

II — стационарное протекание реакции в движущейся жидкости (тепловой взрыва нет; конвекция есть);

III — нестационарное протекание реакции (тепловой взрыв) в движущейся жидкости; конвекция влияет на величину периода индукции теплового взрыва;

IV — нестационарное протекание реакции в неподвижной жидкости; конвекция не успевает развиться за период индукции теплового взрыва.

Таким образом, для того, чтобы конвекция влияла на характер теплового взрыва, нужно выполнить 2 условия:

а) необходимое — условие возникновения конвекции в химически реагирующей жидкости ($Ra \geq Ra_*$),

б) достаточное — условие развития конвекции ($\tau_k \leq \tau_b$).

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. И. Вольперту и С. И. Худяеву за внимание и помощь в работе.

Поступила в редакцию
22/VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
2. P. G. Ashmore, B. J. Tyler, T. A. B. Wesley. Eleventh symp. (Intern.) on Combustion, Combustion Inst. Pittsburg, Pennsylvania, 1967, 1133.
3. А. Г. Мержанов, Э. А. Штессель. ФГВ, 1971, 7, 1.
4. E. Samerscale, D. Dropkin. Int. Journ. Heat and Mass Transf. 1966, 9, 11, 1189.
5. E. Koschmieder. J. Fluid. Mech., 1967, 30, 9.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Изд. 2. М., Гостехиздат, 1954.
7. K. Aziz, J. D. Hellums. Phys. of Fluids. 1967, 10, 2, 314.
8. В. В. Полежаев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 5, 124.
9. А. Г. Мержанов, Э. А. Штессель. Докл. АН СССР, 1970, 191, 4, 779.
10. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль. Основы учения о теплообмене. М., ИЛ, 1953.
11. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3, 118.

УДК 662.311.1

О ПОГАСАНИИ ВВ ПРИ ПРЕКРАЩЕНИИ ДЕЙСТВИЯ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. С. Хлевной

(Новосибирск)

В опытах по зажиганию нитроглицеринового пороха световым излучением [1, 2] было обнаружено, что внешний световой поток q_0 , быстро удаленный в момент зажигания пороха, приводит к самостоятельному режиму горения, если $q_0 < q_k$, где q_k — критический световой поток, при котором нарушается сформулированное в [3] условие зажигания $q_+ \geq q_- \approx q_0$. Однако если задержать облучение зажженного пороха светом, по крайней мере, до тех пор, пока он не станет гореть стационарно, а затем внезапно поток удалить, порох может погаснуть. Найдено, что погасание пороха происходит при всех потоках $q_0 > q_0^*$, причем

q_0^* в несколько раз меньше, чем q_k [4]. Чем больше прозрачность пороха, тем больше критические потоки q_k и q_0^* (см. таблицу).

Проанализируем условия перехода горящего ВВ со стационарного режима, когда к его поверхности подводится световое излучение заданной плотности q_0 , к стационарному режиму горения при отсутствии излучения. Очевидно, что возможность такого перехода определяется прежде всего способностью наиболее медленной стадии горения успевать перестраиваться при изменении внешних условий, т. е. временем релаксации t_T наиболее инерционной зоны в горящем ВВ.

Тип пороха	$T_0, ^\circ\text{C}$	$p, \text{ атм}$	$q_k, \text{ кал/см}^2/\text{сек}$	$q_0^*, \text{ кал/см}^2/\text{сек}$	Среда	Предполагаемый коэф. прозрачности $\sigma, 1/\text{см}$
Н+сажа	20	0,5	0,4	—	воздух	115
	20	0,75	1,2	—	"	115
	20	1,0	3,2	0,8	"	115
	-75	1,0	1,5	—	азот	115
Н	20	1,0	не обнаруж	1,7	воздух	17

Известно [5—7], что такой зоной является прогретый слой конденсированной фазы ВВ, а все остальные зоны (зона химической реакции в к-фазе, дымо-газовая зона, зона реакции в газовой фазе) релаксируют гораздо быстрее. Следовательно, если время прекращения действия излучения t_n намного больше времени релаксации последних зон, то их можно считать безынерционными.

Исходя из этого условия, найдем критерий погасания ВВ при мгновенном прекращении действия излучения ($t_n \ll t_T$). Будем полагать, что ВВ полупрозрачно и световое излучение q_0 проникает в него по экспоненциальному закону с показателем прозрачности σ (отражение света от поверхности ВВ не учитывается), а в поверхностном слое к-фазы ВВ протекают химические реакции; кроме этого, из газовой фазы возможно поступление теплового потока q_1 . Тогда горение ВВ может быть описано решением, приведенным в [8].

Обозначим температуру поверхности ВВ через T_n а температуру на задней границе реакционной зоны к-фазы, толщина которой δ_0 , через T_1 , причем согласно Я. Б. Зельдовича $T_n - T_1 = \frac{R T_n^2}{E}$, где R — универсальная газовая постоянная, E — энергия активации.

Будем считать, что давление окружающей среды за время переходного процесса остается неизменным, а T_n и T_1 не зависят от q_0 . Тогда, согласно [8], стационарная скорость горения ВВ описывается соотношением

$$u_0 = u_1(p, T_0) [1 + f(q_0, \sigma)], \quad (1)$$

а градиент температуры на задней границе реакционного слоя к-фазы ВВ равен

$$\varphi_0 = \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0}^0 = \frac{u_0}{\kappa} (T_1 - T_0) - \frac{q_0}{\lambda} \exp(-\sigma \delta_0), \quad (2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности; T_0 — начальная температура ВВ; κ — коэффициент температуропроводности.

Из уравнения (2), связывающего градиент φ_0 и поток q_0 с начальной температурой, следует, что

$$T_0 = T_1 - \frac{x}{u_0} \left[\varphi_0 + \frac{q_0}{\lambda} \exp(-\sigma \delta_0) \right]. \quad (3)$$

Подставляя в (1) выражение (3), можно представить скорость горения u_0 в функции от φ_0 , p , q_0 . Как показал Я. Б. Зельдович [5], такая связь является универсальной, т. е. справедливой как при стационарном, так и при нестационарном горении. Следуя [9], зависимость скорости горения ВВ от начальной температуры представим в виде

$$u_1 = B_1(p) \frac{1 + \alpha T_0}{1 - \beta T_0}. \quad (4)$$

Как показано в [9], такая зависимость при соответствующем выборе коэффициентов α и β позволяет получить величину $\frac{u_{\max}}{u_{\min}}$ любой — от нуля до бесконечности. Заменяя φ_0 на φ , q_0 на q , δ_0 на δ , после подстановки (3) в (4) получаем квадратное уравнение для определения нестационарной скорости горения

$$u^2 - (1 - \beta T_1)^{-1} \{ B_1 [1 + f(q, \sigma)] (1 + \alpha T_1) - \beta x [\varphi + \frac{q}{\lambda} \exp(-\sigma \delta)] \} u + B_1 [1 + f(q, \sigma)] dx (1 - \beta T_1)^{-1} [\varphi + \frac{q}{\lambda} \exp(-\sigma \delta)] = 0.$$

При быстром прекращении светового излучения ($q=0$), согласно условию $t_n \ll t_T = \frac{x}{u_0^2}$, тепловой слой в к-фазе ВВ не успевает перестроиться,

градиент температуры остается прежним ($\varphi = \varphi_0$), а $f(0, \sigma) = 0$. Поэтому предыдущее уравнение заметно упрощается. Разрешая его относительно u , получаем

$$u = \frac{B_1 (1 + \alpha T_1) - \beta x \varphi_0}{2(1 - \beta T_1)} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4 \alpha B_1 x \varphi_0 (1 - \beta T_1)}{[B_1 (1 + \beta T_1) - \beta x \varphi_0]^2}} \right\}. \quad (5)$$

Из этого соотношения следует, что нестационарная скорость u не может быть меньше, чем

$$u_{\min} = \frac{B_1 (1 + \alpha T_1) - \beta x \varphi_0^*}{2(1 - \beta T_1)}. \quad (6)$$

При $u = u_{\min}$ наступает погасание пороха, условием осуществления которого является обращение в нуль подкоренного выражения в (5). Таким образом, горение ВВ не должно прекращаться с удалением светового излучения при выполнении условия:

$$1 \geq \frac{4 \alpha B_1 x \varphi_0 (1 - \beta T_1)}{[B_1 (1 + \alpha T_1) - \beta x \varphi_0]^2}. \quad (7)$$

Из этого условия следует выражение для критического (максимального) градиента температуры на задней границе химической зоны к-фазы, при котором наступает погасание ВВ

$$\varphi_0^* = \frac{B_1 (2\alpha + \beta - \alpha \beta T_1)}{\beta^2 x} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{\beta^2 (1 + \alpha T_1)^2}{(2\alpha + \beta - \alpha \beta T_1)^2}} \right]. \quad (8)$$

Знак минус перед корнем взят из физических соображений (нужно брать из двух критических градиентов минимальный).

Заменяя в (8) B_1 , согласно формуле (4), и используя очевидное соотношение $\varphi_1 = \left| \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \frac{u_1}{z} (T_1 - T_0)$, справедливое для нового стационарного режима горения, получаем связь между тепловыми потоками на задней границе химической зоны в к-фазе $\lambda \varphi_0^*$ и $\lambda \varphi_1$

$$\lambda \varphi_0^* = \lambda \left| \frac{dT}{dx} \right|_{x=0}^* = \lambda \varphi_1 \cdot f_2(\alpha, \beta, T_1, T_0), \quad (9)$$

где

$$f_2 = \frac{2(1 - \beta T_0)(2\alpha + \beta - \alpha\beta T_1)}{\beta^2(1 + \alpha T_0)(T_1 - T_0)} \left[1 - \left(1 - \frac{\beta^2(1 + \alpha T_1)^2}{(2\alpha + \beta - \alpha\beta T_1)^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (10)$$

Отсюда следует, что отношение градиентов $\varphi_0^*/\varphi_1 = f_2$ не зависит от светового потока q_0 и показателя прозрачности σ , так как функция f_2 определяется только температурами T_0 и T_1 , а также параметрами α и β , характеризующими зависимость скорости горения от начальной температуры.

Рассмотрим более подробно случай, когда тепловым потоком из газовой фазы q_1 можно пренебречь. Тогда, согласно [8], связь между параметрами $y = \frac{u_1 \delta_0}{z}$ и $z = \sigma \delta_0$ при заданных физико-химических свойствах ВВ однозначно устанавливается из трансцендентного уравнения:

$$F_1 = \left(F_2 - \frac{z^2}{y} \right) \left[1 - e^{-y} + (e^{-y} - e^{-z}) \left(1 - \frac{z}{y} \right)^{-1} \right] - \frac{z^2}{y^2} (1 - e^{-y} - y), \quad (11)$$

где

$$F_1 = \frac{\lambda \sigma^2 R T_n^2}{\Phi_m E}; \quad F_2 = \frac{\sigma^2 \lambda (T_n - T_0)}{\Phi_m}; \quad \Phi_m = Q k_0 \rho \exp\left(-\frac{E}{R T_n}\right);$$

Q — удельный тепловой эффект химических реакций в к-фазе ВВ; k_0 — предэкспонент.

Задавая определенные значения y , можно из (11) найти соответствующие им значения z , после чего определяются ширина химической зоны $\delta_0 = \frac{z}{\sigma}$ и скорость $u_0 = \frac{y \cdot z}{z}$. Из уравнения баланса тепла

$$c \rho u_0 (T_n - T_0) = \Phi_m \delta_0 + q_0 \quad (12)$$

вычисляется световой поток q_0 , а тепловой поток в глубь ВВ на задней границе зоны химической реакции — из соотношения

$$\begin{aligned} \lambda \varphi_0 &= \lambda \left| \frac{dT}{dx} \right|_{x=0}^0 = c \rho u_0 (T_1 - T_0) - q_0 \exp(\sigma \delta_0) = \\ &= \Phi_m \delta_0 \gamma + q_0 [\gamma - \exp(-\sigma \delta_0)], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\gamma = \frac{T_1 - T_0}{T_n - T_0} = 1 - \frac{R T_n^2}{E (T_n - T_0)}.$$

Приравняв соотношения (9) и (13), можно определить критический световой поток q_0^* , мгновенное прекращение которого вызывает погасание ВВ

$$q_0^* = \frac{\gamma \Phi_m \delta_1 \left(f_2 - \frac{\delta_0}{\delta_1} \right)}{[\gamma - \exp(-\sigma \delta_0)]}. \quad (14)$$

При выводе этой формулы использовано соотношение

$$\begin{aligned} \lambda \varphi_1 &= \lambda \left| \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = c \rho u_1 (T_1 - T_0) = \\ &= \gamma \Phi_m \delta_1 = \gamma \sqrt{\frac{2 \lambda R T_n^2 \Phi_m}{E}}, \end{aligned} \quad (15)$$

полученное из решения, приведенного в [8].

Возможен и другой путь определения зависимости $q^*(\sigma)$. Представим (11) в виде

$$\sigma^2 = A z^2 \frac{a - B(z)}{b - B(z)}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \frac{\Phi_m}{\lambda (T_n - T_0) y}; \quad a = (1 - e^{-y}) \left(1 + \frac{1}{y} \right) - 1; \quad b = \gamma - e^{-y}; \\ B(z) &= (e^{-z} - e^{-y}) \left(1 - \frac{z}{y} \right)^{-1}. \end{aligned}$$

Тогда для каждого заданного $y = \frac{u_1 \delta_0}{z}$ ищутся $z = \sigma \delta_0$, σ , а затем δ_0 , u_0 и q_0^* , при которых $\lambda \varphi_0$ совпадает с критическим потоком $\lambda \varphi_0^* = \lambda \varphi_1 f_2$, определяемым формулой (9).

Расчеты по формулам (9), (11), (14) и (16) сравнительно трудоемкие, показали, что переменная z , а следовательно, и ширина зоны химической реакции $\delta_0 \sim z$ очень слабо зависит от q_0 и тем меньше, чем больше прозрачность ВВ. В практически важных случаях отличие δ_0 от δ_1 не превышает нескольких процентов. В связи с этим задача нахождения q^* значительно упрощается. Полагая в (14) $\delta_0 \approx \delta_1 = \sqrt{\frac{2 \lambda R T_n^2}{E \Phi_m}}$, получаем

$$q_0^* = \frac{\gamma \Phi_m \delta_1 (f_2 - 1)}{\gamma - \exp(-\sigma \delta_1)} = \frac{\gamma \sqrt{\frac{2 \lambda R T_n^2 \Phi_m}{E}} (f_2 - 1)}{\gamma - \exp\left(-\sigma \sqrt{\frac{2 \lambda R T_n^2}{E \Phi_m}}\right)}. \quad (17)$$

Из этого соотношения, так же как и из формулы (14), следует, что с уменьшением прозрачности ВВ (с увеличением σ) критический световой поток монотонно уменьшается, стремясь к конечному пределу

$$q_0^*|_{\sigma \rightarrow \infty} = \Phi_m \delta_1 (f_2 - 1),$$

т. е. непрозрачное ВВ более подвержено погасанию, чем полупрозрачное.

Наоборот, увеличение прозрачности ВВ (уменьшение σ) приводит к значительному расширению области перехода ВВ на новый стационарный режим горения. При показателе прозрачности

$$\delta^* = -\delta_1^{-1} \ln \gamma$$

критический световой поток обращается в бесконечность, и при всех $\sigma < \sigma^*$ погасание ВВ не происходит.

Оценим влияние теплового потока q_1 из газовой фазы на зависимость критического светового потока от прозрачности ВВ $q_0^*(\sigma)$. Для простоты будем предполагать, что в стационарных режимах горения (с излучением и без него) потоки q_1 мало различаются, а $\delta_0 \approx \delta_1$. Принимая во внимание, что в этом случае

$$c\rho u_0(T_n - T_0) = \Phi_m \delta_0 + q_0 + q_1 \approx \Phi_m \delta_1 + q_0 + q_1$$

и

$$c\rho u_1(T_n - T_0) = \Phi_m \delta_1 + q_1,$$

получаем выражение для q_0^* , аналогичное (17):

$$q_0^* = \frac{\gamma(\Phi_m \delta_1 + q_1)(f_2 - 1)}{\gamma - \exp(-\sigma \delta_1)}, \quad (18)$$

т. е. вид зависимости $q_0^*(\sigma)$ целиком сохраняется. Если скорость горения при $q_1 = 0$ и $q_1 \neq 0$ сохраняется (это допущение применимо к случаю, когда ничего не известно о тепловом потоке из газовой фазы), то

$$\Phi_m \delta_1|_{q_1=0} = \Phi_m \delta_1|_{q_1 \neq 0} + q_1;$$

поэтому из соотношений

$$\begin{aligned} c\rho(T_n - T_0)u_1|_{q_1 \neq 0} &= \Phi_m \delta_1|_{q_1 \neq 0} + q_1 = \\ &= \sqrt{q_1^2 + 2\lambda \frac{RT_n^2}{E} \Phi_m|_{q_1 \neq 0}} \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \Phi_m \delta_1|_{q_1=0} &= c\rho(T_n - T_0)u_1|_{q_1=0} = \\ &= \sqrt{2\lambda \frac{RT_n^2}{E} \Phi_m|_{q_1=0}} \end{aligned}$$

следует, что

$$\Phi_m|_{q_1 \neq 0} = \Phi_m|_{q_1=0} \left(1 - \frac{q_1^2}{\Phi_m^2 - \delta_1^2|_{q_1=0}} \right) < \Phi_m|_{q_1=0}$$

и

$$\delta_1|_{q_1 \neq 0} = \delta_1|_{q_1=0} \cdot \left(1 + \frac{q_1}{\Phi_m \delta_1|_{q_1=0}} \right)^{-1} < \delta_1|_{q_1=0},$$

т. е. ширина зоны химической реакции в к-фазе ВВ сужается с увеличением q_1 . В связи с этим из (18) следует, что показатель прозрачности $\sigma^*|_{q_1 \neq 0} \sim \frac{1}{\delta_1}$, при котором q_0^* обращается в бесконечность, больше, чем $\sigma^*|_{q_1=0}$, а с увеличением потока q_1 область перехода ВВ на другой стационарный режим горения расширяется.

Если физико-химические свойства ВВ в обоих случаях одинаковы, то $\Phi_m = \text{const}$ и зависимость u_1 и δ_1 от q_1 имеет вид:

$$q_1 + \Phi_m \delta_1|_{q_1 \neq 0} = \sqrt{q_1^2 + \Phi_m^2 \delta_1^2|_{q_1=0}} > \Phi_m \delta_1|_{q_1=0},$$

т. е.

$$u_1|_{q_1 \neq 0} > u_1|_{q_1=0}, \quad \delta_1|_{q_1=0} = \left(1 + \frac{2q_1}{\Phi_m \delta_1|_{q_1 \neq 0}} \right)^{1/2} \cdot \delta_1|_{q_1 \neq 0} > \delta_1|_{q_1=0}.$$

Вследствие этого, как и в предыдущем случае, с увеличением потока q_1 область устойчивого горения ВВ становится шире.

Отношение минимальной скорости u_{\min} к скорости стационарного горения ВВ без излучения равно

$$W^* = \frac{u_{\min}}{u_1} = \frac{(1 + \alpha_1 - \beta_1 f_0)}{2(1 - \beta_1)},$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\alpha(T_1 - T_0)}{1 + \alpha T_0} \text{ и } \beta_1 = \frac{\beta_1(T_1 - T_0)}{1 - \beta T_0},$$

а критерий Зельдовича $Z = \left(\frac{\partial \ln u}{\partial T_0} \right)_{p,q} (T_1 - T_0) \leq 1$ в этом случае записывается в виде:

$$Z = \alpha_1 + \beta_1 \leq 1.$$

Найдем теперь критерий погасания ВВ в случае зависимости скорости горения от начальной температуры, взятой в виде

$$u_1 = B_1 \frac{e^{\alpha T_0}}{1 - \beta T_0}. \quad (19)$$

Проведя преобразования, аналогичные прежним, получаем следующее уравнение для вычисления нестационарной скорости горения:

$$\begin{aligned} u(1 - \beta T_1) + \alpha \beta \left[\varphi + \frac{q}{\lambda} \exp(-\sigma \delta) \right] = \\ = B_1 [1 + f(q, \sigma)] \exp \left\{ \alpha \left[T_1 - \frac{x}{\sigma} \left[\varphi + \frac{q}{\lambda} \exp(-\sigma \delta) \right] \right] \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

При мгновенном удалении светового источника $\varphi = \varphi_0$, $f(q) = 0$, $q = 0$, откуда

$$u(1 - \beta T_1) + \alpha \beta \varphi_0 = B_1 \exp \alpha \left(T_1 - \frac{x \varphi_0}{u} \right). \quad (21)$$

Делая согласно (19) в уравнении (21) замену $B_1 = u_1(1 - \beta T_0) \exp(-\alpha T_0)$, вводя туда безразмерные скорости $u' = \frac{u}{\alpha x \varphi_0}$, $u_1' = \frac{u_1}{\alpha x \varphi_0}$ и параметры $m = \frac{\beta}{\alpha(1 - \beta T_1)}$, $n = u_1' \frac{1 - \beta T_0}{1 - \beta T_1} \exp \alpha(T_1 - T_0)$, приводим его к виду

$$u' + m = n \cdot \exp \left(-\frac{1}{u'} \right). \quad (22)$$

Это уравнение имеет решение только тогда, когда функции $u' + m$ и $n \exp \left(-\frac{1}{u'} \right)$ пересекаются (рис. 1). В этом случае уравнение (22) имеет два корня (так как всегда $m > 0$). Из физических соображений ясно, что реальный смысл имеет только наибольший корень (точка пересечения кривых А). Минимальная возможная скорость горения, при достижении которой осуществляется погасание ВВ, определяется из условий равенства и касания функций в точке В на рис. 1. Эти условия имеют вид

$$u'_{\min} + m = n \cdot \exp \left(-\frac{1}{u'_{\min}} \right), \quad u'_{\min} = n \cdot \exp \left(-\frac{1}{u'_{\min}} \right). \quad (23)$$

откуда следует квадратное относительно u_{\min} уравнение $u_{\min}^2 - u_{\min} - m = 0$, решением которого является выражение

$$u_{\min} = 0,5 (1 + \sqrt{1 + 4m}). \quad (24)$$

Решение с отрицательным корнем не имеет физического смысла, так как $u_{\min} > 0$.

Следовательно, минимальная скорость горения равна

$$u_{\min} = \frac{\alpha \times \varphi_0^*}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta}{\alpha(1-\beta T_1)}} \right). \quad (25)$$

Подставив (24) в (23), находим связь между параметрами m и n , при которых осуществляется затухание ВВ:

$$1 + (1 + 4m)^{1/2} + 2m = 2n \cdot \exp \left[-\frac{2}{1 + (1 + 4m)^{1/2}} \right]. \quad (26)$$

Переходя к размерным переменным, находим выражение для критического теплового потока вглубь к-фазы ВВ, при котором осуществляется погасание ВВ:

$$\lambda \varphi_0^* = \lambda \varphi_1 \cdot f_2(\alpha, \beta, T_1, T_0), \quad (27)$$

где

$$f_2 = \frac{2 \exp \alpha (T_1 - T_0) (1 - \beta T_0) \cdot \exp \left\{ -2 \left[1 + \left(1 + \frac{4\beta}{\alpha(1-\beta T_1)} \right)^{1/2} \right]^{-1} \right\}}{\alpha (T_1 - T_0) (1 - \beta T_1) \left[1 + \frac{2\beta}{\alpha(1-\beta T_1)} + \left(1 + \frac{4\beta}{\alpha(1-\beta T_1)} \right)^{1/2} \right]}. \quad (28)$$

Отношение

$$W^* = \frac{u_{\min}}{u_1} = \frac{\alpha (T_1 - T_0) f_2}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4\beta}{\alpha(1-\beta T_1)}} \right].$$

Критический световой поток q_0^* вычисляется по формулам (14) или (17), где следует для функции f_2 применять соотношение (28); критерий Зельдовича $Z = \left(\alpha + \frac{\beta}{1 - \beta T_0} \right) (T_1 - T_0) = \alpha_0 + \beta_1 \leq 1$.

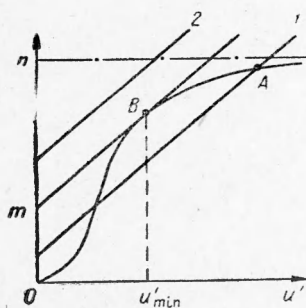


Рис. 1. График функций $u' + m$ и $n \cdot \exp \left(-\frac{1}{u'} \right)$ в произвольном масштабе: 1 — решение есть; 2 — решения нет.

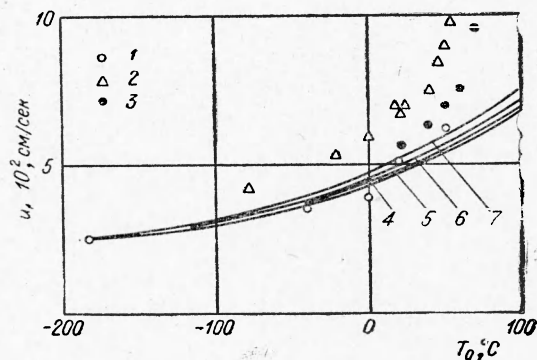


Рис. 2. Зависимость скорости горения нитроглицеринового пороха Н от начальной температуры при $p = 1$ атм.

Экспериментальные точки: 1 — в воздухе [10]; 2 — в воздухе [11]; 3 — в слабой струе азота [11]. Расчетные кривые по формуле (4) при $\alpha = 4 \cdot 10^{-4} 1^\circ\text{K}$; 4 — $\beta = 1,7 \cdot 10^{-3} 1^\circ\text{K}$, $W^* = 0,63$, $Z = 0,87$; 5 — $\beta = 1,75 \cdot 10^{-3} 1^\circ\text{K}$, $W^* = 0,7$, $Z = 0,92$; по формуле (19) при $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-3} 1^\circ\text{K}$; 6 — $\beta = 1,65 \cdot 10^{-3} 1^\circ\text{K}$, $W^* = 0,84$, $Z = 0,93$; 7 — $\beta = 1,7 \cdot 10^{-3} 1^\circ\text{K}$, $W^* = 0,94$, $Z = 0,97$.

Исследуем зависимость $q_0^*(\sigma)$ для пороха, близкого по физико-химическим свойствам к хорошо изученному нитроглицериновому пороху типа Н, используя законы горения в виде (4) и (19). Для этого примем $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4}$ кал/см·сек·град, $\kappa = 10^{-3}$ см²/сек, $\rho = 1,6$ г/см³, $Q = 300$ кал/г, $k_0 = 10^{13,6}$ 1/сек, $E = 33$ ккал/моль, $T_0 = 293^\circ\text{K}$, $T_{II} = 543^\circ\text{K}$. Тогда $\frac{RT_{II}^2}{E} = 17,7$ град, $T_1 = 525,3^\circ\text{K}$, $\Phi_m = 1,031 \cdot 10^3$ кал/см³·сек, $\delta_1 \cong 4,5 \cdot 10^{-3}$ см, $\gamma = 0,929$, $\lambda \Phi_1 = \gamma \Phi_m \delta_1 = 4,3$ кал/см²·сек.

Значения коэффициентов α и β , входящих в законы горения (4) и (19), выбирались такими, чтобы в широком интервале начальных температур удовлетворительно аппроксимировать известные результаты измерений скорости горения нитроглицеринового пороха в зависимости от T_0 .

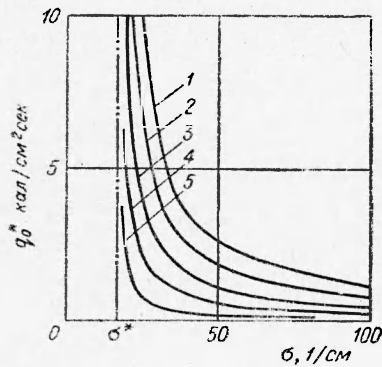


Рис. 3. Зависимость $q_0^*(\sigma)$ для закона горения $u_1 = B_1 \frac{1 + \alpha T_0}{1 - \beta T_0}$ при $\alpha = 4 \cdot 10^{-4} 1/^\circ\text{K}$:
 1 - $\beta = 1,6 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 2 - $\beta = 1,65 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 3 - $\beta = 1,7 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 4 - $\beta = 1,75 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 5 - $\beta = 1,788 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$.

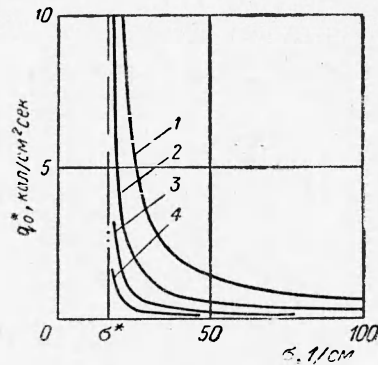


Рис. 4. Зависимость $q_0^*(\sigma)$ для закона горения $u_1 = B_1 \frac{e^{\alpha T_0}}{1 - \beta T_0}$ при $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$:
 1 - $\beta = 1,5 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 2 - $\beta = 1,6 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 3 - $\beta = 1,65 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 4 - $\beta = 1,7 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$.

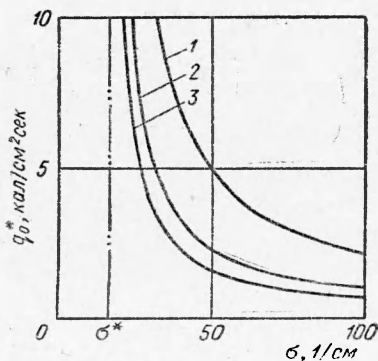


Рис. 5. Зависимость $q_0^*(\sigma)$ для закона горения $u_1 = B_1 (1 + \alpha T_0)$:
 1 - $\alpha = 5 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 2 - $\alpha = 10^{-2} 1/^\circ\text{K}$; 3 - $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-2} 1/^\circ\text{K}$.

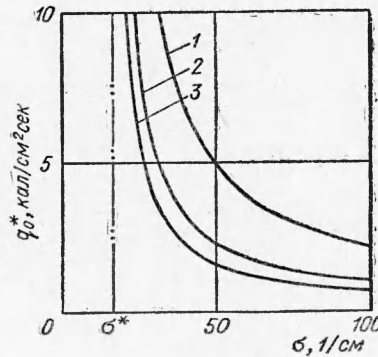


Рис. 6. Зависимость $q_0^*(\sigma)$ для закона горения $u_1 = B_1 e^{\alpha T_0}$:
 1 - $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 2 - $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 3 - $\alpha = 5,0 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$; 4 - $\alpha = 4,0 \cdot 10^{-3} 1/^\circ\text{K}$.

[10, 11], при соблюдении критериев Зельдовича $\left(\frac{\partial \ln u}{\partial T_0}\right)_{p, q} (T_1 - T_0) \leq 1$ (рис. 2).

Как следует из анализа кривых $q_0^*(\sigma)$, представленных на рис. 3 и 4, с повышением прозрачности пороха наблюдается увеличение критического светового потока. Несмотря на большое обилие и неполную достоверность известных значений параметров, входящих в решение задачи, результаты вычислений качественно хорошо согласуются с экспериментальными результатами по погасанию нитроглицериновых порохов Н и Н+сажа (см. таблицу). При $0 < \sigma < 16,5$ 1/см существует область устойчивого горения при прекращении любого по величине светового потока. Как показывают вычисления, в этой области очень большая прозрачность пороха приводит к уменьшению градиента температуры φ_0 с увеличением светового потока, т. е. всегда осуществляется неравенство $\varphi_0 < \varphi_1 < \varphi_1 f_2$. Законы горения $u_1 = B_1 \frac{e^{\alpha T_0}}{1 - \beta T_0}$ и $u_1 = B_1 \frac{1 + \alpha T_0}{1 - \beta T_0}$ хорошо описывают наблюдаемые в экспериментах зависимости $u_0(T_1)$, а также $q_0^*(\sigma)$.

Законы горения типа $u_1 = B_1(1 + \alpha T_0)$ (29) и $u_1 = B_1 e^{\alpha T_0}$ (30), неоднократно применявшиеся при решении разнообразных задач по горению ВВ, просты и удобны в обращении, дают качественно похожие зависимости, однако не позволяют получить значения исследуемых параметров, близких к экспериментальным результатам.

Полагая в формулах (10) и (28) β равными нулю, получаем для закона горения (29)

$$f_2(\alpha, T_1, T_0) = \frac{(1 + \alpha T_1)^2}{4\alpha (T_1 - T_0)(1 + \alpha T_0)}$$

и для закона горения (30)

$$f_2(\alpha, T_1, T_0) = \frac{\exp \alpha (T_1 - T_0)}{e \cdot \alpha (T_1 - T_0)}$$

Соответствующие этим законам $W^* = \frac{1 + \alpha_1}{2}$, $Z = \alpha_1 \leq 1$ и $W^* = e^{\alpha_0 - 1}$, $Z = \alpha_0 \leq 1$, где $\alpha_0 = \alpha(T_1 - T_0)$.

По этим формулам с использованием соотношения (17) были вычислены зависимости $q_0^*(\sigma)$, представленные на рис. 5 и 6 для параметров α , подобранных подходящим образом, чтобы удовлетворительно описать экспериментальные результаты (рис. 7). Из рис. 3—6 следует, что закон горения (29) завышает критические световые потоки по сравнению с законом (19); зависимости скорости горения от начальной температуры (4) и (30) дают промежуточные значения этих потоков, близкие между собой.

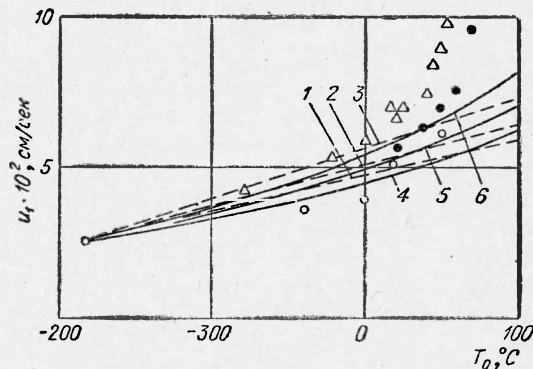


Рис. 7. Зависимость скорости горения нитроглицеринового пороха Н от начальной температуры при $p=1$ атм. Экспериментальные точки (см. рис. 2).

Расчетные кривые по формуле (29): 1 — $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$ 1/°К, $W^* = 0,73$, $Z = 0,47$; 2 — $\alpha = 10^{-2}$ 1/°К, $W^* = 0,79$, $Z = 0,59$; 3 — $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-2}$ 1/°К, $W^* = 0,82$, $Z = 0,65$; по формуле (30): 4 — $\alpha = 3 \cdot 10^{-2}$ 1/°К, $W^* = 0,74$, $Z = 0,70$; 5 — $\alpha = 3,5 \cdot 10^{-2}$ 1/°К, $W^* = 0,83$, $Z = 0,81$; 6 — $\alpha = 4 \cdot 10^{-2}$ 1/°К, $W^* = 0,93$, $Z = 0,93$.

Из вычислений также следует, что чем меньше скорость горения ВВ зависит от начальной температуры, тем более вероятен переход ВВ на другой стационарный режим горения по прекращении действия света, т. е. тем больше критические световые потоки.

Поступила в редакцию
12/Х 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Михеев, С. С. Хлевой. ФГВ, 1968, 4, 1.
2. В. Ф. Михеев, С. С. Хлевой. ФГВ, 1968, 4, 4.
3. А. А. Ковальский, С. С. Хлевой, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1967, 3, 4.
4. В. Ф. Михеев. Канд. дисс. ИХКИГ СО АН СССР, Новосибирск, 1970.
5. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3.
6. Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1962, 5.
7. Б. В. Новожилов. ФГВ, 1969, 5, 1.
8. Э. В. Конев, С. С. Хлевой, ФГВ, 1966, 2, 4.
9. Ю. А. Гостиинцев, А. Д. Марголин. ФГВ, 1965, 1, 2.
10. А. М. Коротков, О. И. Лейпунский. Сб. «Физика взрыва», № 2. М., Изд. АН СССР, 1953.
11. Э. В. Конев. ФГВ, 1965, 1, 2.

УДК 662.311.1+536.46

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ГОРЕНИИ ПОРОХА

И. Б. Светличный, А. Д. Марголин, П. Ф. Похил
(Москва)

Низкочастотные (неакустические) автоколебания горения возникают в определенных условиях при горении пороха как в бомбе постоянного давления, так и в полузамкнутом объеме [1—5].

В данной работе с помощью различных экспериментальных методов исследованы низкочастотные автоколебательные процессы при горении чистого пороха Н и с добавкой 5,8% Al в условиях бомбы постоянного давления (БПД) и в полузамкнутом объеме. Схема опыта в БПД изображена на рис. 1. Цилиндрический образец пороха диаметром 10 или 15 мм, бронированный по боковой поверхности, сжигался в БПД объемом 2,5 л. В опыте измерялись: давление с помощью датчика ДД-10, интегральное свечение продуктов горения в объеме бомбы с помощью фотодиода ФД-2 и электропроводность зоны горения с помощью электродов, вмонтированных в образец пороха параллельно образующей цилиндра. Электроды диаметром 1 мм изготавливались из волокнистого графита и связки — эпоксидной смолы ЭД-5 и прочно скреплялись с материалом пороха [6]. Сигналы всех датчиков записывались на шлейфовом осциллографе Н-107.

В опытах по изучению низкочастотной неустойчивости горения пороха в полузамкнутом объеме цилиндрические образцы пороха длиной 150 мм, диаметром 38 мм с внутренним каналом диаметром 8 мм сжигались в камере сгорания с соплом при малых значениях свободного объема камеры. Измерялось среднее давление в камере сгорания, а так-