

ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА

УДК 662.215.1

**В. И. Таржанов, А. Д. Зинченко, В. И. Сдобнов,
Б. Б. Токарев, А. И. Погребов, А. А. Волкова**

ВНИИ технической физики, 456770 Снежинск Челябинской

Экспериментально исследовалось лазерное ($\lambda = 1,06$ мкм, $\tau = 40$ нс) иницирование тэна дисперсностью 3700–22000 см²/кг и плотностью 0,6–1,3 г/см³. На основе размерностного рассмотрения процесса и изучения явлений, сопутствующих иницированию (кратерообразование, резкое изменение оптических характеристик), проведена обработка данных, позволившая эмпирически описать многофакторную зависимость пороговой энергии иницирования тэна от плотности и дисперсности тэна, диаметра области облучения, жесткости прозрачной подложки. Рассмотрен механизм лазерного иницирования тэна.

Проблема чувствительности взрывчатых веществ (ВВ) к лазерному воздействию, несмотря на увеличение числа публикаций [1–11], далека от решения. Это связано с многочисленностью взаимосвязанных факторов, определяющих процесс.

Воздействие импульсного лазерного излучения на ВВ сопровождается быстрым нагревом вещества [3, 6]. Поэтому важную роль в процессе иницирования могут играть газодинамика и теплопроводность. Однако нагрев осуществляется лишь частью излучения, и к определяющим факторам должны быть отнесены отражение, поглощение и рассеяние света, которые могут быть существенно нелинейными. Иницирование — это формирование в ВВ ударной волны, самоподдерживающейся за счет химической реакции разложения. Следовательно, экзотермическое разложение ВВ также определяющее явление.

В рамках теории размерностей и подобия [12] для пороговой плотности энергии иницирования $W_{0,5}$ можно записать

$$W_{0,5} = f(\tau, \lambda, d, R(P), k(P), \sigma(P), \rho_{00}, \rho_0, c, S, d_{кр}, \Delta_{п}, \rho_{п}c_{п}).$$

Здесь $W_{0,5} = E_{0,5}/(\pi d^2/4)$; $E_{0,5}$ — пороговая энергия иницирования; d — диаметр области облучения; τ — длительность лазерного импульса; λ — длина волны света; P — мгновенная плотность мощности излучения; R, k, σ — коэффициент отражения, показатели поглощения и рассеяния ВВ; ρ_{00} и ρ_0 — плотности заряда и монокристалла ВВ; c — скорость слабой ударной волны в ВВ; S — дисперсность (удельная поверхность) ВВ; $d_{кр}$ — критический диаметр ВВ; $\Delta_{п}$ и $\rho_{п}c_{п}$ — толщина и акустическая жесткость стеклянной подложки. Для безразмерной плотности энергии $\bar{W}_{0,5}$, входящей в ВВ, учитывая априорную информацию о незначительной роли теплопроводности, двустадийности поглощения энергии [2, 6] и возможности выделения d как независимого фактора, можно записать

$$\bar{W}_{0,5} = \varphi(d\rho_{00}S)\bar{W}_{0,5,\infty}\left(\tau c\rho_{00}S, \lambda\rho_{00}S, \frac{\rho_0}{\rho_{00}}, \frac{\rho_{п}c_{п}}{\rho_{00}c}, \Delta_{п}\rho_{00}S\right),$$

где $\bar{W}_{0,5,\infty}$ — безразмерная плотность энергии при $d \rightarrow \infty$; ρ_0/ρ_{00} и $\rho_{п}c_{п}/\rho_{00}c$ — пористость материала и отношение жесткостей контактирующих материалов; $\tau c\rho_{00}S, \Delta_{п}\rho_{00}S$,

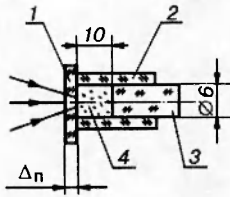


Рис. 1. Экспериментальная сборка:

1 — подложка; 2 — корпус; 3 — пробка; 4 — тэн

$d\rho_{00}S$ — параметры, выражающие взаимосвязь между разгрузкой макроочага инициирования с его поверхностей и химическим энерговыделением в нем ($d_{кр} \sim (1/\rho_{00}S)$); $\lambda\rho_{00}S$ — оптический параметр.

На основе проведенного анализа спланирован и проведен эксперимент с варьированием d , ρ_{00} , S , $\rho_{лсн}$ при фиксированных λ и τ . Зависимость $W_{0,5}(\tau, \Delta_{п})$ описана ранее [6].

Методика эксперимента. Использовался лазер на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06$ мкм) в режиме гигантского импульса ($\tau = 40$ нс). Излучение фокусировалось (рис. 1) на ВВ через стеклянную подложку (стекло К-8, фотостекло). Каждое значение $E_{0,5}$ находилось в серии из 10–20 опытов типа «отказ — срабатывание» с использованием метода максимального правдоподобия. Средние квадратичные ошибки измерения $E_{0,5}$ и d были ~ 5 –10%. Эффективный диаметр d облученной зоны определялся в специальных экспериментах. Интенсивность света поперек пучка аппроксимировалась гауссовым распределением. Подробно методика эксперимента описана в [6].

Экспериментальные результаты. Проведены опыты по рандомизированному факторному плану [13], а также по дополнительным планам при варьировании отдельных факторов. Зависимости $W_{0,5,\infty}(\rho_{00})$ имеют минимумы при некоторых оптимальных значениях ρ_{00} , своих для каждой дисперсности (рис. 2). Минимальные значения $W_{0,5,\infty}$ не зависят от S . Связь оптимальной плотности $\rho_{00,опт}$ (при $d \rightarrow \infty$) с S имеет вид

$$\frac{\rho_{00,опт}}{\rho_0} = 1 / \left(1 + \frac{\sqrt[3]{S}}{14,4} \right), \quad (1)$$

где S выражена в $\text{см}^2/\text{г}$.

Обработка данных в свете проведенного выше анализа проводилась следующим образом. Сначала находились аппроксимирующие функции для $W_{0,5,\infty}$ при больших значениях d :

$$W_{0,5,\infty} = a / \left(\exp \frac{1}{b} \left(\frac{\rho_{00}}{\rho_0} - 1 \right)^3 - \exp \frac{2}{b} \left(\frac{\rho_{00}}{\rho_0} - 1 \right)^3 + c \right), \quad (2)$$

где $a = 3,77$ Дж/см²; $b = 1,44 \left[1 - 1 / (1 + \sqrt[3]{S} / 14,4) \right]$ (S выражена в $\text{см}^2/\text{г}$); $c = 0,022$. Здесь первая экспонента описывает возрастание $W_{0,5,\infty}$ при увеличении ρ_{00} , а вторая — ее рост при уменьшении ρ_{00} , когда передача энергии между слабосвязанными кристаллами ВВ затруднена. Предполагалось, что зависимости $W_{0,5,\infty}(\rho)$ для разных S сходятся в одной точке при $\rho_{00}/\rho_0 = 1$, так как при прессовании ВВ до высоких значений ρ_{00} ВВ диспергируется [14] и роль начальной дисперсности уменьшается. Диапазон $W_{0,5,\infty}$ при росте плотности до максимальной ($1,77$ г/см³) выбран по результатам инициирования тэна ударными волнами [15, 16].

Дальнейшая обработка данных состояла в получении безразмерной зависимости плотности энергии, введенной в тэн на второй (основной) стадии поглощения света, от пара-

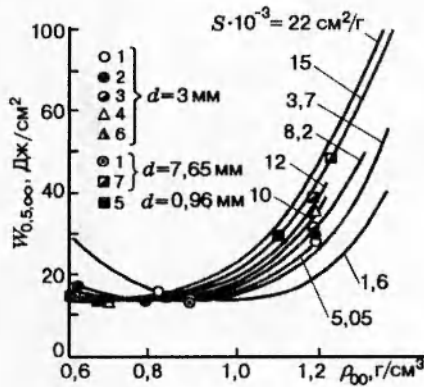


Рис. 2

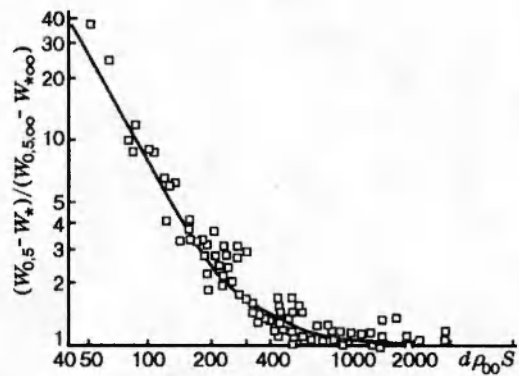


Рис. 3

Рис. 2. Пороговая плотность энергии иницирования тэна в зависимости от его плотности и дисперсности при больших значениях d

Рис. 3. Экспериментальные данные и их аппроксимация

метра $d\rho_{00}S$ (рис. 3). Все данные удовлетворительно группируются около кривой

$$\frac{W_{0,5} - W_*)}{W_{0,5,\infty} - W_{*\infty}} = A + \left(\frac{B}{d\rho_{00}S} \right)^2, \quad (3)$$

где $A = 1 \pm 0,174$; $B = 260 \pm 45$ (указаны среднеквадратичные отклонения); $[d]$ — см; $[\rho_{00}]$ — г/см³; $[S]$ — см²/г; W_* и $W_{*\infty}$ — пороговые плотности энергии оптического пробоя тэна [10], соответствующие размеру d и $d \rightarrow \infty$.

С использованием выражений (1)–(3) рассчитываются частные зависимости $W_{0,5}(S)$, $W_{0,5}(\rho_{00})$, $W_{0,5}(d)$ и $E_{0,5}(S)$, $E_{0,5}(\rho_{00})$, $E_{0,5}(d)$ (пример расчета — на рис. 4).

Параметр $d\rho_{00}S$ эквивалентен $d/d_{кр}$, откуда $d_{кр} = \text{const}(260/\rho_{00}S)$. Это уравнение правильно описывает имеющиеся экспериментальные зависимости $d_{кр}(S)$ (см., например, [17]), а также в пределах погрешностей измерений — и данные $d_{кр}(\rho_{00})$ [18]. Для сравнения значений $d_{кр}$ различных ВВ необходимо выделять множитель Q/ϵ_a [14] (Q — калорийность ВВ, ϵ_a — энергия его активации).

Поддерживающая роль прозрачной подложки, контактирующей с ВВ, почти очевидна [1, 3–6], однако было выполнено несколько серий опытов со стеклами различной акустической жесткости. Из рис. 5 видно, что применение оргстекла вместо фотостекла увеличивает значение $W_{0,5}$ на 15–20%. Приведенная на рис. 5 расчетная кривая

$$\frac{(W_{0,5})_1}{(W_{0,5})_2} = \frac{1 + \rho_{00}c/(\rho_{п}c_{п})_1}{1 + \rho_{00}c/(\rho_{п}c_{п})_2}$$

получена при рассмотрении распада разрыва на границе ВВ — подложка методом p, u -диаграммы в акустическом приближении.

Пять серий опытов в одной постановке выполнено при заполнении пор в навесках ВВ аргоном, воздухом и при их вакуумировании ($d = 0,27$ и $0,7$ мм). Полученные значения $E_{0,5}$ при фиксированном d не отличаются в пределах точности эксперимента.

Еще пять серий опытов проведено с заменой поверхностного тонкого слоя тэна по-

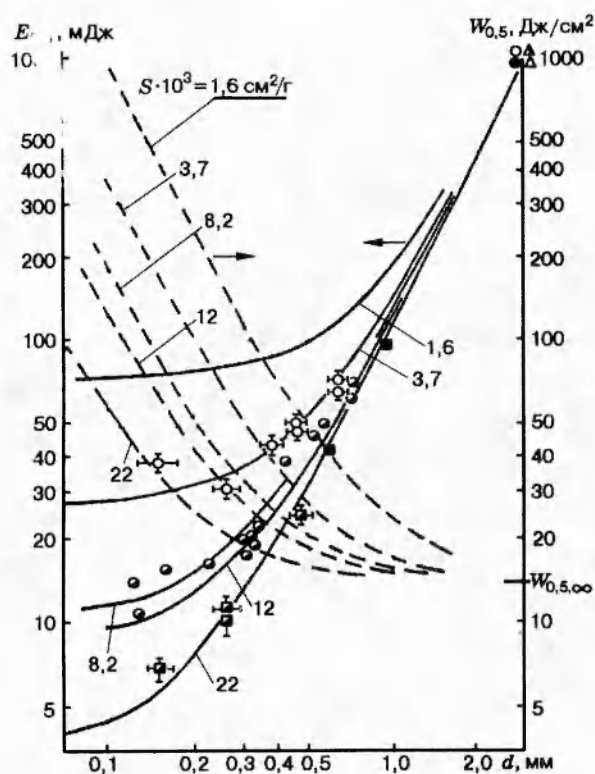


Рис. 4. Пороговая энергия (штриховые линии) и плотность энергии иницирования тэна (сплошные) в зависимости от диаметра области облучения и дисперсности для плотностей, близких к оптимальным (обозначения см. на рис. 2)

рошкообразными гексогеном (размер частиц 0,05 мм), тротилом (0,05 и 0,02 мм), иодом (0,05 мм), окисью хрома (0,05 мм). Отношения значений $E_{0,5}$ к пороговой энергии чистого тэна равны соответственно 1,19; 1,33; 5,02; 3,33; 4,54.

О механизме лазерного иницирования тэна. В [3] проанализированы различные механизмы иницирования — фотохимический, световой удар, электрический пробой, тепловой. Показано, что только тепловая гипотеза объясняет экспериментальные данные. Однако при столь общем подходе остается неясным, как именно происходят поглощение и преобразование энергии в макроочаге иницирования, а также формирование детонационной волны.

Результаты опытов с вакуумированием экспериментальныхборок и заполнением их аргоном свидетельствуют о несущественности роли светового пробоя воздуха в порах ВВ. В пределах точности измерений $E_{0,5}$ — константа. В случае определяющей роли пробоя воздуха значения энергии иницирования при различном заполнении навесок должны существенно различаться, так как пороговые пробойные плотности мощности в аргоне и воздухе при атмосферном давлении отличаются более чем на порядок, а при снижении давления воздуха на пять порядков отличие составляет примерно два порядка [19]. Отметим, что при иницировании гексогена ударными волнами [20] также не обнаружено влияния заполнения пор газами и их вакуумирования.

Рассмотрим поглощение света кристаллами тэна. Факт скачкообразного увеличения поглощения света при $W_* < W_{0,5}$ говорит о возникновении в зоне воздействия излучения на тэн свободных носителей электрического заряда. Нелинейный характер дальнейшего роста поглощения свидетельствует об их быстром размножении. Это — оптический пробой диэлектрика (тэна), порог которого наблюдается (в постановке, типичной для изучения

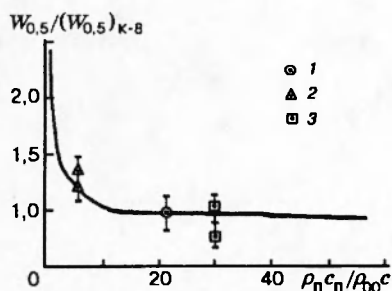


Рис. 5. Влияние жесткости прозрачной подложки на $W_{0,5}$:

1 — стекло К-8; 2 — оргстекло; 3 — стекло ТФ-5;
 $\rho_{0с} = 6 \cdot 10^4 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

оптической прочности диэлектриков) как порог кратерообразования [10].

Оптический пробой диэлектриков хорошо изучен [21–23]. Первопричиной визуально наблюдаемой вспышки и изменения оптических характеристик диэлектрика является фотоионизация в поверхностном слое, обусловленная наличием промежуточных уровней (примесных и поверхностных в запрещенной зоне). Далее под влиянием сильного светового поля развивается электронная лавина, образуется плазма. В [21, 22] указана толщина слоя поверхностного пробоя — 30–80 мкм.

В нашем случае реализации такого существенно нелинейного процесса способствует высокая дисперсность тэна. Развитая поверхность тэна характеризуется большой концентрацией поверхностных уровней, высокой степенью искаженности кристаллической структуры, наличием большого количества точечных дефектов и дислокаций. Таким образом, поглощение световой энергии и превращение ее в тепловую проходят в две стадии. На первой стадии (допробойной) наблюдается ее линейность относительно плотности мощности излучения и оптические характеристики ВВ неизменны (см. [11]). Вторая стадия (пробойная и послепробойная) существенно нелинейна. Коэффициент отражения падает, эффективная глубина проникновения излучения в ВВ уменьшается примерно в 5 раз [10], рассеяние света резко уменьшается вследствие сильного увеличения показателя поглощения ВВ.

Неучет двустадийности может приводить к искажению количественных характеристик взаимодействия света с веществом. Оценим, например, величину коэффициента отражения тэна на второй стадии по интегральному за импульс значению $R = 0,5$. Поскольку первая стадия составляет примерно третью часть энергии лазерного импульса, то

$$R = \frac{1}{3} \bar{R}_I + \frac{2}{3} \bar{R}_{II},$$

откуда $R_{II} = 0,3$. Мгновенное же значение R_{II} к концу импульса падает до 0,1 [10]. Заметим, однако, что интегральное за импульс значение R совершенно правильно дает абсолютные потери энергии.

Оценим относительную роль стадий. Объемная плотность энергии q в очаге инициирования может быть записана в виде

$$q = E \left[\frac{1}{3} \frac{1 - R_I}{(\pi(d + \delta_I)^2/4)\delta_I} + \frac{2}{3} \frac{1 - R_{II}}{(\pi d^2/4)\delta_{II}} \right]. \quad (4)$$

Здесь рассеяние света на первой стадии учтено в виде прибавления к эффективному диаметру области облучения эффективной глубины проникновения δ_I . Например, при $R_I = 0,94$, $\delta_I = 0,1 \text{ мм}$ ($S \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$) [11], $R_{II} = 0,3$, $\delta_{II} = 0,05 \text{ мм}$ [10] и $d = 0,3 \text{ мм}$ отношение членов в правой части (4) составляет 0,01, т. е. на первой стадии поглощается около 1%

всей поглощаемой за импульс энергии.

Представляется интересным оценить величину плотности энергии ε в очаге инициирования тэна. Пренебрегая первым членом в (4), для больших диаметров области облучения тэна ($S = 3700 \text{ см}^2/\text{г}$, $\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$) с использованием рис. 2 получим

$$\varepsilon = \frac{q}{\rho_{00}} - \frac{2}{3} W_{0,5,\infty} \frac{1 - \bar{R}_{II}}{\rho_{00} \sigma_{II}} \approx \frac{2}{3} \cdot 14 \frac{1 - 0,3}{0,9 \cdot 0,05} \approx 1160 \text{ Дж/г.}$$

Это значение вдвое превышает значение энергии активации тэна, определенное в [24] при температуре вспышки, что вполне достаточно для эффективного развития химической реакции за короткое ($\leq 0,1$ мкс) время [1, 6]. Оценка температуры в очаге с использованием температурной зависимости теплоемкости тэна по [25] дает 1120 К. Эта оценка также не противоречит существующим представлениям [14, 24, 25] о быстром инициировании ВВ.

Описанные выше результаты опытов с заменой поверхностного слоя тэна другими ВВ и инертными материалами свидетельствуют о существенности роли химического энерговыделения тэна в макроочаге его быстрого разогрева лазерным излучением. Они подтверждают двустадийную модель инициирования с химическим пиком зажигания, предложенную в [6] и численно исследованную в [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. и др. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2, № 3. С. 132–133.
2. Галеев И. А., Зайцев Б. Н. Об отражательной способности ВВ // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 3. С. 447.
3. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н. и др. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Физика горения и взрыва. 1969. Т. 5, № 4. С. 475–480.
4. Ostmark H., Nilsson H. Laser ignition of explosives: a mass-spectroscopic study of the pre-ignition reaction zone // Proc. 9th Symp. (Int.) on Detonation. Portland, 1989. P. 65.
5. Paisley D. L. Prompt detonation of secondary explosives by laser // Ibid. P. 492.
6. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин И. В. и др. Временные характеристики инициирования тэна лазерным излучением // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 5. С. 760–766.
7. Волкова А. А., Куропатенко В. Ф., Першина А. В. и др. Математическое моделирование инициирования тэна лазерным излучением // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, 1978. С. 46.
8. Yang L. C. Laser fiber optics ordnance initiation system // Proc. 9th Symp. on Explosives and Pyrotechnics, Sept., 1976. P. 41.
9. Александров Е. И., Вознюк А. Г., Ципилев В. П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 3–9.
10. Зинченко А. Д., Сдобнов В. И., Таржанов В. И. и др. Лазерное воздействие на пористое ВВ без его инициирования // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 2. С. 97–101.

11. **Зинченко А. Д., Погребов А. И., Таржанов В. И., Токарев Б. Б.** Оптические характеристики некоторых порошкообразных ВВ // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 5. С. 80–87.
12. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Гостехиздат, 1957.
13. **Протоdjяконов М. М., Тедер Р. И.** Методика рационального планирования экспериментов. М.: Наука, 1970.
14. **Баум Ф. А., Орленко Л. П., Шехтер Б. И., Станюкович К. П.** Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
15. **Stirpe D., Johnson J., Wackerli J.** Shock initiation of XTX-8003 and pressed PETN // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41, N 9.
16. **Seay G. E., Seely L. B.** Plane shock wave initiation of PETN // *J. Appl. Phys.* 1961. V. 32, N 6.
17. **Апин А. Я., Стесик Л. И.** // *Физика взрыва*. М.: Изд-во АН СССР, 1954. № 3.
18. **Боболев В. К.** // *Физика взрыва*. М.: Изд-во АН СССР, 1953. № 2.
19. **Райзер Ю. П.** Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
20. **Колдунов С. А., Шведов К. К., Дремин А. Н.** Разложение пористых ВВ под действием ударных волн // *Физика горения и взрыва*. 1973. Т. 9, № 2. С. 295–304.
21. **Калмыков А. А., Розенталь Г. Н., Рыбаков В. А.** Поверхностные явления при действии лазера на прозрачные диэлектрики // *ПМТФ*. 1971. № 2.
22. **Данилейко Ю. К., Маненков А. А. и др.** Роль поглощающих включений в механизме разрушения прозрачных диэлектриков лазерным излучением // *ЖЭТФ*. 1972. Т. 63, № 3(9).
23. **Маненков А. А.** // *Тр. ФИАН*. 1978. Т. 101.
24. **Боуден Д., Иоффе А.** Быстрые реакции в твердых веществах. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
25. **Дремин А. Н., Шведов К. К., Авдонин О. С.** Сжимаемость и температуры при ударном нагружении некоторых ВВ в пористом состоянии // *Физика горения и взрыва*. 1970. Т. 6, № 4. С. 520–529.

*Поступила в редакцию 30/X 1995 г.,
в окончательном варианте — 29/I 1996 г.*
