

УДК 541.126.011.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНИЦИИРОВАНИЯ ТЭНА ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В ОБЛАСТИ СЛАБОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

А. В. Ханефт, В. А. Долгачёв

Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, khaneft@kemsu.ru

Проведено численное моделирование инициирования тэна лазерным импульсом. Решалось уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом многократного отражения светового пучка, экзотермической реакции нулевого порядка и плавления. Получен критерий зажигания взрывчатых веществ лазерным импульсом с учетом многократного отражения светового потока. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментом и с критерием зажигания. Зависимость критической плотности энергии от радиуса светового пучка обусловлена радиальным теплопроводом. Изменение коэффициента отражения тыльной поверхности образца позволяет регулировать порог зажигания.

Ключевые слова: моделирование, инициирование тэна, лазерный импульс, многократное отражение, плавление, размерный эффект.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы заметно возросло число публикаций как по экспериментальному исследованию, так и по численному моделированию условий инициирования взрывчатых веществ (ВВ) лазерным импульсом [1–6]. Это связано с применением лазерных систем для инициирования ВВ, а также с изучением механизма зажигания ВВ с целью направленного регулирования пороговой энергии инициирования ВВ лазерным излучением.

Органические ВВ обладают высокой прозрачностью на длине волны первой гармоники импульсного неодимового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) [7]. Вследствие этого для их инициирования с открытой поверхности световым импульсом в данном спектральном диапазоне необходим лазер большой мощности [8]. Обычно для снижения порога зажигания образец накрывают прозрачной подложкой или проводят эксперименты при повышенной температуре [2, 9, 10]. Механизм снижения пороговой энергии зажигания подложкой разными авторами трактуется по-разному [9, 10]. Например, в работе [9] полагают, что подложка предотвращает газодинамическую разгрузку образца, в результате чего снижается порог инициирования тэна. В работе [10] методом скоростной фотографии изучалось влияние подложки на инициирование тэна лазером на неодимовом

стекле. Оказалось, что при прохождении лазерного импульса через подложку в вакууме происходит абляция подложки на выходе светового пучка, а в воздухе вследствие оптического пробоя возникает плазма с двух сторон подложки. Именно микрочастицы стекла и образующаяся при оптическом пробое плазму авторы работы [10] считают причиной инициирования тэна в области прозрачности ВВ.

В работе [8] изучалось инициирование флегматизированного тэна с открытой поверхности на первой гармонике неодимового лазера с длительностью импульса 3 нс в зависимости от радиуса светового пучка. Плотность образцов, представляющих собой цилиндры диаметром 7 мм и длиной 18 мм, была близка к плотности монокристалла. Флегматизированный тэн получают путем пропитки, например, жидким парафином, чтобы в нем не было газовых пор, которые, как известно [11], являются «горячими точками» при ударе ВВ. Коэффициент преломления парафина $n = 1.48$ [12], коэффициент преломления тэна $n = 1.47$ [13]. Таким образом, в первом приближении можно считать флегматизированный тэн оптически однородным, что позволяет пренебречь рассеянием света. Коэффициент поглощения кристаллов тэна на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм составляет $0.033 \div 0.1 \text{ см}^{-1}$ [13, 14]. Коэффициент экстинкции тэна, полученного путем остывания расплава, равен $\approx 1.0 \text{ см}^{-1}$ [2]. В связи с этим при оценке поглощенной энергии ла-

зерного импульса необходимо учитывать многократное отражение света. Косвенным свидетельством малости коэффициента поглощения флегматизированного тэна служит огромная плотность потока энергии лазерного импульса ($\approx 10^{14}$ Вт/см²), необходимая для его инициирования [8].

Целью настоящей работы является получение критерия зажигания ВВ коротким лазерным импульсом с учетом многократного отражения, а также моделирование зажигания тэна с открытой поверхности лазерным импульсом в области прозрачности образца в зависимости от радиуса светового пучка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Запишем уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом плавления и многократного отражения светового потока от противоположных сторон образца:

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

Начальные и граничные условия:

$$T(r, z, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_0} = 0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=L} = 0.$$

Здесь T_f — температура плавления; H_f — скрытая теплота плавления; $\delta(x)$ — дельта-функция; R_0 и L — радиус и длина цилиндрического образца; T_0 — начальная температура образца; λ , c — коэффициент теплопроводности и удельная теплоемкость вещества; ρ — плотность вещества; Q , Z , E — тепловой эффект реакции на единицу массы вещества, частотный фактор и энергия активации скорости термического разложения соответственно; R — универсальная газовая постоянная; α — коэффициент поглощения; r_0 — характерный радиус пучка; r — расстояние от оси пучка;

t — время; $I_0(t)$ — плотность потока энергии в центре пучка; A_1 — коэффициент отражения поверхности на входе светового пучка в образец; A_2 — коэффициент отражения тыльной поверхности на выходе светового пучка из образца.

Внешний теплоотвод в данной задаче не учитывался. Полагалось, что длительность лазерного импульса и время задержки зажигания значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода.

Распределение интенсивности излучения по сечению лазерного пучка в уравнении (1) имеет гауссову форму. Начало координат принималось в точке пересечения оси пучка с плоскостью поверхности образца. Плотность потока энергии в центре пучка задавалась выражением

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

где τ_m — длительность переднего фронта импульса, связанная с длительностью импульса, измеренного на полувывоте, выражением $\tau_i = 1.19\tau_m$; W — плотность энергии лазерного импульса. Причем

$$\int_0^{\infty} I_0(t) dt = W.$$

При записи уравнения теплопроводности предполагалось, что коэффициенты отражения и поглощения света в процессе зажигания не изменяются. Это обусловлено тем, что при выполнении неравенства $RT/E \ll 1$ влиянием выгорания на критическое условие зажигания, а следовательно, и на оптические свойства ВВ можно пренебречь. Кроме того, сделано предположение, что теплофизические и оптические свойства кристалла и расплава отличаются незначительно.

КРИТЕРИЙ ЗАЖИГАНИЯ ВВ КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ С УЧЕТОМ МНОГОКРАТНОГО ОТРАЖЕНИЯ

Получим выражение для критической плотности энергии зажигания ВВ коротким лазерным импульсом с учетом многократного отражения светового потока. Под коротким световым импульсом будем понимать импульс, длительность которого намного меньше времени диффузии тепла из зоны облучения. Процесс

плавления не влияет на критическую температуру зажигания при воздействии короткого лазерного импульса, а влияет только на время задержки инициирования. Запишем выражение для определения критической температуры зажигания ВВ T_m коротким лазерным импульсом [4, 15]:

$$\begin{aligned} \pi r_1^2 z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \\ = -\lambda \pi r_1^2 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{r=0} - 2\lambda \pi r_1 z_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{z=0}, \quad (3) \end{aligned}$$

где r_1 и z_1 — радиус и толщина реакционного объема $V = \pi r_1^2 z_1$; T_1 — температура образца на границе реакционного объема, на которой скорость химической реакции уменьшается в e раз. Выражение (3) получено из условия, что скорость тепловыделения в реакционной области равняется скорости отвода тепла из этой области в глубь вещества [16]. Согласно работам [4, 15, 16]

$$\begin{aligned} z_1 = \frac{1}{\alpha} \ln F(\gamma), \quad r_1 = r_0 [\ln F(\gamma)]^{1/2}, \\ T_1 = \frac{T_m}{1 + \gamma}, \quad (4) \end{aligned}$$

где

$$F(\gamma) = \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0 / \Delta T_m}, \quad \gamma = \frac{RT_m}{E}. \quad (5)$$

Производная по r от T при $T = T_1$ согласно [4] равна

$$\frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{z=0} = -\frac{2r_1 \Delta T_m}{r_0^2 F(\gamma)}. \quad (6)$$

Получим выражение для производной $\frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{r=0}$ с учетом многократного отражения светового потока. По окончании лазерного импульса распределение температуры в области поглощения световой энергии определяется выражением

$$\begin{aligned} T(z, r) = T_0 + \frac{\alpha(1 - A_1)W}{c\rho} \exp\left(-\alpha z - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \times \\ \times \frac{1 + A_2 \exp[2\alpha(z - L)]}{1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)}. \end{aligned}$$

Прологарифмируем данное выражение:

$$\begin{aligned} \ln(T - T_0) = \ln \left[\frac{\alpha(1 - A_1)W}{c\rho} \right] - \alpha z - \frac{r^2}{r_0^2} + \\ + \ln\{1 + A_2 \exp[2\alpha(z - L)]\} - \\ - \ln[1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)]. \quad (7) \end{aligned}$$

Производная от выражения (7) по z после преобразований равна

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \alpha(T - T_0) \operatorname{th} \left[\alpha(z - L) + \frac{1}{2} \ln A_2 \right].$$

Заменим в этом выражении T на T_1 и z на z_1 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{r=0} = \\ = -\frac{\alpha \Delta T_m}{F(\gamma)} \operatorname{th} \left[\alpha L - \frac{1}{2} \ln(A_2 F^2(\gamma)) \right]. \quad (8) \end{aligned}$$

После подстановки производных (6) и (8) в критерий (3) получаем выражение для вычисления критической температуры:

$$\begin{aligned} z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)} \times \\ \times \left\{ \alpha \operatorname{th} \left[\alpha L - \frac{1}{2} \ln(A_2 F^2(\gamma)) \right] + \frac{4z_1}{r_0^2} \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

При $\alpha L \gg 1$

$$\operatorname{th} \left[\alpha L - \frac{1}{2} \ln(A_2 F^2(\gamma)) \right] \approx \operatorname{th}(\alpha L) \approx 1$$

и критерий (9) принимает вид [5, 15]

$$z_1 \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)} \left(\alpha + \frac{4z_1}{r_0^2} \right). \quad (10)$$

Критерий (9) также переходит в (10) в области прозрачности ($\alpha L \ll 1$) при $A_2 \ll 1$, так как в этом случае

$$\begin{aligned} \operatorname{th} \left[\alpha L - \frac{1}{2} \ln(A_2 F^2(\gamma)) \right] \approx \\ \approx \operatorname{th} \left[-\frac{1}{2} \ln(A_2 F^2(\gamma)) \right] \approx 1. \end{aligned}$$

Здесь учтено, что $F(\gamma) \approx 1$ и $-\ln A_2 \gg 1$.

Критическая плотность энергии лазерного импульса с учетом многократного отражения светового пучка определяется выражением

$$W^* = \frac{1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)}{1 + A_1 \exp(-2\alpha L)} \times \left[\frac{c\rho\Delta T_m}{\alpha(1 - A_1)} + \frac{\rho H_f}{\alpha(1 - A_1)} \right]. \quad (11)$$

Итак, уравнения (9) и (11) позволяют оценить критическую температуру зажигания и критическую плотность энергии лазерного импульса.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты проводились при следующих теплофизических и кинетических параметрах тэна: $\lambda = 2.51 \cdot 10^{-1}$ Вт/(м·К), $\rho = 1.77 \times 10^3$ кг/м³, $E = 196.6$ кДж/моль, $Z = 6.3 \times 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 1.26$ МДж/кг, $c = 1.26 \times 10^3$ Дж/(кг·К), $H_f = 192$ кДж/кг, $T_f = 413$ К [17–19]. Полагалось, что $R_0 = 3.5$ мм, $L = 18$ мм, $T_0 = 300$ К.

При численном решении уравнения (1) с граничными условиями (2) использовалась неявная разностная схема, которая решалась методом прогонки [20, 21]. При этом уравнение теплопроводности по пространственным переменным расщеплялось на два уравнения [21]. Аррениусовская нелинейность линеаризовывалась на каждом временном шаге при помощи преобразования Франк-Каменецкого. Координатные сетки строились неравномерными. Шаги по координатам r и z вычислялись по алгоритму [20]

$$h_{zi+1} = kh_{zi}, \quad h_{ri+1} = kh_{ri},$$

т. е. по закону геометрической прогрессии. Здесь k — коэффициент увеличения шага. По координате z в связи с малым градиентом температуры он равен $k = 1.0$, а по координате r — $k = 1.05$. Начальные шаги по координатам z и r вычислялись по формулам

$$h_{z1} = \frac{L(k-1)}{k^{N_z} - 1}, \quad h_{r1} = \frac{R_0(k-1)}{k^{N_r} - 1},$$

где N_z — число разбиений по координатной сетке z ; N_r — число разбиений разностной сетки по координате r . Численные расчеты проводились при $N_z = 90$, $N_r = 100$.

Шаг по времени также выбирался переменным, так чтобы разность температур по

модулю между i -м и $(i-1)$ -м временными слоями в начале координат, где температура максимальна, не превышала 0.1 К. Следует отметить, что в процессе счета при данном значении коэффициента k , указанном алгоритме выбора шага по времени и «отключенной» экзотермической реакции закон сохранения энергии выполняется с точностью ≈ 3.2 %. Закон сохранения энергии проверялся на оси пучка по выражению

$$c\rho \int_0^L [T(0, z, t) - T_0] dz = \frac{\alpha(1 - A_1)}{1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)} \times \int_0^t \int_0^L I_0(t) \exp(-\alpha z) \{1 + A_2 \exp[2\alpha(z - L)]\} dz dt.$$

Интегралы в данном выражении вычислялись методом прямоугольников. При интегрировании методом трапеции закон сохранения энергии выполнялся с точностью ≈ 2.2 %.

Плавление тэна при численном решении уравнения теплопроводности учитывалось следующим образом [5]. При достижении температуры плавления T_f в каком-либо элементарном объеме в точке с координатами (i, j) двумерной разностной сетки считалось, что в этой области температура перестает изменяться и начинается плавление. Полагалось, что с этого момента времени на плавление идет энергия, выделяющаяся при поглощении светового пучка, образующаяся в ходе экзотермической реакции, а также передаваемая путем теплопроводности:

$$\Delta Q_{j,i} = \lambda \frac{2\Delta t}{h_{zi-1} + h_{zi}} \times \left[\frac{T_{j,i+1} - T_{j,i}}{h_{zi}} - \frac{T_{j,i} - T_{j,i-1}}{h_{zi-1}} \right] + \lambda \frac{2\Delta t}{r_{j+1}^2 - r_j^2} \times \left[r_{j+1} \frac{T_{j+1,i} - T_{j,i}}{h_{rj}} - r_j \frac{T_{j,i} - T_{j-1,i}}{h_{rj-1}} \right] + \frac{\alpha(1 - A_1)I_0(t)}{1 - A_1 A_2 \exp(-2\alpha L)} \times [1 + A_2 \exp(2\alpha(z_{j,i} - L))] \times \exp\left(-\alpha z_{j,i} - \frac{r_{j,i}^2}{r_0^2}\right) + \Delta t \rho Q Z \exp\left(-\frac{E}{RT_{j,i}}\right),$$

где Δt — шаг по времени. Как только накопленная энергия в элементарном объеме становилась равной

$$\sum \Delta Q_{j,i} = \rho H_f,$$

температура элементарного объема вновь начинала изменяться. При остывании образца до температуры T_f полагалось, что температура элементарного объема равна T_f до тех пор, пока накопленное в данном объеме тепло не станет равным ρH_f .

Расчеты проведены при френелевском коэффициенте отражения:

$$A_1 = A_2 = A_F = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = 0.036.$$

Результаты численных расчетов представлены на рис. 1–8. Коэффициент поглощения в расчетах принят равным $\alpha = 0.065 \text{ см}^{-1}$. При этом значении α результаты расчетов достаточно хорошо согласуются с экспериментом по инициированию тэна лазерным импульсом наносекундной длительности [8]. Кроме того, значение $\alpha = 0.065$ вполне разумно и укладывается в экспериментальный интервал [13, 14].

На рис. 1 даны результаты расчета изменения температуры ΔT_s во времени в центре поверхности ВВ на оси пучка вблизи порога зажигания при воздействии лазерного импульса длительностью 3 нс и радиусе светового пучка $r_0 = 0.25 \text{ мм}$. При $\Delta T_s = 113 \text{ К}$

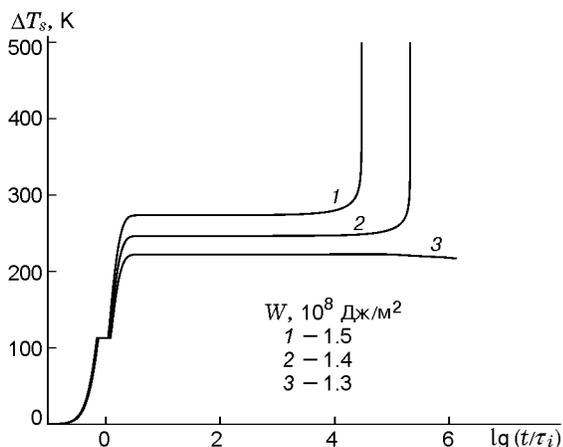


Рис. 1. Зависимость изменения температуры ΔT_s в начале координат от времени при различных плотностях энергии лазерного импульса ($r_0 = 0.25 \text{ мм}$)

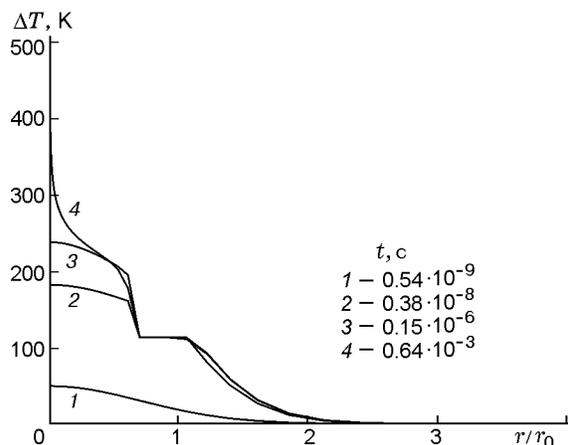


Рис. 2. Распределение температуры по радиусу пучка при $W = 1.4 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}^2$ в различные моменты времени ($r_0 = 0.25 \text{ мм}$)

на зависимости $\Delta T_s = f(t)$ наблюдается «полочка», что обусловлено плавлением тэна. Слева от «полочки» ВВ не расплавлено, а справа от нее полностью расплавлено. Расчеты проведены при плотностях энергии $W = 1.5 \cdot 10^8, 1.4 \cdot 10^8, 1.3 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}^2$. Видно, что при $W = 1.3 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}^2$ (кривая 3) зажигание тэна не происходит, так как температура поверхности начинает снижаться.

На рис. 2 представлено распределение температуры по радиусу пучка на поверхности образца ВВ при $z = 0$ в моменты времени $t = 0.54 \cdot 10^{-9}, 0.38 \cdot 10^{-8}, 0.15 \cdot 10^{-6}$ и $0.63 \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Критическая плотность энергии равня-

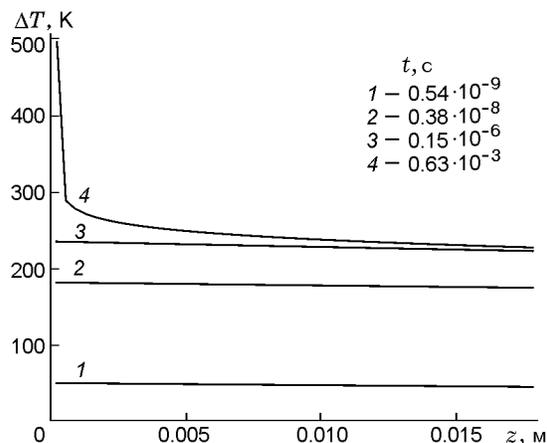


Рис. 3. Распределение температуры по длине образца при плотности энергии лазерного импульса $W = 1.4 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}^2$ в различные моменты времени ($r_0 = 0.25 \text{ мм}$)

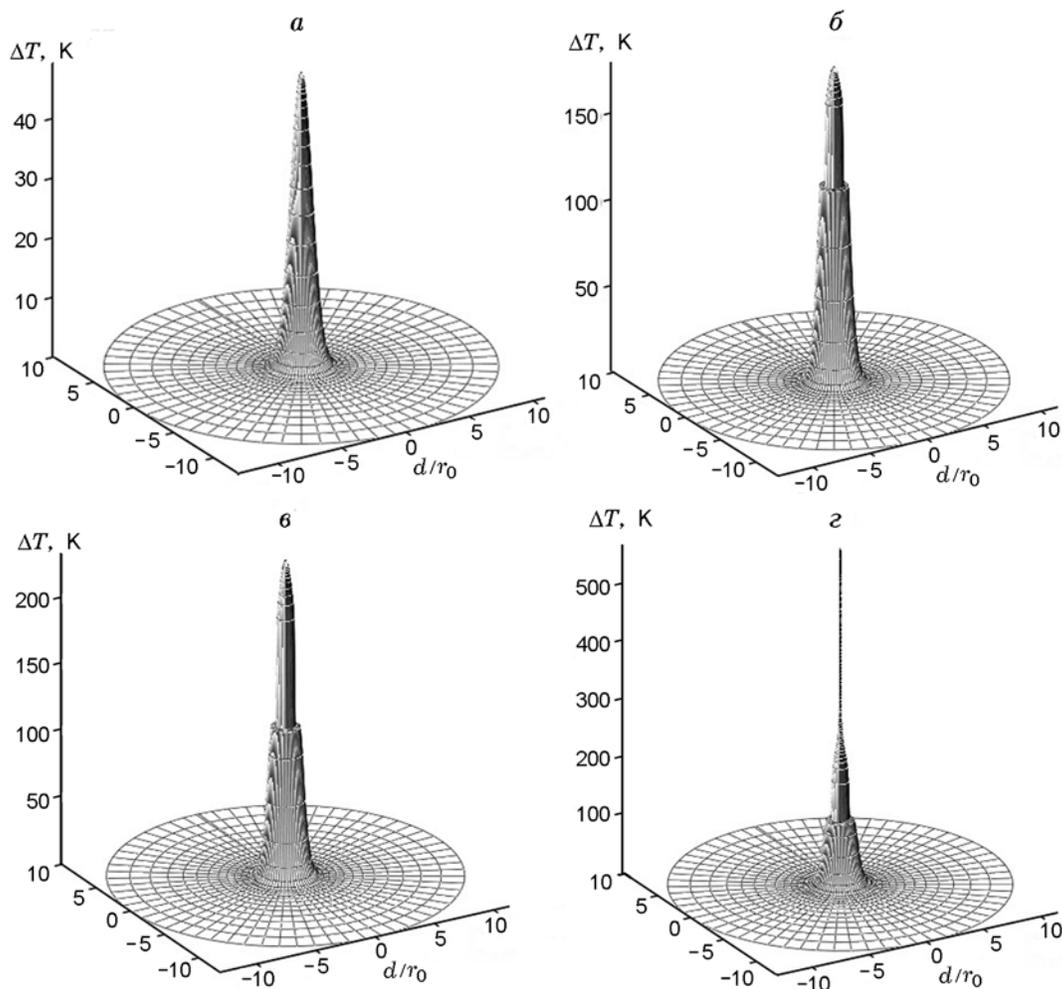


Рис. 4. Радиальное распределение температуры по поверхности образца при $W = 1.4 \times 10^8$ Дж/м² в моменты времени $t = 0.54 \cdot 10^{-9}$ (а), $0.38 \cdot 10^{-8}$ (б), $0.15 \cdot 10^{-6}$ (в) и $0.63 \cdot 10^{-3}$ с (г)

лась $W = 1.4 \cdot 10^8$ Дж/м², радиус светового пучка $r_0 = 0.25$ мм. Кривая 1 соответствует температуре образца ниже температуры плавления, кривая 4 — моменту взрыва ВВ.

Распределение температуры по длине конденсированного образца вдоль оси z показано на рис. 3. Расчеты выполнены при тех же плотности энергии и радиусе светового пучка. Как видно из рис. 3, в связи с малым коэффициентом поглощения α температура в первые моменты времени практически не зависит от координаты, так как энергия лазерного излучения поглощается практически однородно по всей длине образца (кривые 1–3). Кривая 4 соответствует распределению температуры в момент взрыва.

Рис. 4 наглядно демонстрирует процесс зажигания поверхности тэна. Из расчетов сле-

дует, что несмотря на практически незаметный градиент температуры вдоль оси z , обусловленный малостью коэффициента поглощения излучения, в связи с сильной зависимостью скорости тепловыделения от температуры нарушение теплового равновесия происходит на поверхности вещества. Кривые на рис. 3 и 4 приведены для тех же моментов времени, что и на рис. 2.

На рис. 5 представлены результаты расчета радиального распределения температуры ΔT в начале координат в различные моменты времени при $W = 1.3 \cdot 10^8$ Дж/см², т. е. в допороговой области. Видно, что со временем происходит радиальная диффузия тепла из зоны облучения.

Зависимость критической плотности энергии зажигания тэна от радиуса светового пуч-

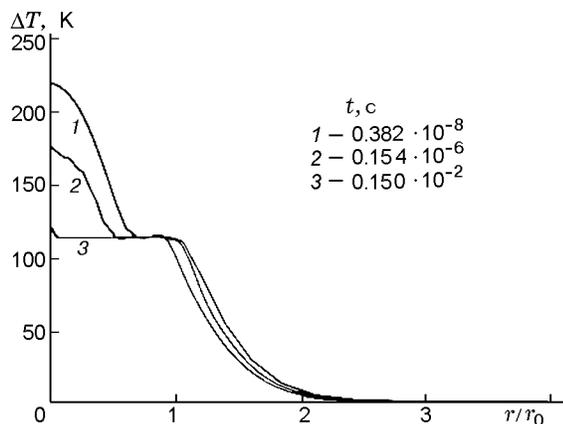


Рис. 5. Распределение температуры по радиусу пучка при $W = 1.3 \cdot 10^8$ Дж/м² в различные моменты времени ($r_0 = 0.25$ мм)

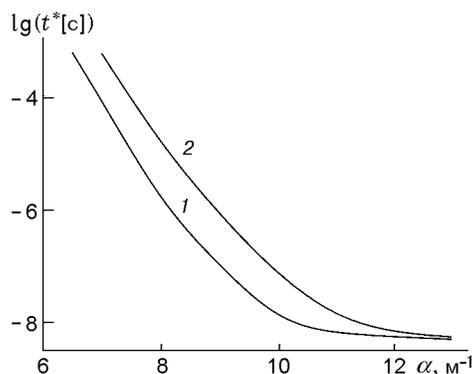


Рис. 7. Зависимость времени задержки зажигания тэна от коэффициента поглощения при $W = 1.4 \cdot 10^8$ Дж/м² (1) ($r_0 = 0.25$ мм) и $W = 1.27 \cdot 10^8$ Дж/м² (2) ($r_0 = 0.5$ мм)

ка, рассчитанная по формулам (9), (11), а также результаты расчета энергии лазерного импульса по формуле

$$E^* = \pi r_0^2 W^* \tag{12}$$

приведены на рис. 6. Видно, что результаты расчетов по предложенному критерию (формулы (9), (11) и (12)) достаточно хорошо совпадают как с результатами численного решения уравнения теплопроводности (1) с граничными условиями (2), так и с данными эксперимента [8]. Относительная ошибка в определении пороговой энергии лазерного импульса по критерию (формулы (9) и (11)) невелика — в среднем 5.5 %.

Следует заметить, что критические температуры зажигания тэна, вычисленные по

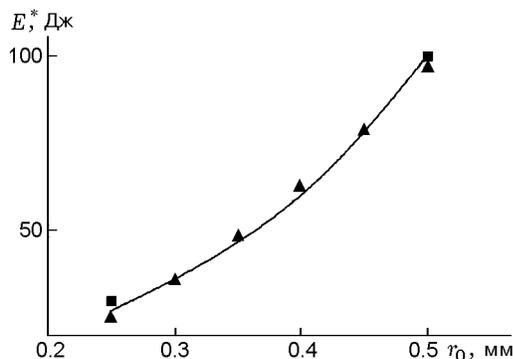


Рис. 6. Зависимость пороговой энергии иницирования тэна от радиуса светового пучка: линия — численный расчет при $\alpha = 0.065$ см⁻¹, ■ — эксперимент [8], ▲ — расчет по критерию

формулам (9) и (10), в области прозрачности практически совпадают. Таким образом, не совсем корректное применение формулы (10) в работе [5] не повлияло на результаты расчета критической энергии лазерного импульса.

На рис. 7 представлена зависимость времени задержки зажигания тэна от коэффициента поглощения α при плотности энергии $W = 1.4 \cdot 10^8$ Дж/м² (1) и радиусе светового пучка $r_0 = 0.25$ мм, а также при $W = 1.27 \cdot 10^8$ Дж/м² (2) и $r_0 = 0.5$ мм. Видно, что при увеличении α время задержки иницирования тэна уменьшается.

В экспериментах [8] время задержки иницирования тэна лазерным импульсом составило $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ с. Расчетное время задержки зажигания, согласно, например, данным рис. 2,

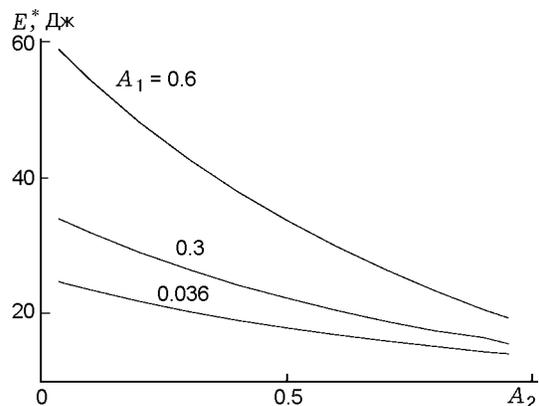


Рис. 8. Зависимость критической энергии зажигания тэна от коэффициента отражения A_2 тыльной поверхности образца при $r_0 = 0.25$ мм и различных значениях A_1

равно $\approx 6.3 \cdot 10^{-4}$ с, что примерно на 2.5 порядка больше экспериментального времени начала разлета продуктов. Наши расчеты показали (см. рис. 7), что при задержке инициирования порядка $2 \cdot 10^{-6}$ с коэффициент поглощения тэна равен $\approx 0.088 \text{ см}^{-1}$. Возможно, в работе [8] эксперименты по инициированию тэна выполнялись при энергии лазерного импульса несколько выше пороговой.

На рис. 8 приведены результаты расчета критической энергии зажигания E^* тэна на основе формул (9), (11) и (12) в зависимости от коэффициента отражения тыльной поверхности образца при радиусе светового пучка $r_0 = 0.25$ мм и коэффициенте отражения внешней поверхности $A_1 = 0.036, 0.3$ и 0.6 . Естественно, что чем больше A_1 , тем больше E^* . Коэффициент отражения тыльной поверхности образца менялся от френелевского ($A_2 = 0.036$) до коэффициента отражения металла ($A_2 = 0.95$). Как видно из рисунка, чем больше коэффициент отражения A_1 , тем в более широких пределах можно регулировать энергию зажигания E^* , изменяя коэффициент отражения A_2 .

В случае, если тыльная сторона оптически прозрачного образца граничит с металлической пластинкой, возможно существование еще одного эффекта: нагрев металлической пластинки при поглощении энергии лазерного импульса в скин-слое. Толщина скин-слоя, вычисленная в формализме Друдэ, составляет для металлов (Al, Ag, Cu) при длине волны излучения 1 мкм величину порядка 10^{-6} см [22]. Зажигание ВВ металлической пластиной, нагретой импульсным световым потоком, рассмотрено в работе [6]. Детонация в этом случае будет распространяться навстречу световому потоку.

ВЫВОДЫ

1. Получен критерий инициирования взрывчатых веществ коротким лазерным импульсом с учетом многократного отражения и при температуре плавления ниже температуры зажигания. Критерий достаточно хорошо согласуется с результатами численного решения уравнения теплопроводности.

2. Размерный эффект зажигания тэна с открытой поверхности в области прозрачности образца обусловлен радиальным теплоотводом из реакционного объема.

3. Изменение коэффициента отражения

тыльной поверхности образца позволяет регулировать порог зажигания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарко В. Е., Симоненко В. Н., Калмыков П. И., Квасов А. А., Чесноков Е. Н., Купер К. Э. Лазерное инициирование кристаллизованных смесей фуразанотетразиндиоксида и динитродиазапентана // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 131–134.
2. Алукер Э. Д., Алукер Н. Л., Белокуров Г. М., Кречетов А. Г., Лобойко Б. Г., Нурмухаметов Д. Р., Тупицын А. В., Филин В. П. Эффективность лазерного инициирования и спектры поглощения тэна // Хим. физика. — 2010. — Т. 29, № 1. — С. 49–52.
3. Буркина Р. С., Медведев В. В., Хренова О. В. Исследование размерного эффекта при зажигании конденсированного вещества световым импульсом // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 5. — С. 71–81.
4. Дугинов Е. В., Ханефт А. В. Влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на критическую энергию зажигания конденсированного вещества лазерным импульсом // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 127–135.
5. Ханефт А. В., Дугинов Е. В. Влияние плавления на критическую энергию зажигания конденсированного взрывчатого вещества коротким лазерным импульсом // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 6. — С. 47–53.
6. Ассовский И. Г., Козында В. В. О снижении энергии лазерного инициирования энергоемких материалов // Докл. АН. — 2012. — Т. 442, № 6. — С. 771–775.
7. Страковский Л. Г. Об очаговом механизме зажигания некоторых вторичных ВВ монохроматическим световым импульсом // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 1. — С. 41–45.
8. Быхало А. И., Жужукало Е. В., Ковальский Н. Г., Коломыйский А. Н., Коробов В. В., Рожков А. Д., Юдин А. И. Иницирование тэна мощным лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 4. — С. 110–113.
9. Таржанов В. И., Зинченко А. Д., Сдобнов В. И., Токарев Б. Б., Погребов А. И., Волкова А. А. Лазерное инициирование тэна // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 4. — С. 113–119.
10. Kunihito Nagayama, Yuriko Kotsuka, Motonao Nakahara, Shiro Kubota. Pulse laser ablation of ground glass surface and initiation of PETN powder // Sci. and Technol. of Energetic Mater. — 2005. — V. 66, N 6. — P. 416–420.
11. Афанасьев Г. Т., Боболев В. К. Иницирование твердых взрывчатых веществ ударом. — М.: Наука, 1968.

12. **Физические** величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. **Барановский А. М.** Оптические свойства некоторых ВВ // Физика горения и взрыва. — 1990. — Т. 26, № 3. — С. 62–64.
14. **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.
15. **Ханефт А. В.** Влияние распределения светового потока в лазерном пучке на критическую энергию зажигания конденсированного вещества // Хим. физика. — 1998. — Т. 17, № 10. — С. 67–70.
16. **Ковальский А. А., Хлевной С. С., Михеев В. Ф.** К вопросу о зажигании баллистических порохов // Физика горения и взрыва. — 1967. — Т. 3, № 4. — С. 527–541.
17. **Физика** взрыва / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Наука, 2004. — Т. 1.
18. **Ng W. L., Field J. E., Hauser H. M.** Thermal, fracture, and laser-induced decomposition of pentaerythritol tetrinitrate // J. Appl. Phys. — 1986. — V. 59, N 12. — P. 3945–3952.
19. **Орлова Е. Ю.** Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. — Л.: Химия, 1981.
20. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
21. **Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В.** Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. — М.: Высш. шк., 1990.
22. **Князев Б. А., Кузьмин А. В.** Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // Вестн. НГУ. Сер. Физика. — 2007. — Т. 2, вып. 1. — С. 108–122.

*Поступила в редакцию 2/XII 2012 г.,
в окончательном варианте — 3/VI 2013 г.*
