

от пузырька появляется область повышенного давления, размер которой порядка диаметра пузырька; расширяющийся пузырек порождает ударную волну; расширяющаяся область высокого давления и ударная волна сжимают пузырьки, имеющиеся в ЖВВ, и могут вызвать воспламенение; взаимодействие горящего пузырька с поверхностью жидкости может вызвать диспергирование и выброс вещества; взаимодействие ударной волны со стенками может вызвать отраженные волны разрежения и образование кавитационных полостей, которые затем сомкнутся и могут вызвать местное воспламенение.

Поступила в редакцию  
28/VI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
2. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959.
3. А. Д. Марголин.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.

### ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА ТЕПЛОвого ПОТОКА

*И. Г. Дик, А. Б. Зурер, В. Т. Кузнецов*

(Томск)

1. Экспериментальное исследование закономерностей зажигания порохов под воздействием импульса теплового излучения показало [1, 2], что существует интервал плотностей потока с нижней  $q_{\infty}$  и верхней  $q_0$  границей, в котором возможность выхода на режим самоподдерживающегося горения зависит от времени передержки<sup>1</sup>  $\tau$  светового потока. Если, при заданном  $q$  из указанного интервала прогревать порох дольше критического времени передержки  $\tau_*$ , то после отсечки излучения порох погаснет. При  $q \geq q_0$   $\tau_* = 0$ , а при  $q < q_{\infty}$  порох не погаснет при любом  $\tau$ .

В данной работе приводятся качественные и количественные оценки для границ области погасания при воздействии на порох импульса теплового излучения, а также дополнительные экспериментальные данные, касающиеся этого явления.

Для объяснения погасания применяются положения, выработанные в теории нестационарного горения пороха [3—5]. Известно, что стационарное горение возможно лишь в том диапазоне параметров, при котором градиент температуры у поверхности пороха  $\varphi = \partial T / \partial x|_{x=0}$  меньше критической величины  $\varphi_*$ . При воздействии внешнего теплового излучения горение может проходить и при  $\varphi > \varphi_*$ . Однако в этом случае, если прекратить внешнее воздействие, порох погаснет, поскольку приповерхностная зона не успеет перестроиться для горения в новом режиме. Такой подход реализован в работе [4] при исследовании вопроса

<sup>1</sup>  $\tau$  — время, отсчитываемое с момента зажигания образца.

о переходе стационарного режима горения с внешним подводом тепла к режиму самостоятельного горения. В течение переходного процесса от зажигания к горению градиент температуры меняется во времени, возрастая от некоторого начального  $\varphi_0$  в момент зажигания до  $\varphi_\infty$ , соответствующего стационарному горению при наличии внешнего теплового потока. Если в ходе такого процесса достигается  $\varphi = \varphi_*$ , соответствующее время задержки и будет равно  $\tau_*$ .

Таким образом, для оценки зависимости  $\tau_*(q)$  необходимо определить значения  $\varphi_0$ ,  $\varphi_\infty$ ,  $\varphi_*$  при заданном  $q$  и определить ход  $\varphi(\tau)$ . При расчете  $\varphi$  следует иметь в виду наличие тонкого слоя толщиной  $\delta$ , где протекает химическая реакция, и  $\varphi$  подсчитывать на задней границе этого слоя [4].

2. В момент зажигания химически активный слой еще не сформировался, поэтому

$$\varphi = \varphi_0 = -q/\lambda, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. При стационарном горении

$$\varphi = \varphi_\infty = q\lambda^{-1}e^{-\sigma x} - u_q(T_s - T_0)x^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $u_q$  — скорость стационарного горения при наличии излучения;  $T_s$  и  $T_0$  — температуры на поверхности и в глубине пороха;  $\sigma$  — прозрачность пороха.

Температура поверхности в (2) не определена. Для расчета  $T_s$ , следуя [3, 4], рассмотрим баланс тепла на границе горящего пороха:

$$c\rho u_q(T_s - T_0) = \rho u_q Q_s + q. \quad (3)$$

Здесь  $Q_s$  — суммарное тепло химических реакций, связанное при  $q=0$  с температурой поверхности при стационарном горении выражением  $Q_s = c(T_{s0} - T_0)$ . С учетом (3) формула (2) примет вид

$$\varphi_\infty = -u_q(T_{s0} - T_0)x^{-1} - q\lambda^{-1}[1 - \exp(-\sigma\delta)]. \quad (4)$$

Если определить  $\delta$  как толщину зоны, где происходит изменение температуры на величину  $RT_{s0}^2 E^{-1}$ , то можно получить следующую оценку:

$$\delta \approx RT_{s0}^2 \kappa [Eu_0(T_{s0} - T_0)]^{-1}. \quad (5)$$

Значение  $\delta$  будем считать постоянным во времени, характерным для каждого пороха. Обычно для порохов  $|\varphi_\infty| > |\varphi_0|$ .

Качественная картина, поясняющая причину существования кривой погасания  $\tau(q)$ , приведена на рис. 1, где изображен примерный ход кривых  $\varphi(\tau)$  при различных  $q$ . Кривая 4 соответствует тепловому потоку, при котором всегда  $|\varphi| < |\varphi_*|$ . Кривая 3 асимптотически приближается к  $|\varphi_*|$  и соответствует тепловому потоку  $q_\infty$ , когда при  $q > q_\infty$  существуют конечные  $\tau_*$ . Эти значения  $\tau_*$  определяются в точке пересечения  $\varphi(\tau)$  с  $\varphi_*$  (кривая 2). На кривой 1 все точки лежат выше прямой  $\varphi = \varphi_*$  и, следовательно, порох после отсечки

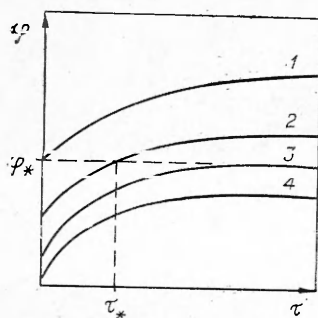


Рис. 1. Качественная картина изменения градиента температуры на поверхности в переходный период.

излучения в любой момент времени гореть самостоятельно не может. Если кривая  $\varphi(\tau)$  равна  $\varphi_*$  при  $\tau=0$ , то соответствующий тепловой поток равен  $q_0$ . При  $q \geq q_0$  возможно лишь вынужденное горение с подводом тепла извне.

Предположим, что перестройка теплового профиля в ходе установления стационарного горения происходит релаксационно. Характерное время релаксации должно определяться из решения нестационарного и нелинейного уравнения теплопроводности.

Из общих соображений по порядку величины характерное время релаксации равно  $uq^{-2}$ . Будем считать время релаксации постоянным в переходный период. Изменение  $\varphi(\tau)$  аппроксимируем законом

$$\varphi = \varphi_0 + (\varphi_\infty - \varphi_0) [1 - \exp(-\tau/\tau_p)], \quad (6)$$

где  $\varphi_0$  определяется из (1), а  $\varphi_\infty$  — из (4). Подставляя в (5)  $\varphi = \varphi_*$  получим

$$\tau_* = \tau_p \ln \left[ 1 + \frac{q\lambda^{-1} \exp(-\sigma\delta) - \varphi_*}{u_q (T_{s0} - T_0) \kappa^{-i} - q\lambda^{-1} \exp(-\sigma\delta)} \right]. \quad (7)$$

Для вычисления  $\varphi_*$  необходимо воспользоваться одной из конкретных связей скорости горения от давления  $p$  и начальной температуры [5]. Используем закон  $u(pT_0)$  в виде

$$u = Bp^\nu \exp(\beta T_0). \quad (8)$$

Для такой зависимости

$$\varphi_* = -u_0 (\beta \kappa e)^{-1} \exp[\beta (T_s - T_0)], \quad (9)$$

где  $T_s$  подсчитывается с помощью (3).

3. Соотношения (3)–(9) дают возможность рассчитывать критическое время передержки. Для расчетов необходимо иметь характеристики стационарного горения пороха. Многие из них изучены в широком диапазоне изменения  $p$  и  $T_0$ . Что касается значений  $u_q$ , то в настоящее время экспериментальная зависимость  $u(q)$  известна лишь для отдельных порохов в узком диапазоне потоков. Пересчет через эффективную начальную температуру с использованием закона (8) дает

$$u_q = u_0 \exp(\beta q / c p u_q). \quad (10)$$

Применимость последней формулы проверена на примере горения пироксилина с 1% сажи. С этой целью измерены скорости горения под действием светового потока на установке радиационного нагрева «Уран-1» в среде воздуха при атмосферном давлении. Результаты измерения представлены в табл. 1. Здесь же приведены расчетные данные по скорости горения пироксилина с 1% сажи. Из табл. 1 видно, что расчетные значения лежат выше экспериментальных. Максимальное отклонение в интересующем интервале потоков не превышает 15%. Аналогичные данные для нитроглицеринового пороха Н имеются в [6]. При расчете скорости горения, а также при последующих численных оценках критиче-

Т а б л и ц а 1  
Влияние теплового излучения на скорость горения пироксилина с 1% сажи в атмосфере воздуха

Поглощенный тепловой поток, ккал/(см <sup>2</sup> ·с)	Скорость горения (см/с)	
	эксперимент	расчет
0	0,14±0,01	0,14
9	0,23±0,01	0,25
18	0,30±0,01	0,34
24	0,34±0,01	0,39
47	0,44±0,02	0,56
65	0,53±0,08	0,68
79	0,59±0,02	0,77

Таблица

Физико-химические характеристики конденсированных веществ

Вещество	$\lambda \cdot 10^4$ , кал (см · с · град)	$c$ , кал (г · град)	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\beta \cdot 10^3$ , л град	$u_0$ , см с	$T_{s_0}$ , К	$E$ , ккал моль	$\sigma$ , л см	Кэффи- циент от- ражения,
Пироксилин+1% сажи	3	0,3	1,5	7,5	0,14	590	20	600	10
Гексоген+1% сажи	4	0,24	1,5	3,2	0,054	613	37	600	7
Порох Н+1% сажи	5,6	0,35	1,6	6	0,07	543	33	115	3
Порох Н	5,6	0,35	1,6	6	0,07	543	33	17	14

ских величин использовались значения физико-химических параметров порохов, приведенные в табл. 2, составленной по данным [2—9]. Для пироксилина и пороха Н значения  $u_q$  взяты непосредственно из опыта.

Сравнение расчетных и экспериментальных критических времен передержек приведено на рис. 2. Для пироксилина, как видно, согласие вполне удовлетворительное. Для пороха Н+1% сажи согласие расчетов с экспериментами несколько хуже, особенно при высоких  $q$ . Здесь следует заметить, что в экспериментах [1] время срабатывания затвора составляло около 0,03 с, что вблизи  $q_0$  одного порядка с критическим временем передержки. Особенно это обстоятельство существенно для пороха Н+1% сажи, для которого область устойчивого зажигания очень узкая. Более низкое значение  $q_0$  для Н+1% сажи по сравнению с порохом Н, найденное в эксперименте, можно объяснить также изменением коэффициента отражения.

Особенно неудовлетворительно согласие расчетов с экспериментальными данными пороха Н, хотя значения  $q_\infty \approx 1,5$  кал/(см<sup>2</sup>·с) и  $q_0 \approx 10,8$  кал/(см<sup>2</sup>·с) согласуются хорошо. Возможно, для пороха Н, прозрачность которого высока,  $\tau_p$  существенно зависит от  $\sigma$ , что нами не учитывается.

Для решения практических задач представляет интерес изменение границ устойчивого зажигания при варьировании давления и начальной температуры топлива. Эксперименты для выяснения этих закономерностей проведены для пироксилина с 1% сажи. Влияние давления на

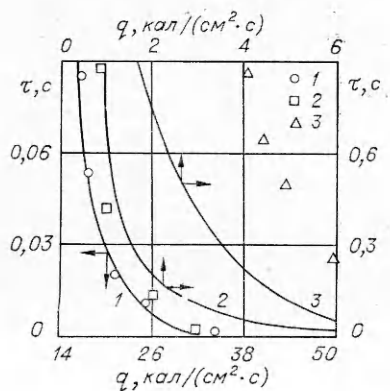


Рис. 2. Влияние плотности поглощенного светового потока на критическое время передержки для пироксилина +1% сажи (1) [2], для пороха Н+1% сажи (2) и Н (3) [1]. Здесь и далее точки — эксперимент, кривые — расчет.

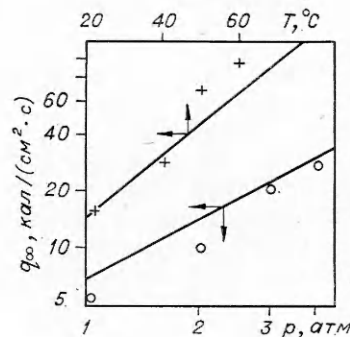


Рис. 3. Влияние давления и температуры пороха на величину предельного поглощенного теплового потока для пироксилина +1% сажи.

величину  $q_\infty$  исследовалось в атмосфере азота. Установлено, что с повышением  $p$  в диапазоне 1÷4 атм наблюдается плавное увеличение критического потока (рис. 3), а при давлении свыше 4 атм отсечка достаточно высокой плотности теплового излучения (до 80 кал/(см<sup>2</sup>·с)) не приводит к погасанию. Резкое повышение устойчивости зажигания при давлении 4 атм становится понятным при рассмотрении временных характеристик процесса. Действительно, время тепловой релаксации  $\tau_p$  для пироксилина при давлении 4 атм примерно 0,03 с, что сравнимо со временем закрытия затвора, так что за время спада теплового излучения конденсированная фаза пороха успевает перестроиться на новый стационарный режим горения.

Влияние начальной температуры пороха на величину  $q_\infty$  исследовалось в интервале температур 20—60°C. Опыты проводились в воздухе при атмосферном давлении. Обнаружено, что рост начальной температуры пороха приводит к резкому увеличению нижней границы устойчивого зажигания. Простые выражения для  $q_\infty$  и  $q_0$  можно получить, предполагая справедливыми (9), (10). Тогда, используя (3), имеем

$$\varphi_* = \varphi_{*0} u_q u_0^{-1}, \quad (11)$$

где  $\varphi_*$  — критический градиент при заданном  $q$ ;  $\varphi_{*0}$  — та же величина при отсутствии излучения. Теперь

$$q_0 = \lambda \varphi_* = \lambda \varphi_{*0} u_{q_0} \cdot u_0^{-1}. \quad (12)$$

Здесь  $u_{q_0}$  — скорость горения при  $q=q_0$ .

Аналогично из (6), используя (11), получим

$$q_\infty = \frac{u_{q_\infty} u_0^{-1} \lambda}{[1 - \exp(-\sigma \delta)]} \left[ \varphi_{*0} - \frac{u_0 (T_{s0} - T_0)}{\kappa} \right], \quad (13)$$

где  $u_{q_\infty}$  — скорость горения при  $q=q_\infty$ .

Из формул (12), (13) следует, что зависимость  $q_\infty$  и  $q_0$  от давления и начальной температуры определяется зависимостью  $u$  от этих параметров. Например,  $q_\infty$  и  $q_0$  должны быть пропорциональны давлению для пироксилина (у которого  $\nu=1$ ). Это и наблюдается на эксперименте, данные которого приводятся на рис. 3, где отложена также расчетная прямая  $q_\infty(p)$ .

Формулы (12), (13) предсказывают экспоненциальную зависимость предельных тепловых потоков от начальной температуры образца. Здесь следует учесть довольно резкую зависимость от начальной температуры [8] для пироксилина. Сравнение экспериментальных данных и расчетов, проведенных с учетом зависимости  $\beta$  от  $T_0$ , также приведено на рис. 3. Из рис. 3 видно, что с повышением давления или температуры окружающей среды устойчивость зажигания порохов возрастает. Эксперименты показали, что качественная картина погасания пороха, описанная выше, справедлива и для вторичных ВВ, в частности, для гексогена.

На рис. 4 приведены экспериментальные данные по устойчивости зажигания образцов гексогена с 1% сажи в среде воздуха и при атмосферном давлении. Тепловой импульс формировался центральным затвором с временем раскрытия (закрытия) 0,025 с. С увеличением потока вплоть до 80 кал/(см<sup>2</sup>·с) обращения критического времени передержки в нуль не наблюдалось, а расчеты, проведенные по указанной выше схеме, дали  $q_\infty=4$  кал/(см<sup>2</sup>·с) и  $q_0=45$  кал/(см<sup>2</sup>·с).

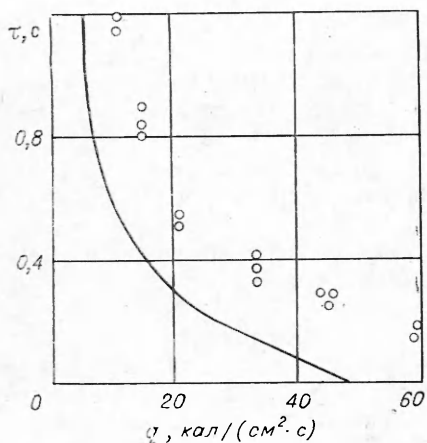


Рис. 4. Влияние плотности поглощенного светового потока на критическое время задержки для гексогена +1% сажи.

Таким образом, предложенная в данной работе схема расчета критических времен задержек  $\tau_*$  и предельных значений тепловых потоков для устойчивого зажигания правильно отражает качественную картину явления и позволяет получить приближенные количественные оценки. Изложенное выше справедливо, когда время отсечки излучения мало по сравнению со временем перехода от зажигания к горению.

Авторы благодарны В. Н. Вилюнову и А. И. Скорикку за внимание к работе и плодотворное ее обсуждение.

Поступила в редакцию  
19/VI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Михеев, Ю. В. Левашов. ФГВ, 1973, 9, 4, 506.
2. В. Н. Вилюнов, В. Т. Кузнецов, А. И. Скорик.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.
3. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1973.
4. С. С. Хлевной. ФГВ, 1971, 7, 2, 178.
5. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., «Наука», 1975.
6. Э. В. Конев. НТПГВ, 1965, 1, 2, 76.
7. Б. И. Хайкин, А. К. Филоненко и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 169.
8. К. К. Андреев, М. С. Плясунов.— В сб.: Теория взрывчатых веществ. М., «Высшая школа», 1966, с. 263.
9. В. Ф. Михеев, В. Ф. Жданов, С. С. Хлевной. ФГВ, 1971, 7, 2, 299.

### ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГЕТЕРОГЕННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

В. И. Розенбанд

(Черноголовка)

Задача о гетерогенном воспламенении системы двух полубесконечных сред газообразного окислителя и конденсированного горючего, на поверхности раздела которых идет экзотермическая химическая реакция, рассматривалась в ряде работ [1—3]. В этих работах предполагалось, что гетерогенная реакция идет по механизму прямого соударения и скорость реакции пропорциональна концентрации окислителя в объеме газа у поверхности. Тем самым делалось допущение об отсутствии адсорбции молекул газообразного окислителя на поверхности горючего. В данной работе считается, что реакция проходит через стадию адсорбции и скорость реакции пропорциональна поверхност-