

СВЯЗЬ МЕЖДУ ВОСПЛАМЕНЯЕМОСТЬЮ ТВЕРДЫХ ВВ И ИХ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К УДАРНЫМ И УДАРНО-ВОЛНОВЫМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ

В настоящее время принято, что начальная стадия инициирования твердых ВВ — воспламенение в очагах (горячих точках) [1, 2]. Очаги по формальному признаку можно разделить на реагирующие и инертные [3]. В первом случае имеет место очаговый тепловой взрыв [4]. В случае инертных очагов, возникающих, например, за счет сжатия газовых включений или при трении ВВ о твердые частицы, процесс развивается вблизи контакта горячего инертного вещества и холодного ВВ, т. е. является зажиганием.

Таким образом, если начальная стадия лимитирующая, то должна существовать прямая зависимость параметров инициирования от времени задержки и энергетических характеристик зажигания ВВ. Качественная связь между критическим давлением инициирования и параметрами зажигания была получена в [5] в предположении, что возбуждение взрыва происходит за счет воспламенения ВВ разогретой поверхностью трения.

В настоящей работе получена аналитическая зависимость критического давления инициирования от времени зажигания, плотности ВВ и длительности действия инициирующего импульса. При этом использованы характеристики зажигания основных вторичных ВВ лазерным излучением, найденные в [6—9], а также результаты проведенных по методике [6] экспериментов при более высоких значениях поджигающего потока $q = 600 \div 2000$ Вт/см². На основании анализа и пересчета измеренных величин на случай поверхностного поглощения [6, 7] для тротила, тетрила, октогена, гексогена и ТГ40 получены зависимости времени задержки зажигания t_3 от величины поджигающего потока в виде

$$t_3 = A/q^m, \quad (1)$$

а также кинетические параметры реакции, определяющей зажигание.

Проведенные расчеты показали, что в случае зажигания переменным тепловым потоком (для простоты можно принять, что величина q меняется во времени по закону $q(t) = B_n t^n$), зависимость времени воспламенения от среднего значения потока \bar{q} будет также степенной: $t_3 = \omega(n) A/\bar{q}^m$, где $\omega(n)$ — динамическая поправка. При $n = -0,5 \div 1$, что охватывает наиболее интересные с позиции проблемы чувствительности случаи контактного зажигания [3], величина $\omega = 1,3 \div 0,65$. В [7] показано, что в случае, когда зажигание реализуется при давлении $p = 0,1 \div 10$ ГПа, найденные параметры корректно использовать при $q = 10^3 \div 10^5$ Вт/см², что соответствует $t_3 = 1 \div 1000$ мкс.

Коэффициенты A и m в (1) при $t_3 = 1 \div 10$ и $100 \div 1000$ мкс (A и m постоянны только в достаточно узких интервалах изменения t_3), а также найденные значения энергии активации E и предэкспоненциального множителя Qz представлены в табл. 1. Наибольшее изменение значений A и m характерно для тротила, имеющего наименьшую энергию активации. Приведены также относительные величины теплового потока, воспламеняющего ВВ за времена 1 и 1000 мкс. Как видно, с сокращением t_3 разница в энергетических параметрах воспламенения индивидуальных ВВ уменьшается, т. е. различие в тепловой чувствительности постепенно нивелируется. Это обстоятельство, в частности, отражает факт вырождения процесса при достаточно интенсивном внешнем воздействии. Что касается состава ТГ40, то при длительных воздействиях его чувствительность ближе к гексогену, при коротких — к тротилу.

Т а б л и ц а 1

ВВ	$A, \frac{c \cdot (\text{Вт})^m}{(\text{см})^{2m}}$		m		$\frac{q_{\text{ВВ}}}{q_{\text{Гекс}}}$		$\frac{E, \text{кДж}}{\text{моль}}$	$\lg Q_2 \left(\frac{\text{кВт}}{\text{кг}} \right)$
	$t_3, \text{мкс}: 1-10$	$100-1000$	$1-10$	$100-1000$	1	1000		
Гексоген	112	110	1,82	1,84	1	1	235	24,5
Тетрил	89	110	1,77	1,79	1,16	1,19	180	20,1
Октоген	155	172	1,81	1,82	1,27	1,38	214	22,8
ТНТ	69	670	1,59	1,74	3,22	4,06	147	14
ТГ40	200	111	1,69	1,76	3,08	1,35	161	16,3

Величина t_3 при действии импульса давления определяется средней интенсивностью теплового потока \bar{q} , создаваемого в очаге (независимо от его природы). Если длительность импульса $\tau > t_3$, происходит зажигание. Критические условия имеют место при $\tau = t_3$. Значение τ и тепловой поток, необходимый для реализации такой задержки процесса

$$\bar{q} = \left[\frac{A \omega (n)}{\tau} \right]^{1/m}, \quad (2)$$

определяет критическую температуру зажигания в очаге T_3 . Поскольку типичная величина очага, составляющая несколько микрон [10, 11], намного превосходит характерный размер тепловой волны к моменту зажигания (при $\tau \sim 1$ мкс), для оценки T_3 можно воспользоваться решением одномерной тепловой задачи:

$$T_3 = T_0 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \bar{q} \left(\frac{\tau}{\rho c \lambda} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где ρ , c , λ — плотность, теплоемкость и теплопроводность ВВ; T_0 — начальная температура. С другой стороны, максимальный разогрев при течи и разрушении ограничен температурой плавления [12]:

$$T_3 = T_{\text{пл}}(0) + \alpha p_{\text{кр}}, \quad (4)$$

где $T_{\text{пл}}(0)$ — температура плавления при атмосферном давлении; $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ К/КПа.

Выражения (2)–(4) определяют зависимость критического давления инициирования от времени действия ударной волны:

$$p_{\text{кр}} = \frac{2}{\alpha} \frac{[A \omega (n)]^{1/m}}{\sqrt{\pi \rho c \lambda}} \tau^{-\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{2}\right)} - \frac{T_{\text{пл}}(0) - T_0}{\alpha}. \quad (5)$$

Зависимость $p_{\text{кр}}(\tau)$ весьма слабая: например, для тротила $p_{\text{кр}} \sim \tau^{-0,13}$. Этот результат качественно согласуется с фактором ослабления экспериментальных значений $p_{\text{кр}}(\tau)$ при $\tau \geq 1$ мкс. Так, в [13] при инициировании ТНТ алюминиевым ударником связь $p_{\text{фр.кр}} \sim \tau^{-0,5}$ при $\tau \geq 1$ мкс трансформируется в $p_{\text{фр.кр}} \sim \tau^{-0,2}$. Характерно, что чем выше энергия активации химической реакции, определяющей зажигание, тем слабее полученная зависимость. Объяснение весьма простое: в принятой упрощенной модели критическое давление примерно пропорционально температуре зажигания, а чем выше E , тем слабее $T_3(t_3)$ (так как обратная связь $t_3 \sim \exp(E/RT_3)$ усиливается с ростом E).

В табл. 2 приведены значения $p_{\text{кр}}$, рассчитанные по (5). Принималось $\omega = 0,65$, что соответствует экстремальным условиям зажигания нарастающим тепловым потоком. Величины ρ соответствуют значениям плотности образцов, на которых проводились эксперименты по зажиганию (использовались прессованные образцы тетрила, гексогена, октогена и литые образцы тротила, ТГ40). Здесь же представлены экспериментальные значения $p_{\text{кр}}$ при близких величинах плотности (за исключением значения $p_{\text{кр}}$, полученного в [16] для гексогена с размером частиц 200–400 мкм при $\rho = 1,54/\text{см}^3$). Для тротила представлены экспериментальные результаты как в литом [14, 17], так и в прессованном [10, 15]

Т а б л и ц а 2

ВВ	ρ , г/см ³	$p_{кр}$, ГПа						
		расчет		эксперимент				
		$\tau=1$ мкс	$\tau=10$ мкс	$\tau \approx 10$ мкс [10]	[14]	$\tau \approx 1$ мкс [15]	$\tau \approx 1$ мкс [16]	[17]
Гексоген	1,65	1,2	1,0	1,1	1,5	0,67	1,1	—
Октоген	1,75	1,3	1,1	—	—	1,3	—	—
Тетрил	1,62	1,7	1,4	—	—	1,53	—	1,6
ТГ40	1,67	4,7	3,7	—	—	—	2,8	5,1
ТНТ	1,6	5,9	4,4	3,3	11,5	1,8	—	5,6

состоянии. Величины $p_{кр}$, взятые из [17], получены на основании данных о критических энергиях инициирования и являются ориентировочными.

В связи с тем, что разогрев ВВ в очаге в принципе может значительно превышать температуру плавления, например при образовании горячей точки за счет вязкопластического механизма [2], следует ожидать лишь качественное согласование расчетных и экспериментальных значений. Тем не менее для прессованных ВВ имеет место удовлетворительное соответствие.

Если сравнить полученный ряд ударно-волновой чувствительности ВВ с рядом их тепловой чувствительности (см. табл. 1), то можно отметить происшедшую перестановку между тетрилом и октогеном: тетрил, обладающий более высокой воспламеняемостью, имеет ударно-волновую чувствительность ниже октогена. Этот результат, согласующийся с экспериментальными данными (см. табл. 2), можно объяснить влиянием плавления: величина $T_{пл}(0) = 553$ К для октогена значительно выше, чем тетрила (404 К). Для остальных ВВ ряды ударно-волновой и тепловой чувствительности совпадают.

Полученная зависимость $p_{кр}(\tau)$ (5) не согласуется с критериями критической энергии или $p^2\tau$, хорошо описывающими экспериментальные результаты инициирования короткими импульсами (при ударе тонкой пластины) [13, 16, 18]. Характерно, что величины $p_{кр}$, рассчитанные по (5), значительно ниже критических давлений при коротких инициирующих импульсах (см., например, [18]), т. е. уровень давлений, реализуемый при инициировании тонкой пластиной, с запасом обеспечивает воспламенение в очагах. В этом случае лимитирующими являются последующие стадии процесса, и использование полученной зависимости неправомерно.

Из формул (3) и (5) с учетом $\lambda \sim \rho$ следует степенная связь $p_{кр} \sim \rho^{2/m-1}$. Чем ниже энергия активации взрывчатого вещества, тем меньше m и тем сильнее зависимость $p_{кр}(\rho)$. Для тротила $p_{кр} \sim \rho^{0,25}$, что согласуется с экспериментальными результатами [10] при $\rho = 1,4 \div 1,55$ г/см³. Следует отметить, однако, что использование найденных связей $p_{кр}(\rho)$ в широком интервале изменения плотности некорректно, поскольку для низкоплотных ВВ при критических давлениях инициирования (~ 1 ГПа) существенной становится сжимаемость вещества.

Представляет интерес сопоставить воспламеняемость ВВ с данными о их чувствительности к удару. В [19, 20] чувствительность к удару характеризуют высотой h_0 , при которой падение груза массой 2,5 кг вызывает взрыв навески ВВ (0,03 г) с вероятностью 50%. Тепловой поток, действующий при этом на ВВ, прямо пропорционален высоте падения и по оценкам [20] ≈ 1000 Вт/см² при $h_0 = 50$ см. Время удара ≈ 250 мкс. В табл. 3 приведены значения h_0 ; величины высоты $h_{мин}$, при которой падение груза массой 2 кг приводит к взрыву навески ВВ 0,02 г с ве-

Т а б л и ц а 3

ВВ	h_0 , см	$\frac{h_0(\text{ТНТ})}{h_0(\text{ВВ})}$	h_{min} , см	$\frac{h_{\text{min}}(\text{ТНТ})}{h_{\text{min}}(\text{ВВ})}$	$q(t_s=250 \text{ мкс})$, Вт/см ²	$\frac{q(\text{ТНТ})}{q(\text{ВВ})}$
ТНТ	160	1	100	1	4950	1
Октоген	50	3,2	32	3,1	1570	3,1
Тетрил	40	4,0	26	3,8	1390	3,6
Гексоген	30	5,3	18	5,6	1160	4,3

роятностью 10 % [21]; значения тепловых потоков, воспламеняющих взрывчатые вещества за 250 мкс, которые рассчитаны по формуле (1).

Хорошее соответствие между чувствительностью отдельных ВВ к удару и энергетическими параметрами их воспламенения за времена, характерные для удара, можно рассматривать как свидетельство определяющей роли стадии воспламенения при ударном инициировании ВВ в тонком слое.

В заключение следует отметить, что для определения условий воспламенения в настоящей работе использованы параметры, полученные при низких давлениях (до 10^{-3} ГПа). Такой подход правомерен, поскольку воспламенение исследованных ВВ определяется реакциями в конденсированной фазе [6—9]. Вместе с тем скорость термораспада гексогена при $p \sim 1$ ГПа несколько снижается [22]. Проведенные расчеты показали, что при этом для рассмотренного временного интервала $t_s = 1 \div 10$ мкс значения температуры зажигания возрастут на $80 \div 100$ К при средней величине 870 К. Это приведет к увеличению расчетных $p_{\text{кр}}$ всего на $15 \div 17$ %.

Таким образом, установлено соответствие между тепловой, ударной и ударно-волновой чувствительностью основных вторичных ВВ при близких временах воздействия. Показано существенное влияние фактора плавления на ударно-волновую чувствительность. На основе лазерной методики определения воспламеняемости [6, 7] можно проводить приближенные оценки ударной и ударно-волновой чувствительности, что особенно ценно для новых составов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В. С. // Детонация: Материалы V Всесоюз. симп. по горению и взрыву/Под ред. А. Н. Дремина.—Черноголовка, 1977.
2. Хасанов Б. А., Борисов А. А., Ермолаев Б. С. // Детонация и ударные волны: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву/Под ред. А. Н. Дремина.—Черноголовка, 1986.
3. Гольдшлегер У. И., Прибыткова К. В., Барзыкин В. В. ФГВ, 1973, 9, 1, 119.
4. Мержанов А. Г., Барзыкин В. В., Гонтковская В. Т. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2, 380.
5. Щетинин В. Г. Докл. АН СССР, 1981, 258, 4, 865.
6. Страковский Л. Г., Уляков П. И., Фролов Е. И. // Горение конденсированных систем/Под ред. А. Г. Мержанова.—Черноголовка, 1977.
7. Страковский Л. Г., Фролов Е. И. ФГВ, 1980, 16, 5, 140.
8. Страковский Л. Г., Уляков П. И. // Тез. докл. V Всесоюз. совещания по резонансному взаимодействию оптического излучения с веществом.—Л., 1981.
9. Страковский Л. Г., Уляков П. И., Фролов Е. И. ФГВ, 1980, 16, 6, 59.
10. Кондриков Б. Н., и др. // Детонация: Материалы II Всесоюз. совещания по детонации/Под ред. А. Н. Дремина.—Черноголовка, 1981.
11. Соловьев В. С. и др. // Там же.
12. Афанасьев Г. Т., Боболев В. К. Иницирование твердых ВВ ударом.—М.: Наука, 1968.
13. Глушак Б. Л. и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 90.
14. Беляев А. Ф. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв.—М.: Наука, 1973.
15. Васильев М. Я. // Детонация: Материалы VI Всесоюз. симп. по горению и взрыву.—Черноголовка, 1980.
16. De Longueville Y., Fauquignon C., Moulard H. // 6th Symp. (Intern.) on Detonation.—California, 1976.
17. Explosives Handbook Properties of Chemical Explosives and Explosives Simulants.—LLNL, 1981.
18. Хоув П. и др. // Детонация и взрывчатые вещества.—М.: Мир, 1981.

19. Wenograd J. // Trans. Farad. Soc., 1961, 57, 9, 1612.
20. Chaiken R. F., Cheselske F. J. J. Chem. Phys., 1965, 43, 9, 3238.
21. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ.— М.: Оборонгиз, 1960.
22. Постнов С. И., Афанасьев Г. Т., Муратов С. М. // X Всесоюз. симп. по механо-эмиссии и механохимии твердого тела: Тез. докл.— М., 1986.

г. Москва

Поступила в редакцию 19/IV 1988,
после доработки — 31/X 1988

УДК 532.57 + 621.375

В. В. Григорьев

ОДНОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ И СКОРОСТИ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ, МЕТАЕМЫХ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИЕЙ

Исследование двухфазной системы продукты детонации — инертные частицы имеет как самостоятельный научный интерес, так и в связи с проблемами детонационно-газового нанесения защитных покрытий.

Основные параметры, характеризующие движение частиц в продуктах детонации (ПД): скорость V , температура T и размер d . Причем начальное значение d может изменяться при движении частицы, так же как и V , T . Это связано с возможным разрушением расплавленных частиц и уменьшением d при кипении и испарении при достаточно высоких T . Предложены математические модели, описывающие ПД с инертными частицами [1, 2], но для их апробации и дальнейшего развития необходимы достоверные экспериментальные результаты.

Такие данные относительно скорости есть. Они получены методами многоэкспозиционной лазерной визуализации [3] и лазерной визуализацией с фоторазверткой [4] с относительной погрешностью 3—5%. Экспериментальных данных по T мало. В [5] T измерялась термометром сопротивления, который в данном случае дает большую ошибку. Более перспективны методы оптической пирометрии. Хотя яркостная пирометрия неприменима, так как неизвестна площадь источника излучения, задачу можно решить методом двухцветовой пирометрии. Так в [6] этим методом определялась температура облака частиц. Измерения проделаны с невысокой точностью (20%) и достоверностью. Последнее связано с тем, что в случае облака частиц трудно учесть влияние излучения ПД и, возможно, паров материала частиц.

Этих недостатков метода двухцветовой пирометрии можно избежать, если определять температуру одиночных частиц. Такие эксперименты проделаны в плазмотронах [7] и специальных печах [8]. В работе [9] предложен метод одновременного измерения T и V , который использовался для диагностики гетерогенных плазменных струй. В данной работе этот метод использовался для определения T и V частиц, метаемых детонацией газовых смесей.

Метод измерений

Одновременное измерение T и V достигается соединением метода спектрального отношения и времяпролетного метода с помощью двухлучевого пирометра, способного регистрировать излучение одиночной частицы. Значение T определяется по отношению сигналов на каналах пирометра, а V — по их длительности.

Устройство пирометра (рис. 1). Входной объектив фокусирует изображение движущейся частицы на плоскость прямоугольной щели, перпендикулярной предполагаемому направлению движения частиц. Распо-