменту окончания облучения, глубиной поглощения света и радиусом образца. Зависимость T_{s-}^0 от r для различных взрывчатых веществ представлена на рис. 4. Для сравнения приведена также температура T_{s+}^0 , при которой разогревание вещества происходит без задержки ($a_0 = 1$).

Следует иметь в виду, что для реализации критической температуры воспламенения T_{s-}^0 необходимо, чтобы она не превышала температуру кипения топлива T_k при данном давлении $T_{s-}^0 < T_k(p)$, иначе произвести зажигание коротким импульсом будет невозможно. Так, например, T_{s-}^0 для образцов гексогена $r \leq 3$ см, как видно из рис. 4, превышает температуру кипения гексогена при атмосферном давлении: $T_k = 613$ К [15]. Поэтому небольшие образцы гексогена нельзя воспламенить, облучая коротким импульсом, что и наблюдается в эксперименте [3]. В отличие от этого, $T_k = 650$ К октогена [3] выше температуры его воспламенения (для реальных значений r), поэтому октоген можно воспламенить, облучая коротким импульсом, как и порох Н.

Минимальная энергия облучения, требуемая для зажигания вещества,

$$J_- = h\rho c (T_{s-}^0(h) - T_s)$$

и ее зависимость от прозрачности h представлена на рис. 8 вместе с зависимостью $T_{s-}^0(h)$ при $r = 0,5$ см. Там же представлены экспериментальные данные по зажиганию импульсом от CO_2 -лазера октогена [3] ($h = 5,6 \cdot 10^{-3}$ см) и нитроглицеринового пороха [1] ($h \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ см), которые указывают на удовлетворительное согласие теории с экспериментом.

Если энергия облучения значительно превосходит минимальную энергию зажигания вещества ($J \gg J_-$, $t_i \gg t_3$), то в процессе облучения будет происходить выгорание вещества. При этом быстрое уменьшение светового потока может вызвать погасание топлива. Это явление рассмотрено в работе [18].

В заключение отметим, что экспериментальное определение времени задержки зажигания топлива после воздействия на него короткого светового импульса может служить методом для определения кинетики высокотемпературного разложения топлива.

Поступила в редакцию
19/II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. L. De Luca, L. N. Caveny a. o. AIAA J., 1976, 14, 7, 940; 1976, 14, 8, 1111.
2. Ю. Ф. Карабаев, Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев.— В сб.: Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.

3. Л. Г. Страковский, И. И. Улеков, Е. И. Фролов.— В сб.: Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977.
4. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1966, 2, 2.
5. А. А. Ковальский, С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1967, 3, 4.
6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
7. T. J. Ohlemiller, M. Summerfiels. AIAA, 1968, 6, 5.
8. A. G. Merzhanov, A. E. Averson. Comb. and Flame, 1971, 16, 89.
9. В. Н. Вилюнов, С. С. Хлевной. ФГВ, 1974, 10, 4, 512.
10. В. В. Барзыкин, С. И. Худяев. Докл. АН СССР, 1966, 169, 6.
11. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
12. А. В. Лыков. Тепломассообмен. Справочник. М., Энергия, 1971.
13. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., Наука, 1966.
14. Октоген — термостойкое взрывчатое вещество. М., Недра, 1975.
15. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., Наука, 1968.
16. Краткий справочник по прострелочно-взрывным работам в скважинах. М., Недра, 1970.
17. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. Докл. АН СССР, 1978, 239, 3.
18. И. Г. Ассовский. ФГВ, 1973, 9, 6.
19. В. А. Диткин, А. П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. М., 1965.
20. В. Н. Вилюнов, О. Г. Сидонский. ФГВ, 1965, 1, 4.

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВЗВЕСИ КОНГЛОМЕРАТОВ И ЧАСТИЦ БОРА

А. Н. Золотко, Д. И. Полищук, А. И. Швец

(Одесса)

В настоящее время большинство реальных схем подачи порошка твердого горючего в камеру сгорания не обеспечивает полной дезагрегации твердого компонента [1]. Это обстоятельство приводит к тому, что в реакционном объеме энергетической установки образуется газовзвесь конгломератов и частиц твердого горючего. Такая же система (взвесь конгломератов и частиц) может реализоваться при производстве и транспортировке порошкообразных материалов. Как известно, конгломераты и взвеси частиц обладают меньшими температурами воспламенения, чем одиночные частицы, поэтому изучение процессов воспламенения взвесей конгломератов и частиц представляет определенный практический интерес.

Рассмотрим воспламенение взвеси конгломератов и частиц бора. Для описания воспламенения такой взвеси воспользуемся уже известными представлениями о воспламенении взвесей частиц бора [2] и моделью воспламенения конгломератов частиц бора в приближении равнодоступной поверхности [3]. Предположим, что взвесь состоит из отдельных частиц диаметром d и сферических конгломератов диаметром D_k , образованных отдельными частицами. При этом следует обратить внимание на то обстоятельство, что температуры частиц, конгломератов и газа вследствие различных соотношений между теплоприходом за счет химической реакции и теплоотводом для частиц и конгломератов, вообще говоря, не совпадают в предвоспламенительный период — взвесь конгломератов и частиц является трехтемпературной средой. Будем пренебрегать градиентом температур по радиусу частиц и конгломератов и выгоранием бора и окислителя в предвоспламенительный период. В связи с тем, что воспламенение одиночных частиц бора наблюдается при температурах