

**КРИТЕРИИ ЗАЖИГАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ  
КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ И ЭЛЕКТРОННЫМ ИМПУЛЬСАМИ**

*А. В. Ханефт, В. А. Долгачев, Е. В. Дугинов, Г. А. Иванов*

**CRITERIA OF ENERGETIC MATERIALS IGNITION BY SHORT LASER AND ELECTRON PULSES**

*A. V. Khaneft, V. A. Dolgachev, E. V. Duginov, G. A. Ivanov*

В работе рассмотрены критерии зажигания конденсированных взрывчатых веществ коротким лазерным и электронным импульсами. Рассмотрено влияние радиуса светового пучка, зависимость коэффициента поглощения от температуры, многократное отражение светового потока и плавление. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментом.

This paper discusses the criteria of condensed explosives ignition by short laser and electronic pulses. The influence of the light beam radius, the dependence of the absorption coefficient on the temperature, the multiple reflection of a light beam and melting are investigated. A comparison of the calculations with the experimental data is shown.

**Ключевые слова:** критерий зажигания, взрывчатое вещество, лазерный импульс, электронный импульс, размерный эффект, коэффициент поглощения, многократное отражение, плавление.

**Keywords:** ignition criterion, explosive, laser pulse, electron pulse, size effect, absorption coefficient, multiple reflections, melting.

**Введение**

Два последних десятилетия начались интенсивно проводиться эксперименты по инициированию конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) лазерными импульсами и пучками электронов наносекундной длительности [1 – 4]. Данные работы интересны как с точки зрения теории, так и практики. Например, интерес к лазерному инициированию ВВ обусловлен не только изучением механизма инициирования, а также возможностью их применения в качестве светодетонаторов, помехозащищенность которых значительно выше, чем электродетонаторов [5].

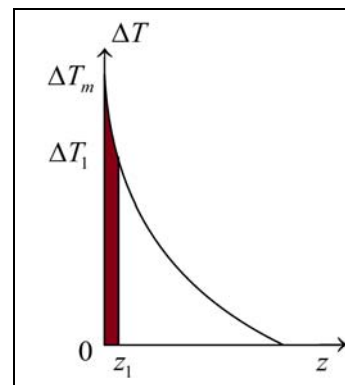
Для оценки пороговой плотности энергии  $W^*$  импульсного излучения, приводящей к инициированию ВВ, необходимо иметь теорию, позволяющую получать простые и физически наглядные критерии. К такой теории относится работа А. А. Ковальского с соавторами [6]. В данной работе предложен критерий зажигания конденсированных ВВ, нагретых тепловым импульсом. Суть данного критерия заключается в том, что по окончании действия внешнего источника тепла скорость теплоприхода в результате химической реакции в твердом теле  $Q_+$  должна превысить скорость теплоотвода в глубь вещества  $Q_-$ :

$$Q_+ \geq Q_- \tag{1}$$

При этом наибольшая скорость выделения тепла вследствие экзотермической реакции происходит в узком приповерхностном слое – реакционной зоне. Ширина приповерхностного слоя  $z_1$  определяется таким образом, чтобы скорость химической реакции в плоскости  $z = z_1$  была в  $e$  раз меньше, чем на поверхности (рис. 1). Вне слоя тепловыделением химической реакцией пренебрегают. Скорость теплоотвода определяется градиентом температуры на границе реакционной зоны  $z = z_1$ . В этом случае условие зажигания конденсированного вещества запишется в виде [6]:

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = -\lambda \frac{dT_1}{dz}, \tag{2}$$

где  $\rho$  – плотность вещества;  $Q$ ,  $E$  – тепловой эффект химической реакции на единицу массы вещества и энергия активации;  $Z$  – частотный фактор;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $T_m$  – температура в плоскости  $z = 0$ ;  $T_1$  – температура в плоскости  $z = z_1$ .



*Рис. 1. К расчету ширины реакционной зоны химической реакции в твердом теле*

Из условия, что  $Q_+(0)/Q_+(z_1) = e$  следует [6], что температура

$$T_1 = \frac{T_m}{1 + RT_m/E} \tag{3}$$

Распределение температуры определяется из решения инертной задачи.

В данной работе приведен обзор работ авторов, а также приведены новые результаты по численному моделированию инициирования ВВ.

**1. Критерии зажигания взрывчатых веществ коротким лазерным импульсом**

**1.1. Одномерная задача.**

Для плоского светового пучка уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \alpha(1-A)I_0(t) \exp(-\alpha z) + \rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет следующие начальные и граничные условия:

$$T(z, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L} = 0. \quad (5)$$

Здесь  $L$  – толщина образца;  $T_0 = 300$  К – начальная температура образца;  $c$  – коэффициент теплопроводности;  $A$  – коэффициент отражения;  $I_0(t)$  – плотность потока энергии лазерного импульса. Внешний теплоотвод в задаче не учитывается, т. к. длительность лазерного импульса и время задержки зажигания значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода.

Плотность потока энергии определяется выражением:

$$I_0(t) = \frac{W}{6\tau_m} (4t/\tau_m)^4 \exp(-4t/\tau_m), \quad (6)$$

где  $\tau_m$  – длительность переднего фронта импульса. Длительность лазерного импульса  $\tau_i = 1,19\tau_m$ . При-

чем  $\int_0^\infty I_0(t) dt = W$ ,

где  $W$  – плотность энергии лазерного импульса.

Согласно [6], после воздействия короткого светового импульса распределение температуры в твердом теле определяется формулой:

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{\alpha(1-A)W}{c\rho} \exp(-\alpha z). \quad (7)$$

Температура в плоскости  $z_1$  определяется выражением:

$$\Delta T_1 = T_1 - T_0 = \Delta T_m \exp(-\alpha z_1), \quad (8)$$

где

$$\Delta T_m = \frac{\alpha(1-A)W}{c\rho}. \quad (9)$$

Из сравнения выражений для  $T_1$  (3) и (8) следует, что ширина реакционной зоны равна [6]:

$$z_1 = \frac{1}{\alpha} \ln F \left[ \frac{(1+\gamma)}{(1-\gamma T_0 / \Delta T_m)} \right]. \quad (10)$$

Производная

$$\frac{dT_1}{dz} = -\alpha \Delta T_m \exp(-\alpha z_1). \quad (11)$$

Исходя из выражений (10) и (11) критерий зажигания конденсированного ВВ коротким световым импульсом (2) примет вид [6]:

$$z_1 \rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \frac{\lambda \alpha \Delta T_m}{F(\gamma)}, \quad (12)$$

где

$$\gamma = RT_m / E, \quad F(\gamma) = \frac{1+\gamma}{1-\gamma T_0 / \Delta T_m}. \quad (13)$$

Критическая плотность энергии короткого лазерного импульса вычисляется по формуле:

$$W^* = \frac{c\rho \Delta T_m}{\alpha(1-A)}. \quad (14)$$

Согласно работе [7], критерий (12) не был апробирован сравнением с численными расчетами на ЭВМ. В связи с этим в работе [8] численно решено уравнение теплопроводности (4) с граничными условиями (5), моделирующим зажигание азида свинца коротким импульсом электронов с экспоненциальным профилем поглощения по образцу. В [8] учитывалось также выгорание образца. Результаты численных расчетов критической температуры зажигания  $\Delta T_m$  и критической плотности энергии  $W^*$  совпали с точностью  $\sim 2\%$  с результатами, полученными из критерия (12). Кроме того, результаты данной работы показали, что выгоранием ВВ к моменту зажигания можно пренебречь.

**1.2. Влияние радиуса светового пучка лазерного импульса на условие зажигания конденсированного ВВ.**

Запишем уравнение теплопроводности для гауссова пучка в цилиндрической системе координат:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \alpha(1-A)I_0(t) \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2}\right) + \rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (15)$$

Уравнение (15) имеет следующие начальные и граничные условия:

$$T(r, z, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L} = 0. \quad (16)$$

Здесь  $R_0$  и  $L$  – радиус и длина образца в виде цилиндра. Распределение интенсивности по сечению лазерного пучка в уравнении (13) имеет гауссову форму:

$$I(r, t) = I_0(t) \exp(-r^2 / r_0^2),$$

где  $r_0$  – характерный радиус пучка. Интенсивность  $I_0(t)$  определяется формулой (6).

Распределение температуры по окончании короткого лазерного импульса определяется распределением поглощенной энергии:

$$T(z, r) = T_0 + \frac{\alpha(1-A)W}{c\rho} \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (17)$$

Критерий зажигания (1) в этом случае примет вид [9]:

$$\begin{aligned} \pi r_1^2 z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \\ = -\lambda \pi r_1^2 \left(\frac{\partial T_1}{\partial z}\right)_{r=0} - 2\lambda \pi r_1 z_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial r}\right)_{z=0}, \end{aligned} \quad (18)$$

то есть скорость тепловыделения в реакционном объеме  $v = \pi r_1^2 z_1$  равняется потоку тепла из этого объема в глубь вещества. Здесь  $r_1$  – радиус реакционного объема. Уравнение (18) с учетом (17) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \\ = -\lambda \Delta T_m \left[ \alpha \exp(-\alpha z) + \frac{4z_1}{r_0^2} \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_0^2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

При  $z = 0$ , согласно (16), температура на периметре окружности радиусом  $r_1$  равна:

$$T_1 = T_0 + \Delta T_m \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_0^2}\right). \quad (20)$$

Из сравнения выражений (3) и (20) получим:

$$r_1 = r_0 \sqrt{\ln\left[\frac{1+\gamma}{1-\gamma T_0 \Delta T_m}\right]}. \quad (21)$$

Подставив выражения для  $z_1$  и  $r_1$  (10) и (21) в (19) получим критерий зажигания ВВ коротким лазерным импульсом в зависимости от радиуса светового пучка [9]:

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \frac{\lambda \Delta T_m}{F(\gamma)} \left( \alpha + \frac{4z_1}{r_0^2} \right). \quad (22)$$

В статье [9] в данной формуле допущена опечатка. Критическая плотность энергии лазерного импульса вычисляется по формуле (14).

Для типичных ВВ параметр  $\gamma \ll 1$ . В этом случае

$$r_1 \approx r_0 \sqrt{\frac{\gamma T_m}{\Delta T_m}}, \quad z_1 \approx \frac{\gamma T_m}{\alpha \Delta T_m}, \quad (23)$$

а функция  $F(\gamma) \approx 1$ . При  $\gamma \ll 1$  критерий зажигания (22) с учетом выражений для  $r_1$  и  $z_1$  (23) можно преобразовать к виду [10]:

$$t_{ad} = t_1, \quad (24)$$

где  $t_{ad}$ ,  $t_1$  – адиабатическое время разогрева и характерное время тепловой релаксации реакционного объема, определяемые выражениями

$$t_{ad} = \frac{c\rho R T_m^2}{q K_0 E} \exp\left(\frac{E}{RT_m}\right), \quad t_1^{-1} = a \left( \frac{4}{r_1^2} + \frac{1}{z_1^2} \right).$$

Здесь  $a = \lambda / c\rho$  – коэффициент температуропроводности.

Следовательно, условию зажигания (1) можно придать новый физический смысл: критическая температура зажигания определяется из равенства адиабатического периода индукции экзотермической реакции характерному времени тепловой релаксации реакционного объема.

### 1.3. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на условие зажигания конденсированных ВВ лазерным импульсом.

Уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры имеет вид:

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \\ + \alpha(1-A)I_0(t) \exp\left(-\int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2}\right) + \\ + \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \end{aligned} \quad (25)$$

Решение уравнения (25) при поглощении короткого лазерного импульса ВВ при условии, что

$$\alpha(T) = \alpha_0 + \beta(T - T_0), \quad (26)$$

а время задержки зажигания значительно превышает длительность лазерного импульса, имеет вид [10]:

$$T(z, r) = T_0 + \frac{\alpha(T_m)(1-A)W}{c\rho} \exp\left(-\int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (27)$$

Исходя из уравнений (18) и (27) критерий зажигания ВВ примет вид [10]:

$$\begin{aligned} z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \\ = \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)[1 - \beta \Delta T_m / (\alpha(T_m)F(\gamma))]} \left( \alpha + \frac{4z_1}{r_0^2} \right), \end{aligned} \quad (28)$$

$$W^* = \frac{c\rho \Delta T_m^*}{\alpha(T_m^*)(1-A)}. \quad (29)$$

В статье [10] в выражении для  $F(\gamma)$  имеется опечатка.

Результаты расчета зависимости критической плотности энергии зажигания ВВ от радиуса пучка лазерного импульса при решении уравнения теплопроводности (25) с параметрами PETN ( $C_5H_8N_4O_{12}$ -ТЭН) при  $\alpha_0 = 150 \text{ см}^{-1}$  приведены на рис. 2 (кривые 1 – 3) [10]. Из рис. 2 видно, что если коэффициент поглощения зависит от температуры, то в случае  $\beta > 0$  (кривая 3) критическая плотность энергии лазерного импульса уменьшается, а зависимость критической плотности энергии  $W^*$  от радиуса пучка становится более пологой относительно кривой (1), которая рассчитана при  $\beta = 0$ . В случае  $\beta < 0$  (кривая 2) критическая плотность энергии лазерного импульса, наоборот, увеличивается, а зависимость  $W^*$  от радиуса пучка становится более резкой по сравнению с кривой (1).

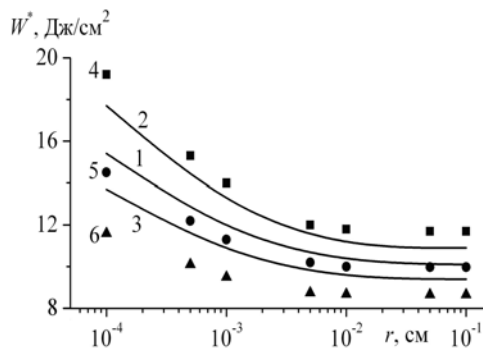


Рис. 2. Влияние радиуса светового пучка лазерного импульса на критическую плотность энергии зажигания взрывчатого вещества при различных зависимостях коэффициента поглощения от температуры: кривые 1, 2, 3 – решение уравнения (2), точки 4, 5, 6 – решение по критерию (2, 4 –  $\beta = -0,1 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ; 1, 5 –  $\beta = 0$ ; 3, 6 –  $\beta = 0,1 \text{ см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ )

На рис. 2 изображены также результаты расчетов критической плотности энергии лазерного импульса, вычисленные по формулам (28), (29) (точки 4, 5 и 6). Наилучшее совпадение дают результаты расчета при  $\beta = 0$  (кривая 2, точка 5). Увеличение ошибки при  $\beta \neq 0$  обусловлено тем, что при выводе критерия (28) полагалось, что коэффициент поглощения изменяется мгновенно. При численном решении уравнения теплопроводности  $\alpha$  изменяется вследствие нагрева при поглощении энергии.

Ошибка в вычислении критической плотности энергии по формуле (14) уменьшается, если брать среднее значение критической плотности энергии

$$\bar{W}^* = \frac{W^*(\alpha(T_m)) + W^*(\alpha_0)}{2}.$$

**1.4. Влияние плавления на условие зажигания конденсированных ВВ лазерным импульсом.**

В случае плавления уравнение теплопроводности запишется в виде:

$$\rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \alpha(1 - A)I_0(t) \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2}\right) + \rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (30)$$

где  $H_f$  – скрытая теплота плавления;  $\delta(x)$  – дельта-функция;  $T_f$  – температура плавления.

Процесс плавления не влияет на критическую температуру зажигания при воздействии короткого лазерного импульса. Процесс плавления влияет только на время задержки инициирования. Выражение для критической температуры зажигания ВВ коротким лазерным импульсом в зависимости от радиуса светового пучка в случае независимости коэффициента поглощения от температуры определяется формулой (22), а критическая плотность энергии определяется формулой [11]:

$$W^* = \frac{c\rho\Delta T_{\max}}{\alpha(1 - A)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - A)}. \quad (31)$$

На рис. 3 представлены результаты расчета изменения температуры  $\Delta T_S$  в центре поверхности PETN вблизи порога зажигания при воздействии лазерного импульса длительностью 40 нс и радиусе светового пучка  $r_0 = 10^{-1}$  см. Как видно из данного рисунка, при  $\Delta T_S = 113 \text{ К}$  на зависимости  $\Delta T_S = f(t)$  наблюдается «полочка», которая обусловлена плавлением ВВ. Слева от полочки ВВ не расплавлено, а справа от нее приповерхностный слой расплавлен.

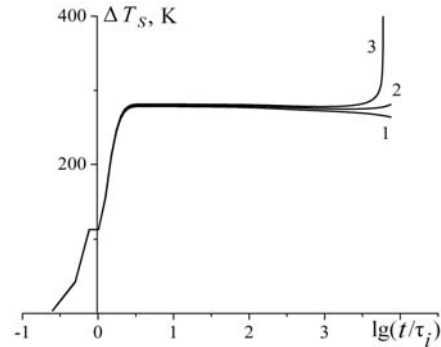


Рис. 3. Зависимость температуры  $\Delta T_S$  на поверхности образца в центре пучка от времени при  $W = 16,3$  (1),  $16,4$  (2) и  $16,5 \text{ Дж/см}^2$  (3)

На рис. 4 приведены результаты расчета зависимости критической плотности энергии инициирования ВВ лазерным импульсом длительностью  $\tau_i = 40$  нс от радиуса пучка без учета плавления (кривая 1) и с учетом плавления (кривая 2). Как видно из сравнения двух кривых, плавление повышает критическую плотность энергии инициирования. Кривая 2 сдвинута вверх относительно кривой 1 на одну и ту же величину  $\Delta W \sim 6 \text{ Дж/см}^2$ .

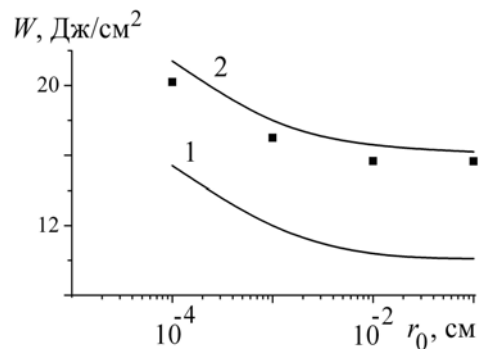


Рис. 4. Влияние радиуса светового пучка лазерного импульса на критическую плотность энергии зажигания PETN: кривая 1 – расчет без учета плавления; кривая 2 – расчет с учетом плавления; ■ – расчет по критерию (формулы (22) и (31))

**1.5. Влияние многократного отражения светового потока на условие зажигания конденсированных ВВ лазерным импульсом.**

Уравнение теплопроводности с учетом плавления и многократного отражения светового потока от противоположных сторон образца имеет вид:

$$\rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \alpha(1 - A_1) I_0(t) \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \times \frac{[1 + A_2 \exp(2\alpha(z - L))]}{[1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)]} + \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (32)$$

где  $A_1$  – коэффициент отражения поверхности на входе светового пучка в образец;  $A_2$  – коэффициент отражения тыльной поверхности на выходе светового пучка из образца.

Критерий зажигания ВВ с температурой плавления ниже температуры зажигания коротким лазерным импульсом гауссовой формы по сечению в области прозрачности образца с учетом многократного отражения определяется формулой:

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)} \left\{ \alpha \operatorname{th} \left[ \alpha L - \frac{1}{2} \ln(A_2 F^2(\gamma)) \right] + \frac{4z_1}{r_0^2} \right\}. \quad (33)$$

Выражение для критической плотности энергии лазерного импульса с учетом многократного отражения светового пучка имеет вид:

$$W^* = \frac{[1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)]}{[1 + A_1 \exp(-2\alpha L)]} \times \left[ \frac{c \rho \Delta T_m}{\alpha(1 - A_1)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - A_1)} \right]. \quad (34)$$

По формулам (33), (34) рассчитана зависимость критической плотности энергии зажигания PETN от радиуса светового пучка, а также энергия лазерного импульса:

$$E^* = \pi r_0^2 W^*. \quad (35)$$

Результаты расчетов приведены на рис. 5. Как видно из данного рисунка, результаты расчетов по критерию достаточно хорошо совпадают как с результатами численного решения уравнения теплопроводности (32), так и с экспериментом.

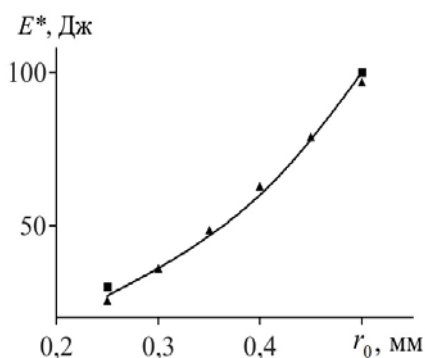


Рис. 5. Зависимость пороговой энергии инициации PETN от радиуса светового пучка: линия – численный расчет при  $\alpha = 0,065 \text{ см}^{-1}$ , ■ – эксперимент [12], ▲ – расчет по критерию

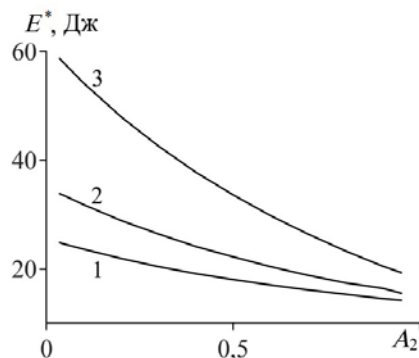


Рис. 6. Зависимость критической энергии зажигания PETN от коэффициента отражения  $A_2$  тыльной поверхности образца при  $r_0 = 0,25 \text{ мм}$  и  $A_1 = 0,036$  (1), 0,3 (2) и 0,6 (3)

На рис. 6 приведены результаты расчета критической энергии зажигания PETN на основе формул (33) – (35) в зависимости от коэффициента отражения тыльной поверхности образца. Расчеты проведены при радиусе светового пучка  $r_0 = 0,25 \text{ мм}$  и коэффициенте отражения внешней поверхности  $A_1 = 0,036$  (кривая 1), 0,3 (кривая 2) и 0,6 (кривая 3). Естественно, что чем больше  $A_1$ , тем больше  $E^*$ . Коэффициент отражения тыльной поверхности образца менялся от френелевского до коэффициента отражения металла. Как видно из рисунка, что чем больше коэффициент отражения  $A_1$ , тем в более широких пределах можно регулировать энергию зажигания  $E^*$ , изменяя коэффициент отражения  $A_2$ .

## 2. Критерии зажигания взрывчатых веществ коротким электронным импульсом

### 2.1. Одномерная задача.

Распределение поглощенной энергии пучка электронов в твердом теле имеет вид кривой с максимумом (рис. 7). На рис. 7  $\Delta z_1$  есть ширина реакционного слоя,  $R_{ef}$  и  $R_{ex}$  есть эффективная и экстраполированная длины линейного пробега электрона.

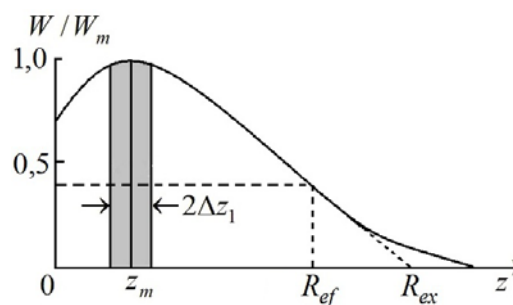


Рис. 7. Качественная кривая распределения плотности поглощенной энергии пучка электронов

Экспериментальную кривую распределения плотности поглощенной энергии твердым телом обычно

аппроксимируют полиномом третьей степени. В случае PETN:

$$W / W_m = \Lambda(\xi) = 0,7 + 1,57\xi - 2,31\xi^2 + 0,61\xi^3, \quad (36)$$

где  $\xi = z / R_{ef}$ . При  $\xi \geq \xi_{ex}$   $\Lambda(\xi) = 0$ , а интеграл

$$\int_0^{\xi_{ex}} \Lambda(\xi) d\xi = 1,$$

где  $\xi_{ex} = 1,44$ ,  $R_{ef} = 173,6 \cdot 10^{-4}$  см,

$$R_{ex} = 1,44 R_{ef} = 250 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

Уравнение теплопроводности с учетом плавления в случае нагрева ВВ электронным пучком имеет вид:

$$\rho[c + H_f \delta(T - T_f)] \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{I(t)\Lambda(\xi)}{R_{ef}} + \rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (37)$$

При малом времени воздействия импульса электронов распределение температуры в образце по окончании импульса определяется зависимостью:

$$T(\xi) = T_0 + \frac{W}{c\rho R_{ef}} \Lambda(\xi). \quad (38)$$

Критическая температура зажигания определяется из условия:

$$\Delta z_1 \rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = -\frac{\lambda}{R_{ef}} \frac{\partial T_1}{\partial \xi}. \quad (39)$$

При  $\xi = \xi_m$  согласно (38) температура

$$T_m = T_0 + \frac{W}{c\rho R_{ef}} \Lambda_m. \quad (40)$$

Получим выражение для критической температуры зажигания ВВ. Для этого разложим в ряд Тейлора функцию  $\Lambda(\xi)$  в окрестности  $\xi_m$  [13]:

$$\Lambda(\xi - \xi_m) = \Lambda(\xi_m) + \frac{(\xi - \xi_m)^2}{2} \frac{\partial^2 \Lambda(\xi_m)}{\partial \xi^2}. \quad (41)$$

Исходя из выражений (3), (38), (40) и (41) критерий зажигания (39) примет вид:

$$\rho QZ \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = -\frac{\lambda \Delta T_m}{R_{ef}^2} \frac{\partial^2 \Lambda_m}{\partial \xi^2}, \quad (42)$$

а ширина реакционного слоя –

$$\Delta z_1 = R_{ef} \sqrt{-\frac{2T_1 T_m \Lambda_m R}{\Delta T_m E \partial^2 \Lambda_m / \partial \xi^2}}. \quad (43)$$

Критическая плотность энергии зажигания ВВ электронным пучком с учетом плавления:

$$W^* = \rho R_{ef} (c \Delta T_m + H_f). \quad (44)$$

Численное решение уравнения (37) с длительностью импульса 15 нс позволило определить критическое значение плотности энергии электронного пучка для PETN. Кроме PETN расчеты были проведены для RDX ( $C_3H_6N_6O_6$ -гексоген) и HMX ( $C_4H_8N_8O_8$ -октогена). Данные результаты расчетов, как это видно из табл. 1, достаточно хорошо согласуются с результатами, вычисленными по критерию (формулы (42) и

(44), Теплофизические и кинетические параметры ВВ приведены в табл. 2.

Таблица 1

$W$ , Дж/см <sup>2</sup>	PETN	RDX	HMX
По критерию (40, 42)	14,38	32,99	21,18
Численный расчет	15,0	34,0	22,0

Таблица 2

Параметр	PETN	RDX	HMX
$E$ , кДж/моль	196,6 [14]	197,3 [14]	220,8 [14]
$Z$ , с <sup>-1</sup>	$6,3 \cdot 10^{19}$ [14]	$2,02 \cdot 10^{18}$ [14]	$5 \cdot 10^{19}$ [14]
$Q$ , МДж/кг	1,26 [14]	2,1 [14]	2,1 [14]
$c$ , Дж/(кг·К)	1255,2 [15]	2092 [18]	1250 [20]
$\lambda$ , Вт/(м·К)	0,2508 [14]	0,105 [14]	0,293 [14]
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$1,77 \cdot 10^3$ [16]	$1,82 \cdot 10^3$ [19]	$1,9 \cdot 10^3$ [19]
$H_f$ , кДж/кг	193 [17]	235,5 [17]	192,46 [21]
$T_f$ , К	413 [14]	476 [14]	558 [14]

Экстраполированная длина пробега электронов с начальной энергией  $E_0 = 250$  кэВ для RDX и HMX вычислялась по эмпирической формуле, предложенной в работе [18]:

$$R_{ex} = \frac{a_1}{\rho} \left[ \frac{1}{a_2} \ln(1 + a_2 e_0) - \frac{a_3 e_0}{1 + a_4 e_0^{a_5}} \right]. \quad (45)$$

Здесь  $\rho$  – плотность среды в г/см<sup>3</sup>;  $e_0 = E_0 / mc^2$  ( $mc^2$  – энергия покоя электрона, равная 511 кэВ); постоянные:

$$a_1 = \frac{0,2335 A_{ef}}{Z_{ef}^{1,209}}, \quad a_2 = 1,78 \cdot 10^{-4} Z_{ef},$$

$$a_3 = 0,989 - 3 \cdot 10^{-4} Z_{ef}, \quad a_4 = 1,468 - 1,18 \cdot 10^{-2} Z_{ef},$$

$$a_5 = \frac{1,232}{Z_{ef}^{0,109}},$$

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

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

$$(Z/A)_{ef} = \sum_{i=1}^n (f_i Z_i / A_i), \quad f_i = A_i / \sum_{i=1}^n A_i.$$

Здесь  $Z_i$ ,  $A_i$  – атомный номер и атомная масса  $i$ -го элемента;  $f_i$  – его весовая доля;  $n$  – число

весовых долей. Результаты расчетов  $Z_{ef}$  и  $A_{ef}$  для PETN, RDX и HMX приведены в табл. 3.

Таблица 3

Параметр	PETN	RDX	HMX
$Z_{ef}$	69,2	39,7	53
$A_{ef}$	135	77,37	103,2

Оценка  $R_{ef}$  для PETN с использованием формулы (45) при  $\xi_{ex} = 1,44$  показал, что расчетное значение примерно на 14 % меньше  $R_{ef}$ , полученного из обработки эксперимента. Поэтому расчетные значения  $R_{ef}$  при моделировании зажигания гексогена и октогена электронным пучком были увеличены соответственно на 14 %. Расчеты показали, что  $R_{ef}$  линейно возрастает с увеличением начальной энергии электронов (рис.8). Это приводит к возрастанию критической энергии зажигания ВВ в области поглощения пучка электронов (рис. 9).

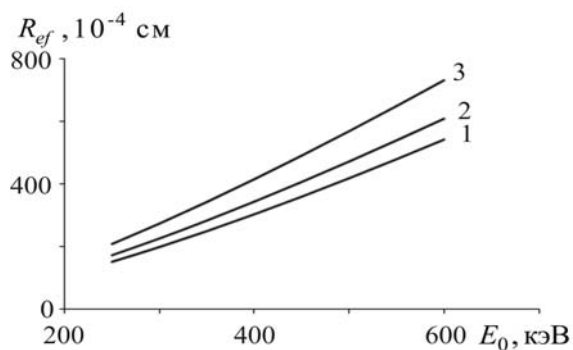


Рис. 8. Зависимость эффективной длины пробега электронов от начальной энергии электронов: 1 — PETN, 2 — HMX, 3 — RDX

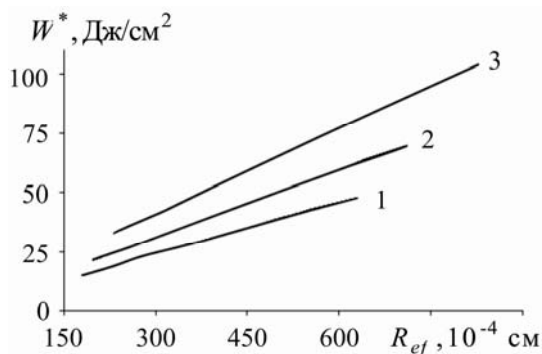


Рис. 9. Зависимость критической плотности энергии зажигания ВВ от  $R_{ef}$ : 1 — PETN, 2 — HMX, 3 — RDX

На рис. 10 представлены результаты расчета распределения температуры в PETN в области поглощения пучка электронов с плотностью энергии  $W = 15,5 \text{ Дж/см}^2$ . Появления полочки на кривых (1)

— (3) обусловлено плавлением. Справа от полочки PETN не расплавлен, а слева от полочки PETN расплавлен.

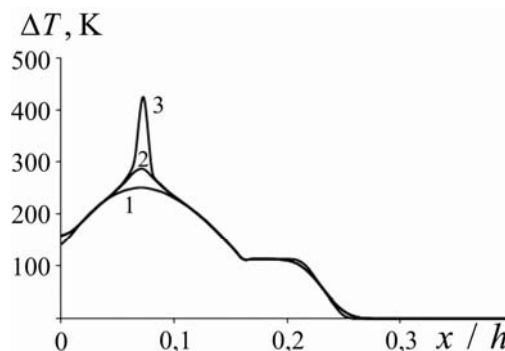


Рис. 10. Динамика распределения температуры в области поглощения пучка электронов при запуске PETN:  $t = 10^{-4}$  (1),  $6 \cdot 10^{-4}$  (2) и  $6,42 \cdot 10^{-4}$  с.

На рис. 11 представлены результаты расчетов зависимости времени задержки  $t^*$  инициирования ВВ в области поглощения пучка электронов. Критическая плотность энергии электронного пучка, согласно табл. 1, согласуется с экспериментом [4]. Однако расчетное значение времени задержки  $t^*$  для PETN превышает экспериментальное примерно на 2,5 порядка. Таким образом «классический тепловой взрыв» не позволяет описать полностью эксперименты по инициированию PETN пучком электронов.

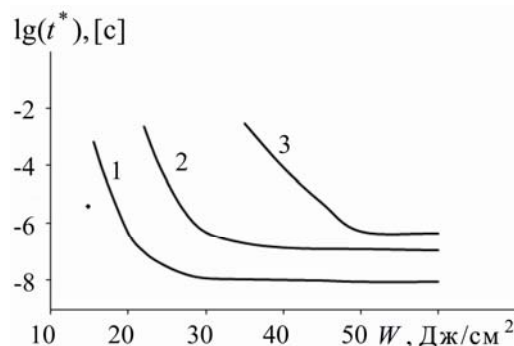


Рис. 11. Зависимость времени задержки зажигания ВВ от плотности энергии импульса электронов (линии расчет: 1 — PETN, 2 — HMX, 3 — RDX, точка — эксперимент [4])

Данный эксперимент достаточно хорошо объясняется при учете термоупругих напряжений, которые, как известно, влияют на энергию активации химической реакции [23], а также радиационно-термическим механизмом [24; 25]. Следует все таки заметить, что экзотермическая реакция вносит основной вклад в процесс зажигания ВВ электронным пучком наносекундной длительности.

**Литература**

1. Адуев, Б. П. Взрывное разложение азидов тяжелых металлов / Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров [и др.] // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 116. – Вып. 5(11). – С. 1676 – 1693.
2. Медведев, В. В. Влияние неоднородного облучения на пороги зажигания двухосновного пористого топлива / В. В. Медведев // Химическая физика. – 2009. – Т. 28. – № 6. – С. 74 – 76.
3. Oleshko, V. I. Explosive Decomposition of FTDO Initiated by Laser Radiation Pulse and pulse of Accelerated Electrons / V. I. Oleshko, V. P. Tsipilev, V. V. Lysyk [et al.] // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 11/3. – С. 158 – 161.
4. Адуев, Б. П. Исследование ранних стадий взрывного разложения кристаллов тетранитропентаэритрита при иницировании импульсными электронными пучками / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, С. С. Гречин [и др.], // Известия вузов. Физика. – 2007. – № 2. – С. 3 – 9.
5. Илюшин, М. А. Влияние добавок ультрадисперсных частиц углерода на порог лазерного иницирования полимерсодержащего светочувствительного взрывчатого состава / М. А. Илюшин, И. А. Угрюмов [и др.] // Химическая физика. – 2005. – Т. 24. – № 10. – С. 49 – 56.
6. Ковальский, А. А. К вопросу о зажигании баллиститных порохов / А. А. Ковальский, С. С. Хлевной, В. В. Михеев // Физика горения и взрыва. – 1967. – Т. 3. – № 4. – С. 527 – 541.
7. Вилюнов, В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ / В. Н. Вилюнов. – Новосибирск: Наука, 1984. – 190 с.
8. Ханефт, А. В. К иницированию азида свинца электронным импульсом / А. В. Ханефт // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29. – № 5. – С. 63 – 66.
9. Ханефт, А. В. Влияние распределения светового потока в лазерном пучке на критическую энергию зажигания конденсированного вещества / А. В. Ханефт // Химическая физика. – 1998. – Т. 17. – № 10. – С. 67 – 70.
10. Дугинов, Е. В. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на критическую энергию зажигания конденсированного вещества лазерным импульсом / Е. В. Дугинов, А. В. Ханефт // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т. 47. – № 4. – С. 127 – 136.
11. Ханефт, А. В. Влияние плавления на критическую энергию зажигания конденсированного взрывчатого вещества коротким лазерным импульсом / А. В. Ханефт, Е. В. Дугинов // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48. – № 6. – С. 47 – 53.
12. Быхало, А. И. Иницирование ТЭНа мощным лазерным излучением / А. И. Быхало, Е. В. Жужукало, Н. Г. Ковальский [и др.] // Физика горения и взрыва. – 1985. – Т. 21. – № 4. – С. 110 – 113.
13. Ханефт, А. В. Критерий зажигания конденсированных веществ электронным импульсом / А. В. Ханефт. // Химическая физика. – 1998. – Т. 17. – № 8. – С. 132 – 137.
14. Физика взрыва; под ред. Л. П. Орленко. – М.: Физматлит, 2004. – Т. 1. – 824 с.
15. Беляев, А. В. Переход горения конденсированных систем во взрыв / А. В. Беляев, В. К. Боболев, А. И. Коротков [и др.]. – М.: Наука, 1973. – 292 с.
16. Детонация и взрывчатые вещества: сб. ст.; под ред. А. А. Борисова. – М.: Мир, 1981. – 392 с.
17. Баум, Ф. А. Термостойкие взрывчатые вещества и их действие в глубоких скважинах / Ф. А. Баум, А. С. Державец, Н. Н. Санасарян. – М.: Недра, 1969. – 160 с.
18. Мейдер, Ч. Численное моделирование детонации / Ч. Мейдер. – М.: Мир, 1985. – 384 с.
19. Шалл, Р. Физика детонации / Р. Шалл // Физика высоких плотностей энергии. – М.: Мир, 1974. – 488 с.
20. Ассовский, И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика / И. Г. Ассовский. – М.: Наука, 2005. – 358 с.
21. Струнин, В. А. Моделирование горения октогена / В. А. Струнин, Л. И. Николаева, Г. Б. Манелис // Химическая физика. – 2010. – Т. 29. – № 7. – С. 63 – 70.
22. Tatsuo Tabata and Rinsuke Ito. An Algorithm for the Energy Deposition by Fast Electrons // Nuclear Science and Engineering. – 1974. – V. 53. – P. 226 – 239.
23. Ханефт, А. В. Моделирование иницирования ТЭНа пучком электронов наносекундной длительности / А. В. Ханефт, Е. В. Дугинов, Г. А. Иванов // Химическая физика и мезоскопия. – 2012. – Т. 14. – № 1. – С. 28 – 39.
24. Khanef, A. V. Radiation-thermal mechanism of PETN initiation in the absorption / A. V. Khanef, G. A. Ivanov // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 11/3. – С. 71 – 75.
25. Khanef, A. V. Radiation-thermal mechanism of initiation of PETN in the absorption region of the electron beam. Energetic Materials: 43<sup>th</sup> International Annual Conference of ICT, FRG, Karlsruhe, 26 – 29 iune / A. V. Khanef, G. A. Ivanov. – 2012. – P. 17-1 – 17-11.

**Информация об авторах:**

*Ханефт Александр Вилевич* – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики КемГУ, 8-9132947480, khanef@kemsu.ru.

*Alexander V. Khanef* – Doctor of Physics and Mathematics, Professor at the Department of Theoretical Physics, Kemerovo State University.

*Долгачев Вадим Александрович* – аспирант кафедры теоретической физики КемГУ, 89505843359, vadimdolgachev@gmail.com.



**Vadim A. Dolgachev** – post-graduate student at the Department of Theoretical Physics, Kemerovo State University.

**Дугинов Евгений Владимирович** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общенаучных дисциплин Кемеровского государственного сельскохозяйственного института, 89502719570, dugi\_evgen@ngs.ru.

**Evgeniy V. Duginov** – Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor, Department of General Scientific Disciplines, Kemerovo State Agricultural Institute.

**Иванов Георгий Анатольевич** – аспирант кафедры теоретической физики КемГУ, 89236094492, indosjon@mail.ru.

**Georgiy A. Ivanov** – post-graduate student at the Department of Theoretical Physics, Kemerovo State University.