

ЗАЖИГАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Иванов Г.А.¹, Ханефт А.В.^{1,2}

¹ Кемеровский государственный университет, Кемерово

² Томский политехнический университет, Томск

Введение

В последние годы возросло число публикаций, как по экспериментальному исследованию, так и по численному моделированию условий инициирования взрывчатых веществ электронным импульсом [1-6]. Это обусловлено как развитием новых способов инициирования взрывчатых веществ, так и научным интересом с точки зрения выяснения механизма инициирования с целью направленного регулирования пороговой энергии инициирования.

Наибольшее число экспериментов по инициированию органических взрывчатых веществ выполнено на PETN. Критическая плотность энергии электронного пучка W^* , приводящая к инициированию монокристаллов PETN в области поглощения пучка электронов составляет $\sim 15 \text{ Дж/см}^2$ с начальной энергией электронов $E_0 = 250 \text{ кэВ}$ и временем задержки $\sim 3,45 \text{ мкс}$ [1]. Энергии, выделяющейся в области поглощения пучка электронов, не хватает для детонации оставшейся части образца. Детонация PETN при данной плотности энергии происходит при наличии медной пластины на тыльной стороне образца. При этом детонация распространяется от границы взрывчатое вещество – металл к области поглощения пучка электронов. В случае свободной поверхности детонация прессованных таблеток PETN происходит при поглощении пучка электронов с плотностью энергии $W_D \sim 60 \text{ Дж/см}^2$ и начальной энергией $E_0 = 450 \text{ кэВ}$. Монокристаллы PETN разрушаются [2]. Это может быть связано с тем, что если время задержки зажигания превышает время появления критических растягивающих термоупругих напряжений, то взрывчатое вещество раньше разрушится, чем взорвется [7].

В настоящее время существует три точки зрения на механизм инициирования PETN импульсным пучком электронов: электроразрядный [2], тепловой [1, 5] и факельный [4]. Как известно металл притягивает электроны. Следовательно, если детонация PETN вследствие электрического пробоя возможна, то направление ее распространения в этом случае противоречит экспериментально наблюдаемому направлению распространения детонации при наличии медной пластины. В [5] рассмотрена тепловая модель зажигания PETN, в основе которой лежит система

уравнений связанной термоупругости. В работе [6] рассмотрен радиационно-термический механизм инициирования PETN пучком электронов.

Целью настоящей работы является выяснение, насколько хорошо тепловая модель зажигания описывает эксперименты по инициированию PETN электронным пучком без учета термоупругих напряжений и реакции автокатализа. Кроме того, интересно было провести расчеты с целью прогноза пороговой плотности энергии электронного пучка для зажигания RDX, HMX и TATB.

Рассмотрим тепловую модель зажигания органических взрывчатых веществ пучком электронов наносекундной длительности с учетом превращения взрывчатых веществ по реакции первого порядка. Запишем одномерное уравнение теплопроводности с учетом плавления и кинетическое уравнение для химической реакции первого порядка:

$$\rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\Lambda(x)}{R_{ef}} I(t) + \rho Q \frac{d\eta}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = k_1(1 - \eta). \quad (2)$$

С соответствующими начальными и граничными условиями

$$\eta(x, 0) = 0, -\lambda \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = 0, -\lambda \frac{\partial T(h, t)}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Здесь H_f – скрытая теплота плавления; $\delta(T - T_f)$ – дельта функция; T_0 – начальная температура; λ , c – коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость; ρ – плотность; Q , Z – тепловой эффект реакции на единицу массы вещества, частотный; R_{ef} – эффективная длина линейного пробега электронов; $I(t)$ – плотность потока энергии электронного пучка; $\Lambda(x)$ – распределение плотности поглощенной энергии пучка электронов по кристаллу; h – толщина образца; η – глубина превращения ВВ.

Константа скорости химической реакции первого порядка определялась по формуле:

$$k_1 = Z \exp(-E / RT),$$

где Z – частотный фактор; E – энергия активации скорости химической реакции; R – газовая постоянная

$$I(t) = j(0, t) U_0(t) = \frac{W}{6\tau_m} (4t / \tau_m)^4 \exp(-4t / \tau_m),$$

где $j(0,t)$ – плотность тока пучка электронов на входе в твердое тело; $U_0(t)$ – ускоряющее напряжение генератора импульсных электронных пучков; W – плотность энергии пучка электронов. Экспериментальная кривая распределения плотности поглощенной энергии для PETN [1] удовлетворительно описывается выражением [5, 6]:

$$W_{ab}(\xi) / W_{ab}(\xi_m) = \Lambda(\xi) = 0.7 + 1.57\xi - 2.31\xi^2 + 0.61\xi, \quad (4)$$

где $\xi = x / R_{ef}$. При $\xi = \xi_m$ функция $\Lambda(\xi_m) = 1$. При $\xi \geq \xi_{ex} = 1.44$ функция $\Lambda(\xi) = 0$, а интеграл

$$\int_0^{1.44} \Lambda(\xi) d\xi = 1.$$

Для RDX, HMX и TATB полагалось, что распределение поглощенной энергии электронного пучка подобно выражению (4). Экстраполированная длина пробега электронов с начальной энергией $E_0 = 250$ кэВ для RDX, HMX и TATB вычислялись по эмпирической формуле, предложенной в работе [8]:

$$R_{ex} = \frac{a_1}{\rho} \left[\frac{1}{a_2} \ln(1 + a_2 e_0) - \frac{a_3 e_0}{1 + a_4 e_0^{a_5}} \right], \text{ см.} \quad (5)$$

Здесь ρ – плотность среды в г/см³; $e_0 = E_0 / mc^2$ (mc^2 – энергия покоя электрона, равная 511 keV кэВ); постоянные

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.2335 A_{ef} / Z_{ef}^{1.09}, \quad a_2 = 1.8 \cdot 10^{-4} Z_{ef}, \\ a_3 &= 0.989 - 3 \cdot 10^{-4} Z_{ef}, \quad a_4 = 1.468 - 1.18 \cdot 10^{-2} Z_{ef}, \\ a_5 &= 1.232 / Z_{ef}^{1.209}, \end{aligned}$$

где A_{ef} – эффективная атомная масса; Z_{ef} – эффективный атомный номер. Эффективная атомная масса и эффективный атомный номер вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} Z_{ef} &= \sum_{i=1}^n f_i Z_i, \quad A_{ef} = \frac{Z_{ef}}{(Z / A)_{ef}}, \\ (Z / A)_{ef} &= \sum_{i=1}^n (f_i Z_i / A_i), \quad f_i = A_i / \sum_{i=1}^n A_i. \end{aligned}$$

Здесь Z_i , A_i – атомный номер и атомная масса i -го элемента; f_i – его весовая доля; n – число весовых долей. Оценка R_{ef} для PETN с использованием формулы (5) при $\xi_{ex} = 1.44$ показало, что расчетное значение примерно на 14 % меньше R_{ef} , полученного из обработки эксперимента. Поэтому расчетные значения R_{ef} при моделировании зажигания

ния RDX, HMX и TATB электронным пучком были увеличены соответственно на 14 %.

Критерий зажигания взрывчатых веществ пучком электронов

В [9] был получен одномерный критерий зажигания взрывчатых веществ электронным пучком малой длительности. Однако если длина пробега электронов в твердом теле будет соизмерима с радиусом пучка r_0 , необходимо в критерии [9] учесть радиальный теплоотвод, как это сделано в [10] в случае инициирования взрывчатых веществ лазерным импульсом. Кроме того, если температура плавления ниже температуры зажигания взрывчатых веществ необходимо учесть в критической плотности энергии теплоту плавления. Легко показать, используя подход [10], что данный критерий в случае гауссова распределения энергии по сечению пучка будет иметь вид:

$$\rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \frac{\lambda \Delta T_m}{R_{ef}^2} \left(-\frac{1}{\Lambda_m} \frac{\partial^2 \Lambda_m}{\partial \xi^2} + \frac{4}{F(\gamma)} \frac{R_{ef}^2}{r_0^2} \right),$$

$$W^* = \rho R_{ef} (c \Delta T_m + H_f), \quad (6)$$

где $\Delta T_m = T_m - T_0$ – критическая температура в максимуме поглощения пучка электронов.

Результаты расчетов и их обсуждение

Система уравнений (1), (2) с начальными и граничными условиями (3) решалась численно с использованием неявных разностных схем. Разностные уравнения для уравнения теплопроводности решались методом прогонки.

Численные расчеты проводились с использованием следующих кинетических и теплофизических параметров ВВ: PETN – $E = 196,6$ кДж/моль, $Z = 6,3 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 1,26$ МДж/кг, $\lambda = 0,25$ Вт/(м·К), $T_f = 413$ К [11], $c = 1255$ Дж/(кг·К) [12], $\rho = 1,77 \cdot 10^3$ кг/м³ [13], $H_f = 193$ кДж/кг [14]; RDX – $E = 197,3$ кДж/моль, $Z = 2,02 \cdot 10^{18}$ с⁻¹, $Q = 2,1$ МДж/кг, $\lambda = 0,105$ Вт/(м·К), $T_f = 476$ К [11], $c = 1000$ Дж/(кг·К) [13], $\rho = 1,82 \cdot 10^3$ кг/м³ [15], $H_f = 235,5$ кДж/кг [14]; HMX – $E = 220,8$ кДж/моль, $Z = 5,0 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 2,1$ МДж/кг, $\lambda = 0,293$ Вт/(м·К), $T_f = 558$ К [11], $c = 1250$ Дж/(кг·К) [16], $\rho = 1,9 \cdot 10^3$ кг/м³ [15], $H_f = 192,46$ кДж/кг [17]; TATB – $E = 250,9$ кДж/моль, $Z = 3,8 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 2,51$ МДж/кг, $\lambda = 0,418$ Вт/(м·К), $T_f = 623$ К [11], $c = 1250$ Дж/(кг·К), $\rho = 1,93 \cdot 10^3$ кг/м³ [13], $H_f = 192,46$ кДж/кг.

Теплоту плавления для ТАТВ оценили из эмпирической формулы

$$H_f / T_f \approx C,$$

где $C \approx 0,43$ кДж/(кг·К). Величина C определялась путем усреднения отношений H_f / T_f для PETN, RDX и HMX.

Результаты численных расчетов критической плотности энергии W^* пучка электронов зажигания взрывчатых веществ вблизи порога хорошо согласуются с критерием зажигания (6) при $r_0 \gg R_{ef}$. В таблице приведены критические плотности энергии зажигания органических взрывчатых веществ электронным импульсом. Из таблицы видно, что наиболее чувствительным к инициированию электронным импульсом является PETN, а наиболее термостойким является ТАТВ.

Численные расчеты показали, что наиболее чувствительным к воздействию электронного импульса является PETN, а наиболее термостойким является ТАТВ. Некоторые из результатов расчета изображены на рис. 1 – рис. 6.

На рис. 1 и рис. 3 представлены результаты расчета распределения температуры в PETN и ТАТВ в области поглощения пучка электронов с длительностью импульса $\tau_i = 15$ нс и энергией $E_0 = 250$ кэВ. Появления полочек на кривых (1) – (3) обусловлено плавлением взрывчатых веществ.

На рис. 2 и рис. 4 приведены результаты численных расчетов зависимости температуры от времени ΔT_m в максимуме поглощения электронного пучка в PETN и ТАТВ вблизи порога зажигания. Появление «ступенек» на данных кривых обусловлено плавлением ВВ. Результаты расчетов динамики распределения температуры для HMX и RDX подобны.

Таблица. Критические плотности энергии зажигания взрывчатых веществ электронным импульсом.

ВВ	PETN	RDX	HMX	ТАТВ
W^* , Дж/см ² (критерий)	14.41	20.64	21.14	29.44
W^* , Дж/см ² (расчет)	15	21.5	22	30.5

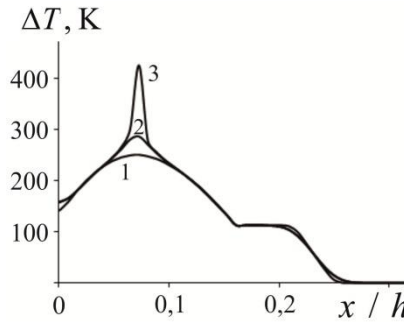


Рис. 1. Динамика распределения температуры в области поглощения пучка электронов при зажигании PETN, $t = 10^{-4}$ (1), $6 \cdot 10^{-4}$ (2) и $6,42 \cdot 10^{-4}$ (3) с при $W = 15,5$ Дж/см².

На рис. 5 представлены результаты расчетов времени задержки зажигания PETN, HMX, RDX и TATB импульсным пучком электронов. Наибольшее время задержки зажигания имеет TATB, а наименьшее PETN. Время задержки определялось численно из условия, что

$$\left. \frac{d\Delta T_m}{dt} \right|_{t=t^*} \rightarrow \infty.$$

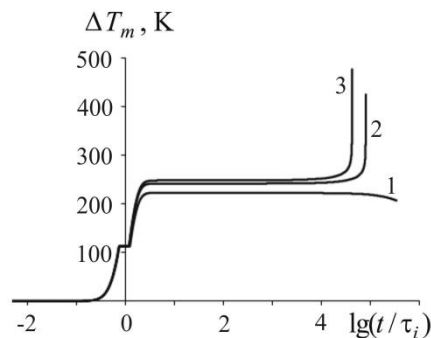


Рис. 2. Зависимость температуры от времени в максимуме поглощения электронного пучка в PETN (а) при $W = 14,5$ (1), $15,25$ (2) и $15,5$ Дж/см² (3).

Расчетное значение времени задержки t^* для PETN превышает экспериментальное примерно на 2,5 порядка. В какой-то мере это связано с тем, что эксперименты по инициированию взрывчатых веществ электронным или лазерным импульсами обычно проводят несколько выше порога зажигания. Для энергии пучка электронов $W_D \sim 60$ Дж/см², приводящей его к детонации, экспериментальных данных для t^* нам не известно. Критическая плотность энергии зажигания электронным пучком примерно в 2 раза меньше плотности энергии при детонации [2] (рис. 6). Итак «классический тепловой взрыв» не позволяет описать полностью эксперименты по инициированию PETN пучком электронов.

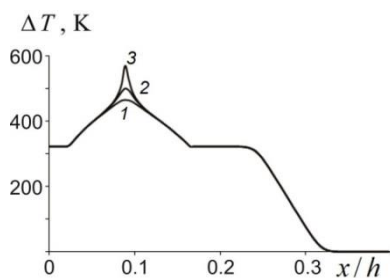


Рис. 3. Динамика распределения температуры в области поглощения пучка электронов при зажигании TATB: $t = 1,6 \cdot 10^{-4}$ (1), $1,9 \cdot 10^{-4}$ (2) и $1,97 \cdot 10^{-4}$ (3) с при $W = 30$ Дж/см²

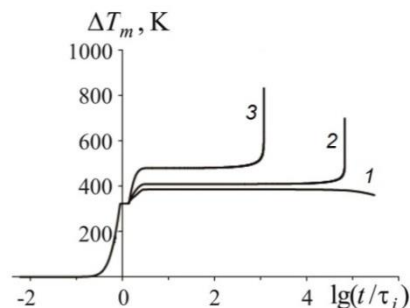


Рис. 4. Зависимость изменения температуры от времени в максимуме поглощения электронного пучка в TATB при $W = 28$ (1), 29 (2), 32 (3) Дж/см².

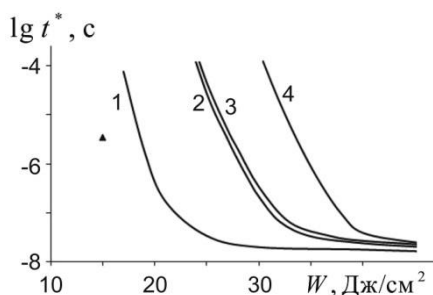


Рис. 5. Зависимость времени задержки зажигания взрывчатых веществ от плотности энергии импульса электронов (линии расчет: 1 – PETN, 2 – HMX, 3 – RDX, 4 – TATB, ▲ – эксперимент [2], $E_0 = 250$ кэВ).

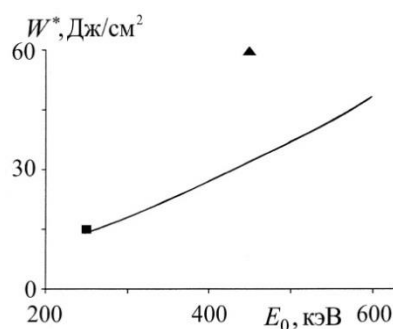


Рис. 6. Зависимость w^* инициирования PETN от начальной энергии электронов в пучке: линия – расчет по критерию; ■ – эксперимент [1]; ▲ – пороговая энергия детонации PETN [2].

Данный эксперимент достаточно хорошо объясняется при учете термоупругих напряжений, которые, как известно, влияют на энергию активации химической реакции [5], а также радиационно-термическим механизмом инициирования [6]. Следует все-таки отметить, что экзотермическая реакция вносит определяющий вклад в процесс зажигания взрывчатых веществ электронным пучком наносекундной длительности.

Проведем оценку давления образующейся плазмы в зоне энерговыделения при детонации PETN по формуле [18]:

$$P = (\gamma_{ef} - 1)w,$$

где $\gamma_{ef} = 1,2$ – отношение удельных теплоемкостей твердого тела и плазмы; w – объемная плотность поглощенной энергии. Для взрывчатых веществ объемную плотность энергии определим по формуле:

$$w = \rho(Q - H_f) + W_D / \Delta z_1.$$

Здесь Δz_1 – ширина реакционной зоны, определяемая выражением

$$\Delta z_1 = R_{ef} \left(-\frac{2RT_m}{E} \cdot \frac{T_m \Lambda_m}{\Delta T_m \Lambda_m'' (1 + \gamma)} \right)^{1/2}.$$

При $W_D = 60$ Дж/см², $R_{ef} = 415.0 \cdot 10^{-4}$ см при $E_0 = 450$ кэВ и $\Delta z_1 \approx 76 \cdot 10^{-4}$ см, получим, что $P \approx 1,96$ ГПа. Полученное значение давления в детонационной волне для PETN вполне разумно. Так согласно [19] при возбуждении детонации ударом $P \sim 1,5$ ГПа. Возможно, детонация PETN при $W = 15$ Дж/см² и отсутствии медной пластины на тыльной стороне образца не происходит вследствие газодинамической разгрузки образца, т.к. энергия в этом случае выделяется вблизи поверхности.

Выводы

1. Наиболее чувствительным к воздействию пучка электронов является PETN, а наиболее термостойким является ТАТВ.
2. Расчеты свидетельствуют в пользу теплового механизма инициирования PETN пучком электронов наносекундной длительности.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности № 3.1235.2014 К.

Список литературы:

1. Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров, С.С. Грачин, В.Н. Швайко, Изв. выс. учеб. заведений. Физика. 50, 3 (2007)
2. В.И. Олешко, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, А.С. Скрипин, В.П. Ципилев, Письма в ЖТФ, 38, 415 (2012)
3. В.И. Олешко, В.П. Ципилев, В.В. Лысык, А.В. Разин, В.Е. Зарко, П.И. Калмыков, Изв. выс. учеб. заведений. Физика, Fiz. 55, 158 (2012)
4. V.A. Morozov, G.G. Savencov, V.A. Bragin, V.M. Kats, A.A. Lukin, Technical Physics 57, 706 (2012)
5. А.В. Ханефт, Е.В. Дугинов, Г.А. Иванов, Химическая физика и мезоскопия 14, 28 (2012)
6. G.A. Ivanov, A.V. Khanef, Russ. J. Phys. Chem. B 7, 741 (2013)
7. A.V. Khanef, E.V. Duginov, Eurasian Physical Technical Journal 5, 31 (2008)
8. Tatsuo Tabata and Rinsuke Ito, Nuclear Science and Engineering 53, 226 (1974)
9. A.V. Khanef, Chem. Phys. Reports 17, 1573 (1998)
10. A.V. Khanef, Chem. Phys. Reports 17, 1889 (1998)
11. Физика взрыва (Наука, Москва, 2002)

12. А.В. Беляев, В.К. Боболев, А.И. Коротков, А.А. Сулимов, С.В. Чуйко, Переход горения конденсированных систем во взрыв (Наука, Москва, 1973)
13. Детонация взрывчатых веществ, сборник статей под ред. А. Борисова, (Мир, Москва, 1981)
14. Ф.А. Баум, А.С. Державец, Н.Н. Санасарян, Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах (Недра, Москва, 1969)
15. Р. Шалл, Физика детонации, в книге “Физика высоких плотностей энергии” (Мир, Москва, 1974)
16. И.Г. Ассовский, Физика горения и внутренняя баллистика (Наука, Москва, 2005)
17. V.A. Strunin, L.I. Nikolaeva, G.B. Manelis, Russ. J. Phys. Chem. B 4, 627 (2010)
18. S.S. Batsanov, B.A. Demidov, L.I. Rudakov, JETP Letters 30, 575 (1979)
19. В.А. Морозов, Ю.В. Петров, Г.Г. Савенков, Доклады АН. 445, 286 (2012)

УКД 536.37

ВЫБОР РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦОВ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Кац М.Д.

Томский политехнический университет, Томск

E-mail: Katz@tpu.ru

В настоящее время одним из методов, широко применяемых для определения температуропроводности материалов в умеренном диапазоне температур, является метод лазерного импульса [1, 2]. В основе которого лежит поглощение в тонком слое фронтальной «горячей» поверхности образца импульса лучистой энергии и приближенное решение одномерной задачи теплопроводности для бесконечной пластины. По полученной термограмме обратной «холодной» (ненагреваемой) поверхности образца определяется максимальная температура перегрева $T_{\max}$, время τ_{05} достижения половины максимальной температуры перегрева. Рассчитываются температуропроводность a , удельная теплоемкость c и теплопроводность материала λ по формулам [1].

Практический интерес представляет использование этого метода для определения температуропроводности оптического кварцевого стекла, характеризующегося из используемых модификаций стекол своими предельными характеристиками: высокая температура размягчения и испарения, низкий коэффициент термического расширения, высокая оптическая прозрачность и химическая стойкость [3]. Процесс нагрева таких материалов сопровождается аккумуляцией теплоты, поступившей не только за счет теплопроводности, но также и объемного поглощения в определенных областях спектра, зависящих от длины волны теплового излучения.