

## О МЕХАНИЗМЕ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВТОРИЧНЫХ ВВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

УДК 662.314.4

А. В. Чернай

Государственная горная академия Украины,  
320600 Днепропетровск

*Предложен механизм лазерного зажигания вторичных ВВ, учитывающий прочностные свойства материала. Считается, что образование микротрещин при разогреве оптической микронеоднородности является причиной срыва процесса зажигания ВВ. На примере тэна показано, что расчеты качественно согласуются с результатами экспериментов по зажиганию нагруженных внешним давлением вторичных ВВ.*

В настоящее время наиболее обоснована гипотеза зажигания вторичных взрывчатых веществ (ВВ) лазерным импульсом, предполагающая воспламенение в очагах, образующихся при поглощении излучения оптическими микронеоднородностями, находящимися в отдельных кристаллах [1, 2]. Ими могут быть структурные неоднородности вещества (скопления вакансий, дислокаций и т. д.), инородные включения, химические примеси. Используя тепловую теорию очагового зажигания, удалось объяснить явление низкого порога зажигания тэна, октогена и гексогена при высоких давлениях нагружения ( $\sim 10$  кбар) тонких ( $\leq 1$  мм) образцов ВВ. Однако интерпретация других закономерностей, таких как увеличение чувствительности при нагружении образцов вторичных ВВ внешним давлением и ее восстановление при сбросе давления [2], повышение чувствительности предварительно нагретых ВВ при иницировании импульсом микросекундной длительности и ее независимость от начальной температуры при воздействии наносекундных импульсов, требует дополнения гипотезы очагового зажигания другими предположениями.

Характерная особенность лазерных импульсов — их малая длительность. В режиме моноимпульса длительность составляет 20–50 нс, в режиме одиночного импульса — порядка 1 мкс. Поэтому следует ожидать, что нагрев микронеоднородности вызовет появление больших термоупругих напряжений, способных разрушить матрицу.

Образование микротрещины, а следовательно, свободного пространства может привести к нарушению теплового контакта. Кроме того, если в момент образования полости температура включения или прогретого слоя ВВ будет выше температуры кипения, вещество испарится и газообразные продукты осядут на стенки трещины, что также приведет к срыву процесса зажигания. Такие представления подтверждаются результатами работы [3], где показано, что облучение ВВ лазерным импульсом, плотность энергии излучения в котором ниже критической, приводит к образованию микротрещин, остающихся в неизменном состоянии при повторном облучении. Как показано в [4], приложение к образцам растягивающих напряжений способствует образованию микротрещин. Микротрещины в образцах под сжимающей нагрузкой появляются при облучении лазерными импульсами более высокой плотности энергии по сравнению с ненагруженными образцами.

В обычных условиях разрушения скорость распространения трещин  $u$  всегда меньше скорости упругих волн в материале, поскольку процесс идет с поглощением энергии. Величина  $u$  зависит от скорости, с которой может передаваться энергия к фронту растущей трещины. В обычных условиях нагрузка, приводящая к разрушению материала, прикладывается на достаточно большом расстоянии от конца трещин и энергия передается к концу трещины через материал. При лазерном разрушении, как показано в [4] на примере KCl, трещины распространяются со сверхзвуковой скоростью. Для этого необходимо, чтобы энергия передавалась к концу трещины со сверхзвуковой скоростью, что возможно при взаимодействии материала в конце трещины с разлетающимся облаком испаренного вещества.

Принимая  $u = 10^5$  см/с, получаем, что время раскрытия трещины микронных размеров составляет  $10^{-9}$  с, что намного меньше длительности лазерного воздействия. Это означает, что раскрытие трещины происходит в течение времени лазерного воздействия, а следовательно, существенно влияет на процесс зажигания.

Таким образом, основное предположение в настоящей работе состоит в том, что трещинообразование является причиной срыва процесса зажигания ВВ.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим следующую модельную задачу: в безграничном веществе, способном к экзотермическому превращению, находится сферическое включение радиуса  $r_0$ . Физические свойства матрицы и включения принимаем постоянными, выгоранием пренебрегаем.

Поглощение лазерной энергии этим включением приводит к его нагреву и передаче части тепла матрице, прозрачной для излучения. Процесс инициирования считаем осуществленным, если в момент теплового зажигания ВВ максимальные значения термоупругих напряжений в матрице не превышают предела прочности вещества.

В качестве критерия зажигания используется приближенный критерий [5], согласно которому зажигание наступает тогда, когда скорости теплоприхода от внешнего источника (включения)  $Q_B$  и химической реакции  $Q_X$  сравниваются. Применительно к нашему случаю это условие можно записать в следующем виде:

$$Q_B \leq Q_X, \quad (1)$$

где

$$Q_B = -4\pi\lambda_2 \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0} \cdot r_0^2, \quad Q_X = 4\pi k_0 Q \int_{r_0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_a}{RT(x,t)}\right) x^2 dx.$$

Здесь  $\lambda_2$  — коэффициент теплопроводности ВВ;  $Q$ ,  $k_0$ ,  $E_a$  — тепловой эффект, предэкспонент, энергия активации реакции. Таким образом, в качестве критерия инициирования принимается условие одновременного выполнения двух соотношений

$$Q_B \leq Q_X, \quad \sigma_{\max} \leq \sigma_{\text{пр}}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{\max}$  — максимальное растягивающее напряжение в матрице,  $\sigma_{\text{пр}}$  — предел прочности ВВ.

Для выполнения первого условия (2) требуется знание нестационарного теплового поля в матрице. В случае, когда длительность лазерного импульса  $t_q$  намного больше ха-

рактерного времени установления температуры включения  $r_0^2/\chi_1$ , можно считать теплопроводность частицы  $\chi_1$  бесконечной. Поэтому можно заменить систему уравнений теплопроводности для частицы и среды одним уравнением для среды с граничным условием на поверхности частицы, представляющим собой закон сохранения энергии. Математическая задача имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\chi_2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad r \geq r_0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r}(\infty, t) = 0, \quad T(r, 0) = T_n, \quad \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{r=r_0} = W + K_T \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0},$$

где  $W = 3\sigma_a q / 4\pi r_0^3 c_1 \rho_1$ ;  $K_T = 3\lambda_2 / c_1 \rho_1 r_0 = 3\alpha_2 / r_0 b_1$ ;  $\sigma_a$  — сечение поглощения лазерного излучения;  $q$  — плотность потока энергии;  $c_1, c_2$  — соответственно массовая теплоемкость включения и ВВ;  $\rho_1, \rho_2$  — плотность включения и матрицы;  $b_1 = c_1 \rho_1 / c_2 \rho_2$ ;  $T_n$  — начальная температура.

Для определения термонапряжений в матрице рассмотрим среду в упруго-пластическом состоянии. Предположим, что механические характеристики материалов не зависят от температуры. Вследствие центральной симметрии ( $r, \varphi, \chi$  — сферические координаты) сдвиги  $\gamma_{r\varphi}, \gamma_{\varphi\chi}, \gamma_{r\chi}$  и касательные напряжения  $\tau_{r\varphi}, \tau_{\varphi\chi}, \tau_{r\chi}$  равны нулю, а тангенциальные напряжения и деформации можно записать в виде  $\sigma_\varphi = \sigma_\chi, e_\varphi = e_\chi$ . Отсюда имеем

$$3e = 2e_\varphi + e_r, \quad e_i = 2/3(e_\varphi - e_r) \text{sign}(e_\varphi - e_r), \quad (4)$$

$$3\sigma = 2\sigma_\varphi + \sigma_r, \quad \sigma_i = (\sigma_\varphi - \sigma_r) \text{sign}(e_\varphi - e_r),$$

где  $e_i, \sigma_i$  — интенсивности деформаций и напряжений соответственно;  $\sigma, e$  — среднее нормальное напряжение и среднее относительное удлинение.

Каждый элемент шара и среды испытывает простое нагружение, так как главные направления не меняются, а компоненты направляющих тензоров напряжений и деформаций постоянны. Поэтому при решении этой задачи можно исходить из теории малых упруго-пластических деформаций [6], законы которой для неравномерно нагретого тела были сформулированы в работе [7]. С учетом сжимаемости материала

$$\sigma_r^{(j)} - \sigma^{(j)} = 2/3 \frac{\sigma_i^{(j)}}{e_i^{(j)}} (e_r^{(j)} - e^{(j)}), \quad \sigma_i^{(j)} = \Phi^{(j)}(e_i^{(j)}), \quad (5)$$

$$\sigma_\varphi^{(j)} - \sigma^{(j)} = 2/3 \frac{\sigma^{(j)}}{e_i^{(j)}} (e_\varphi^{(j)} - e^{(j)}), \quad e^{(j)} = \frac{\sigma^{(j)}}{3k^{(j)}} + \alpha^{(j)}(T(r, t) - T_n),$$

где  $k = 2(1 + \nu)G/3(1 - 2\nu)$  — модуль всестороннего сжатия;  $\Phi$  — функция связи интенсивности напряжений и интенсивности деформаций;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $G$  — модуль сдвига;  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения. Индекс  $j = 1$  соответствует включению, а  $j = 2$  — матрице.

Нормальные напряжения  $\sigma_r, \sigma_\varphi$  удовлетворяют уравнению равновесия

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + 2 \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} = 0, \quad (6)$$

а компоненты деформации  $e_r = dw/dr, e_\varphi = w/r$  удовлетворяют условию сплошности

$$\frac{de_\varphi}{dr} + \frac{e_\varphi - e_r}{r} = 0, \quad (7)$$

где  $\omega(r, t)$  — радиальное смещение.

Решение системы уравнений (3)–(7) позволяет использовать условия инициирования (2) для определения параметров лазерного зажигания ВВ.

### ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА МИКРОНЕОДНОРОДНОСТИ

Для упрощения задачи (3) введем величину  $T' = T - T_H$  (в дальнейшем штрих над величиной  $T$  опускаем). Вид системы уравнений при этом не изменится, а начальное условие приобретет вид  $T(r, 0) = 0$ . Решим задачу интегральным методом теплового баланса [8]. Интегральный метод использует такую модель процесса теплопроводности, когда в рассмотрение вводится величина  $\delta(t)$  — толщина термического слоя. Считается, что теплота не распространяется за пределы  $r = \Delta = r_0 + \delta(t)$  и температура среды при  $r \geq \Delta(t)$  равна начальной температуре. При замене уравнения теплопроводности интегралом теплового баланса соотношения (3) принимают вид

$$\int_{r_0}^{\Delta} \frac{\partial}{\partial t} (r^2 T) dr = \chi_2 \int_{r_0}^{\Delta} r \frac{\partial^2 (rT)}{\partial r^2} dr, \quad (8)$$

$$T(\Delta, 0) = \frac{\partial T(\Delta, t)}{\partial r} = 0, \quad T(r, 0) = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{r=r_0} = W + K_T \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0}.$$

Проинтегрировав уравнение теплопроводности при условии  $\partial T(\Delta, t)/\partial r = 0$ , получим

$$\frac{d\Theta}{dt} = -\chi_2 r_0^2 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \quad (9)$$

где  $\Theta = \int_{r_0}^{\Delta} r^2 T dr$ .

Учитывая последнее соотношение (8), уравнение (9) приведем к виду

$$\frac{d\Theta}{dt} = -\frac{\chi_2 r_0^2}{K_T} \left[ \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{r=r_0} - W \right].$$

Проинтегрировав это уравнение, учитывая, что при  $t = 0$   $\Theta = T = 0$ , получим

$$\Theta = b(Wt - T|_{r=r_0}), \quad (10)$$

где  $b = \chi_2 r_0^2 / K_T = r_0^3 / (3b_1)$ . В дальнейшем приближенно будем считать  $b_1 = 1$ .

Решение системы (8) ищем в виде

$$T = 1/r [a_0 + a_1(r - r_0) + a_2(r - r_0)^2]. \quad (11)$$

Используя (11), из граничных условий и соотношения на границе включения с матрицей получаем

$$\frac{1}{r_0} \frac{da_0}{dt} = W - K_T \frac{a_0(2r_0 + \delta)}{r_0^2 \delta}, \quad a_0 = \frac{4r_0^3 W t}{(\delta + 2r_0)^2},$$

причем  $a_1 = 2a_0/\delta$ ,  $a_2 = a_0/\delta^2$ . Исключая из этих уравнений  $a_0$ , получим

$$\nu - t\dot{\nu} = \frac{1}{4r_0^2} \left[ 1 - \frac{12\chi t}{\delta V \bar{\nu}} \right] \nu^2, \quad (12)$$

где  $\nu = (2r_0 + \delta)^2$ ;  $\dot{\nu}$  — производная по времени.

Решения (12) в двух приближениях ( $r_0 \ll \delta$  и  $r_0 \gg \delta$ ) дают один и тот же результат:

$$\delta^2 = 12\alpha_2 t.$$

В дальнейшем можно приближенно считать, что толщина термического слоя независимо от размера включения определяется выражением  $\delta = \sqrt{12\alpha_2 t}$ .

Таким образом, приближенное решение задачи (8) имеет вид

$$T = \frac{a_0 (\Delta - r)^2}{r\delta^2} = \frac{3\alpha_0 q t}{\pi c_1 \rho_1 \delta^2 (\delta + 2r_0)^2} \frac{(\Delta - r)^2}{r}, \quad r_0 \leq r \leq \Delta, \quad \delta = \sqrt{12\alpha_2 t}. \quad (13)$$

### РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОНАПРЯЖЕНИЙ В СИСТЕМЕ ВКЛЮЧЕНИЕ — МАТРИЦА

Используя уравнения (4), последнее соотношение (5) (закон Гука) представим в виде (индекс  $j$  опускаем)  $\sigma_\varphi = (1/3)\sigma_i - (3/2)ke_i + 3k[e_r - \alpha(T - T_H)]$ .

Продифференцируем это уравнение по  $r$  и с учетом (7), получим

$$\frac{d\sigma_\varphi}{dr} = \frac{1}{3} \frac{d\sigma_i}{dr} - \frac{3}{2} k \frac{de_i}{dr} - \frac{9}{2} k \frac{e_i}{r} - \frac{3}{2} k\alpha \frac{dT}{dr}.$$

Исключив из него и уравнения (6)  $d\sigma_\varphi/dr$ , находим

$$\frac{d}{dr} \left( e_i + \frac{4}{9} \frac{\sigma_i}{k} \right) + \frac{3}{r} \left( e_i + \frac{4}{9} \frac{\sigma_i}{k} \right) + 2\alpha \frac{dT}{dr} = 0.$$

Интегрируя это уравнение, получаем

$$e_i^{(1)} + \frac{4}{9} \frac{\sigma_i^{(1)}}{k_1} = -\frac{2\alpha_1}{r^3} \int_0^r r^3 \frac{\partial T}{\partial r} dr, \quad e_i^{(2)} + \frac{4}{9} \frac{\sigma_i^{(2)}}{k_2} = -\frac{2\alpha_2}{r^3} \int_0^r r^3 \frac{\partial T}{\partial r} dr + \frac{c}{r^3}. \quad (14)$$

Постоянная интегрирования  $c$  для включения равна нулю, так как

$$(e_i + (4/9)(\sigma/k))|_{r=0} \neq \infty.$$

Интегрируя уравнение (6) при условии  $\sigma_r|_{r=\infty} = 0$ , найдем

$$\begin{aligned} \sigma_r^{(1)} &= 2 \int_0^r \frac{\sigma_i^{(1)}}{r} dr + d, & \sigma_\varphi^{(1)} &= \sigma_i^{(1)} + \sigma_r^{(1)}, & r &\leq r_0, \\ \sigma_r^{(2)} &= -2 \int_r^\infty \frac{\sigma_i^{(2)}}{r} dr, & \sigma_\varphi^{(2)} &= \sigma_i^{(2)} + \sigma_r^{(2)}, & r &> r_0, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $d$  — постоянная интегрирования.

На основании закона Гука и соотношений (4) находим деформации и перемещения.

Зависимость  $\sigma_i(e_i)$  может быть представлена кривой на так называемой диаграмме деформирования, которая является обобщением диаграммы растяжения и имеет тот же вид. В области упругости  $\sigma_i = 3Ge_i$ .

Учитывая эту зависимость, из (14) получаем

$$\sigma_i^{(1)} = -\frac{2\alpha_1 g_1}{r^3} I(0, r), \quad \sigma_i^{(2)} = -\frac{2\alpha_2 g_2}{r^3} I(r_0, r) + \frac{g_2 c}{r^3}, \quad (16)$$

где

$$I(a, b) = \int_a^b r^3 \frac{\partial T}{\partial r} dr, \quad g = \frac{G(1+\nu)}{1-\nu}.$$

Из условия непрерывности радиальных напряжений и перемещений, находим константы  $d$  и  $c$ .

Для упрощения выкладок положим  $k_1 = k_2$ . Тогда с учетом того, что  $\partial T / \partial r = 0$  при  $r < r_0$ , будем иметь

$$c = 2r_0^5 (\alpha_1 - \alpha_2) \Theta_0, \quad \Theta_0 = T_0 - T_{\text{н}}.$$

Второе уравнение (16) приобретает вид

$$\sigma_i^{(2)} = -\frac{2\alpha_2 g_2}{r^3} I(r_0, r) + 2g_2 (\alpha_1 - \alpha_2) \Theta_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^3.$$

Используя равенство  $\sigma_\varphi = \sigma_i + \sigma_r$ , получим

$$\sigma_r^{(2)} = 4\alpha_2 g_2 [J(r_0, \infty) - J(r_0, r)] - \frac{4}{3} g_2 (\alpha_1 - \alpha_2) \Theta_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^3, \quad (17)$$

$$\sigma_\varphi^{(2)} = -\frac{2\alpha_2 g_2}{r^3} I(r_0, r) + \frac{2}{3} g_2 (\alpha_1 - \alpha_2) \Theta_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^3 + 4\alpha_2 g_2 [J(r_0, \infty) - J(r_0, r)].$$

Максимальное значение растягивающих напряжений  $\sigma_\varphi^{(2)}$  достигается в точке  $r_{\text{max}}$ , где  $\partial \sigma_\varphi^{(2)} / \partial r \Big|_{r=r_{\text{max}}} = 0$ . Из уравнения для нахождения  $r_{\text{max}}$  следует, что  $r_{\text{max}} = 0,82 \Delta$  при  $r_0 \ll \Delta$ , а при  $r_0 \gg \Delta$   $r_{\text{max}} = \Delta$ .

Для упрощения выкладок будем считать, что равенство  $r_{\text{max}} = \Delta$  справедливо для включений любых размеров. Тогда, подставив в уравнение (17) выражения  $\Theta_0 = a_0/r_0$ ,  $I(r_0, \Delta) = -(a_0/4)(\Delta + r_0)^2$ ,  $J(r_0, \infty) = J(r_0, \Delta)$ , получаем

$$\sigma_{\varphi \text{max}} = \frac{3\alpha_2 g_2 \sigma_a E_s}{2\pi c_1 \rho_1 \Delta^3} \left[ 1 + \frac{4}{3} \left( \frac{\alpha_1}{\alpha_2} - 1 \right) \frac{r_0^2}{(\Delta + r_0)^2} \right], \quad (18)$$

где  $E_s = qt_q$ .

Решение (18) позволяет определить максимальное значение азимутальных напряжений, возникающих в момент окончания лазерного импульса.

### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ЗАЖИГАНИЯ ВВ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Воспользуемся решениями (13), (18) для определения параметров лазерного зажигания ВВ. Для упрощения задачи будем определять сечение поглощения по формуле, приведенной в [12]

$$\sigma_a = \frac{8\pi^2}{\lambda} \text{Im} \left( \frac{1-m^2}{m^2+2} \right) r_0^3 \quad \text{при} \quad r_0 \ll \lambda.$$

Здесь  $m$  — комплексный показатель преломления. При этом если в результате величина  $\sigma_a$  превысит значение геометрического сечения включения  $\pi r_0^2$ , то положим  $\sigma_a = \pi r_0^2$ . Такое приближение не должно повлиять на качественное поведение результатов вычисления параметров зажигания.

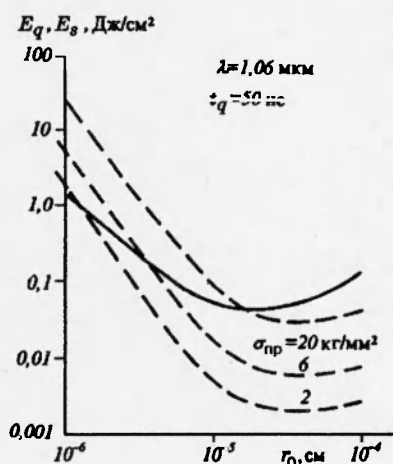


Рис. 1

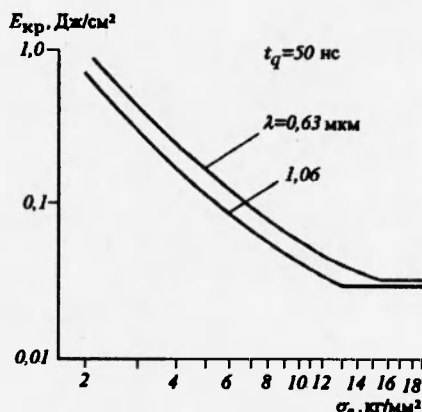


Рис. 2

Рис. 1. Расчет плотности энергии зажигания ВВ

Рис. 2. Влияние длины волны лазерного излучения на параметры зажигания ВВ

Плотность лазерной энергии  $E_q(r_0)$ , при которой происходит зажигание ВВ, определяется по критерию (1) теплового зажигания, а плотность энергии  $E_s(r_0)$ , поглощение которой включением заданного размера  $r_0$  приводит к образованию микротрещины, определяется по формуле (18) с учетом условия  $\sigma_{\varphi\max} = \sigma_{\text{пр}}$ .

Зная зависимости  $E_q(r_0)$  и  $E_s(r_0)$ , можно определить диапазон размеров включений (для которых  $E_q < E_s$ ), способных осуществить зажигание ВВ, не разрушив матрицу.

Такие вычисления были проведены для взрывчатого вещества, свойства которого близки к свойствам тэна. В качестве оптических микронеоднородностей рассматривались углеродные включения. Использовались следующие характеристики включений (углерод) и ВВ (тэн):  $E_a = 190$  кДж/моль,  $\lg(Qk_0) = 21,1$  [9],  $c_1 = 0,46$  Дж/(г·К),  $\rho_1 = 2,25$  г/см<sup>3</sup>,  $\alpha_1 = 10^{-5}$  К<sup>-1</sup> [10],  $c_2 = 1,67$  Дж/(г·К),  $\rho_2 = 1,77$  г/см<sup>3</sup>,  $\lambda_2 = 1,67 \cdot 10^{-3}$  Вт/(см·К) [11],  $\alpha_2 = 10^{-5}$  К<sup>-1</sup>, модуль Юнга —  $8 \cdot 10^3$  кг/мм<sup>2</sup>,  $\nu_2 = 0,4$ .

Приведем результаты расчета для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1,06$  и  $0,69$  мкм. Для этих значений величина комплексного показателя преломления, разделенная на показатель преломления тэна (1,6), усредненный по оптическим направлениям, равна [12]:  $m_{1,06} = 1,56 - 0,625i$ ,  $m_{0,69} = 1,28 - 0,460i$ .

На рис. 1 представлены зависимости  $E_q(r_0)$  (сплошная кривая) и  $E_s(r_0)$  (штриховые) для различных значений  $\sigma_{\text{пр}}$ . Видно, что увеличение  $\sigma_{\text{пр}}$  приводит к снижению плотности энергии лазерного излучения  $E_{\text{кр}}$ , которая соответствует точке пересечения кривых  $E_q$  и  $E_s$ , т. е. энергия зажигания падает при увеличении напряжения разрушения ВВ. Такое поведение  $E_{\text{кр}}$  соответствует экспериментальным результатам работы [2], в которой исследовалась чувствительность вторичных ВВ (тэн, октоген, гексоген) в зависимости от давления прижатия образцов. В условиях эксперимента напряжения в образце соответствовали состоянию, близкому к гидростатическому. Поэтому можно считать, что напряжение разрушения пропорционально внешнему давлению. Однако, учитывая анизотропию кристаллов, вряд ли можно полагать, что напряжение разрушения ВВ равняется сумме внешнего давления  $p_{\text{вн}}$  и прочности материала  $\sigma_s$ . Скорее всего, эта зависимость имеет вид



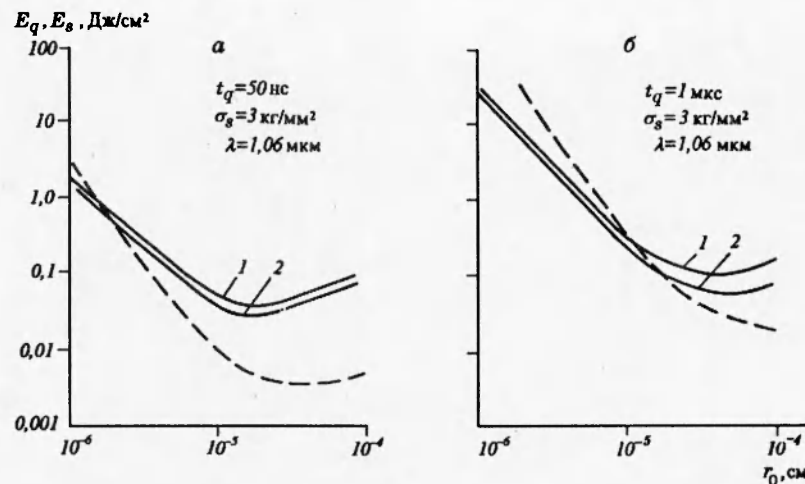


Рис. 3. Влияние начальной температуры на параметры зажигания ВВ.  
 $T_n$ , К: 1 — 300, 2 — 400. Штриховые линии —  $E_s$

$\sigma_{пр} = \sigma_s + \xi(p_{вн})$ , где  $\xi$  — функция, учитывающая особенности напряженного состояния образца ВВ.

Из рис. 1 следует, что взаимное расположение кривых  $E_q$  и  $E_s$  может быть различным в зависимости от спектра размеров микровключений и величины  $\sigma_{пр}$ , которая определяется как истинной прочностью вещества, так и внешним давлением. Функция распределения включений по размерам  $f(r_0)$  имеет универсальный вид и обращается в нуль при  $r_{0max} \simeq 1,25 \tilde{r}_0$ , где  $\tilde{r}_0$  — размер частиц, при которых  $f(r_0)$  максимальна [13]. Поэтому снижение  $E_{кр}$  возможно вплоть до величины  $E_{кр}(r_{0max})$ , если  $r_{0max} < r_0^*$ , где  $r_0^*$  соответствует минимуму кривой зажигания  $E_q(r_0)$ . В случае  $r_{0max} \geq r_0^*$  снижение энергии зажигания возможно вплоть до величины  $E_{кр}(r_0^*)$ . В обоих случаях дальнейшее увеличение  $\sigma_{пр}$  не скажется на параметрах лазерного зажигания, так как этот процесс будет определяться тепловыми явлениями при нагреве «оптимальных» частиц  $r_{0max}$  или  $r_0^*$ .

Если спектр включений достаточно широкий, т. е. такой, что существуют включения  $r_0^*$ , для которых реализуется минимум плотности энергии зажигания, то переход к более коротким длинам волн должен приводить к смещению минимума кривой  $E_q(r_0)$  в сторону меньших значений  $r_0$ . Это, в свою очередь, должно привести к снижению величины  $\sigma_{пр}$ , начиная с которой энергия зажигания перестает зависеть от внешнего давления. Представленные на рис. 2 зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [2], в которой показано, что при  $\lambda = 1,06$  мкм значение  $\lg E_{кр}$  линейно падает с увеличением  $\lg p_{вн}$  вплоть до давления 10 кбар, в то время как для излучения  $\lambda = 0,69$  мкм, начиная с  $p_{вн} = 4 \div 5$  кбар, величина  $\lg E_q$  перестает зависеть от  $\lg p_{вн}$ , оставаясь на уровне, соответствующем указанному давлению.

При отсутствии внешней нагрузки, как следует из рис. 1, зажигание ВВ осуществляется включениями очень малых размеров ( $\sim 10^{-6}$  см), для разогрева которых требуются высокие плотности энергии лазерного излучения. Однако поглощательные способности таких микронеоднородностей могут быть сравнимы с собственным поглощением матрицы. В этом случае воздействие высокоэнергетического лазерного импульса приводит к однородному разогреву поверхностного слоя ВВ. Эти соображения могут служить в качестве объяснения наблюдаемого в работе [2] следующего эффекта. При  $p_{вн} < 1$  кбар вблизи гра-



ницы зажигания в случае отказа наблюдалось образование каверны со следами плавления и разложения ВВ, а при  $p_{\text{вн}} > 2$  кбар в случае отказа никаких следов воздействия при визуальном осмотре не обнаружено.

В заключение приведем результаты расчетов величин  $E_q$  и  $E_s$  для начальных температур  $T_{\text{н}} = 300$  и  $400$  К. Как видно из рис. 3,а, влияние начальной температуры на параметры зажигания импульсом лазерного излучения при  $t_q = 50$  нс незначительно, но в случае  $t_q = 1$  мкс повышение  $T_{\text{н}}$  на  $100$  К заметно снижает энергию зажигания (рис. 3,б). Этот результат согласуется с данными работы [1].

Таким образом, модель лазерного зажигания ВВ, учитывающая прочностные свойства ВВ, качественно правильно объясняет полученные к настоящему времени экспериментальные результаты.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Е. И., Вознюк А. Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 86–91.
2. Карабанов Ю. Ф., Афанасьев Г. Т. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных систем. Черноголовка, 1977. С. 5–8.
3. Барановский А. М. Оптика и особенности иницирования ТНРС лазерным моноимпульсом // Гидродинамика взрыва. 1986. Вып. 78. С. 33–39.
4. Миркин Л. И. Физические основы обработки материалов лучами лазера. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1975.
5. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания // Докл. АН СССР. 1968. Т. 178, № 1. С. 131.
6. Илюшин А. А. Пластичность. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
7. Грибанов В. Ф. Об упруго-пластических деформациях сжимаемого шара в нестационарном температурном поле // Вестн. МГУ. 1960. № 4. С. 50–59.
8. Беляев Н. М., Рядно А. А. Методы теории теплопроводности. М.: Высш. шк., 1982. Ч. 1.
9. Постнов С. И., Афанасьев Г. Т., Муратов С. М. Кинетика тепловыделения гексогена и тэна при высоких давлениях и температурах // Тез. докл. III Всесоюз. совещ. по детонации, 11–14 ноября 1986 г. Таллин, 1986. С. 59–60.
10. Таблицы физических величин / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
11. Беляев А. Ф. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
12. Золотарев В. И., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. Л.: Химия, 1984.
13. Виноградов А. В., Трибельский М. И. Роль коллоидных частиц в оптическом пробое щелочно-галлоидных кристаллов // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 595–598.

Поступила в редакцию 27/XII 1994 г.,  
в окончательном варианте — 13/VI 1995 г.