



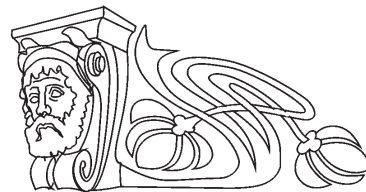
УДК 343.98

## ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ БЕЗДЕТОНАЦИОННОГО ОБЕЗВРЕЖИВАНИЯ ОБОЛОЧЕЧНЫХ БОЕПРИПАСОВ

А. В. Гаврилов, М. Н. Ершков, С. Н. Сметанин,  
С. А. Солохин, А. В. Федин\*

Ковровская государственная технологическая академия им. В. А. Дегтярева

\*E-mail: a\_fedin@list.ru



В настоящей работе представлены лазеры с самообращением волнового фронта, обеспечивающие возможность получения мощного излучения. Кроме этого, обсуждаются возможности применения многоканальных твердотельных лазерных систем для обезвреживания взрывных устройств без образования критических размеров зон прогрева взрывчатого вещества.

**Ключевые слова:** оболочечные боеприпасы, взрывные устройства, обезвреживание, лазер, лазерный разогрев, сталь, детонация.

### Systems of the Neutralization of Shell Ammunition Without Detonation

A. V. Gavrilov, M. N. Ershkov, S. N. Smetanin,  
S. A. Solohin, A. V. Fedin

In this paper we present lasers with self-phase conjugation, providing the possibility of obtaining high-power radiation. Possibilities of application of multichannel solid-state laser systems for neutralization of explosives without formation of the critical sizes of zones of warming up of explosive are besides discussed.

**Key words:** shell ammunition, explosive devices, decontamination, laser, laser heating, steel, detonation.

В настоящее время проявляется значительный интерес к применению лазеров для обезвреживания различных боеприпасов. Это обусловлено тем, что в результате воздействия лазерного излучения боеприпасы могут быть обезврежены

без детонации и остаются в состоянии, пригодном для дальнейшего проведения криминалистических исследований.

Для этих целей наиболее перспективными являются твердотельные лазеры. Однако недостаточно высокое качество излучения серийных лазеров затрудняет их применение для проведения обезвреживания боеприпасов. В настоящей работе представлены лазеры с самообращением волнового фронта (самоОВФ) и фазовой синхронизацией на голографических решетках усиления, с пассивным лазерным затвором (ПЛЗ) на кристалле  $\text{LiF:F}_2^-$ , обеспечивающие возможность получения мощного излучения с высоким качеством, а также генерацию импульсов с энергетическими параметрами, на порядок и более превышающими энергетические параметры лазеров с традиционными стационарными резонаторами.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Она состоит из самоОВФ ИАГ:Nd-лазера<sup>1</sup>, ответвителя, фокусирующего объектива, мишени, измерителя энергии ИМО-2Н, лавинных фотодиодов ЛФД-2А и запоминающего осциллографа Agilent 54641А. Мишень выполнена в виде клина, что позволяло в процессе эксперимента изменять толщину прошиваемого материала путем перемещения образца перпендикулярно излучению. Параметры излучения специально оптимизированы для его применения<sup>2</sup>.

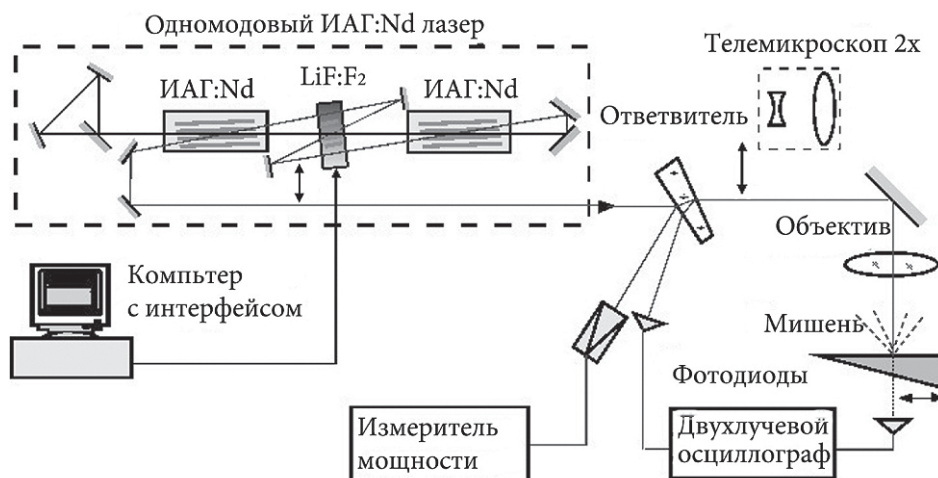


Рис.1. Схема экспериментальной установки



Излучатель лазера состоит из двух квантронов типа К-301В. Блок питания 13 ГДН позволял изменять частоту импульсов накачки от 1 до 30 Гц. Длительность импульсов накачки составляла 200 мкс при частоте их следования 20 Гц.

Пассивная модуляция добротности осуществлялась  $\text{LiF:F}_2^-$ -ПЛЗ с переменным начальным пропусканием  $T_0$ , которое линейно изменяется от 20 до 70%. Начальное пропускание ПЛЗ изменяли перемещением кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$  перпендикулярно оптической оси. Это позволяло плавно управлять энергетическими и временными параметрами излучения. При уменьшении  $T_0$  длительность отдельного импульса сокращается, а его энергия и пиковая мощность увеличиваются. При  $T_0 = 20\%$  энергия отдельного импульса в цуге достигает  $W_{\text{и}} = 350$  мДж, а пиковая мощность превышает  $P_{\text{п}} = 17,5$  МВт<sup>3</sup>. При этом генерируются три импульса в цуге с длительностью импульсов 20 нс и периодом их следования в цуге 35 мкс. Использование ПЛЗ с высоким  $T_0$  обуславливает низкие потери на его просветление и малое время достижения порогового значения инверсной населенности в АЭ. Это приводит к малому периоду следования импульсов в цуге и росту их числа. При этом, хотя энергия каждого отдельного импульса генерации и пиковая мощность снижаются, полная энергия всего цуга импульсов увеличивается и при максимальном значении  $T_0 = 70\%$  составляет 1,86 Дж при энергии отдельных импульсов 93 мДж (20 импульсов в цуге), длительности импульсов около 60 нс и периоде их следования около 10 мкс.

В качестве обрабатываемых материалов использовали стали – быстрорежущую Р18 и жаростойкую 09Х18Н10Т5; сплавы – титановый Ti-6Al-4V (WC–TiC–Co), супердюралюмин Д16 и алюминиевый сплав АМГ6. Для прошивки сверхглубоких (коэффициент формы  $\sim 100$ ) отверстий наилучшим может быть режим генерации, полученный при  $T_0 = 50\text{--}60\%$ . При этих параметрах ПЛЗ достигается наибольшее значение энергии цуга импульсов при сохранении достаточно высоких пиковой мощности и энергии отдельного импульса.

Для изучения возможности увеличения глубины отверстий и эффективности их обработки экспериментально исследовали изменение скорости роста канала отверстия при увеличении его глубины для каждого обрабатываемого материала при различных значениях  $T_0$ . При этом измеряли время образования сквозного отверстия на отдельных участках клиновидного образца 4 (см. рис. 1). На рис. 2 представлены зависимости глубины сквозных отверстий от времени их прошивки, полученные при обработке образца из быстрорежущей стали Р18. Подобные зависимости получены для всех обрабатываемых материалов.

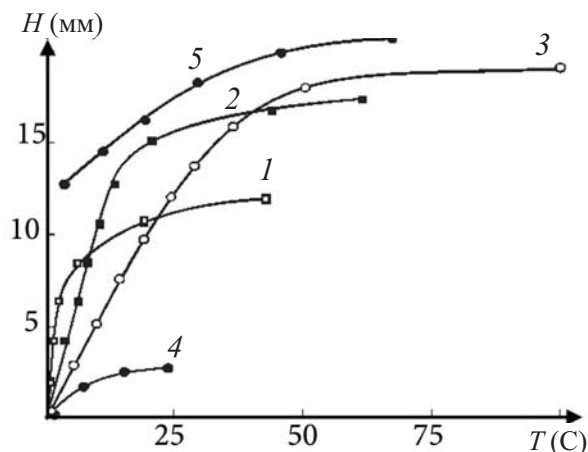


Рис. 2. Зависимость глубины растущего канала отверстия от времени обработки при различных значениях начального пропускания  $T_0$  кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$ :  $T_0 = 70\%$  (1),  $T_0 = 60\%$  (2),  $T_0 = 53\%$  (3),  $T_0 = 48\%$  (4, 5)

Как видно из полученных зависимостей, неглубокие отверстия ( $H < 6$  мм) наиболее эффективно обрабатываются при  $T_0 = 70\%$  (рис. 2, кривая 1). В этом случае энергия цуга импульсов максимальна, а потери на поглощение излучения плазмой минимальны. Кроме того, высокая скорость обработки указывает на довольно низкое значение удельной энергии, необходимой для удаления материала. По мере заглубления отверстия плотность мощности излучения на дне канала падает и при  $H \geq 6$  мм (см. рис. 2, кривая 1) скорость прошивки резко снижается, а время обработки существенно возрастает. Таким образом, при  $T_0 = 70\%$  можно получать предельную глубину отверстия  $H_{\text{max}} = 12$  мм, но наиболее эффективно обрабатываются только первые 6 мм.

Уменьшение начального пропускания ПЛЗ до  $T_0 = 60\%$  (см. рис. 2, кривая 2) приводило к увеличению предельной глубины прошиваемых отверстий до  $H_{\text{max}} = 16$  мм, но с уменьшенной скоростью прошивки на начальном этапе обработки. Для получения отверстий до  $H_{\text{max}} = 18$  мм начальное пропускание ПЛЗ необходимо уменьшить до  $T_0 = 53\%$ . При данном пропускании кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$  на всей глубине канала поддерживается плотность мощности, значительно превышающая пороговую для удаления материала в испарительном режиме ( $q \approx 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>). В этом случае (см. рис. 2, кривая 3) на начальном этапе формирования отверстия скорость заглубления значительно ниже скорости, соответствующей режимам обработки с  $T_0 = 60\text{--}70\%$ .

При уменьшении  $T_0$  ниже 50% экранировка излучения плазмой повышается настолько, что отверстие почти не растет в глубину (кривая 4 соответствует  $T_0 = 48\%$ ), а увеличивается входной диаметр отверстия и растет его конусность.



Однако, как показал специальный эксперимент, если отверстие выросло на глубину более 10 мм, то возможна обработка глубоких отверстий при  $T_0 < 50\%$  с повышенной предельной глубиной более 18 мм. В данном эксперименте сначала при  $T_0 = 70\%$  прошивали глухое отверстие ориентировочно до глубины около 12 мм (см. рис. 2, кривая 1). Далее путем поперечного перемещения кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$  его начальное пропускание уменьшалось до  $T_0 = 48\%$  и производилась доработка того же отверстия до образования сквозного отверстия (см. рис. 2, кривая 5). Из графика видно, что при этом предельная глубина отверстия возрастает примерно до 20 мм.

При дальнейшем уменьшении пропускания кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$  зависимость глубины отверстия от времени обработки близка к кривой 4 (см. рис. 2) для начального роста отверстия при  $T_0 = 48\%$ .

Исходя из полученных результатов, для увеличения глубины и скорости лазерной прошивки отверстия во время его обработки ПЛЗ плавно перемещали перпендикулярно оптической оси с уменьшающейся скоростью сканирования. При этом по мере заглубления обрабатываемой площадки пропускание кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$  постоянно уменьшали. Это позволило поддерживать режим обработки отверстия близким к оптимальному, соответствующему наибольшим скоростям роста отверстия.

В реальных условиях при лазерной обработке ряда вышеперечисленных материалов непрерывное перемещение ПЛЗ позволяло в 1,5–2 раза увеличивать глубину и скорость обработки: прошить сверхглубокие отверстия глубиной до 20 мм и диаметром 100–150 мкм в образцах из быстрорежущей Р18 и жаростойкой стали 09Х18Н10Т5, супердюралюмина Д16 и титанового сплава Т15К6;

увеличить глубину прошиваемых отверстий до 10 мм при диаметре 150 мкм в образцах из алюминиевого сплава АМГ6.

Однако дальнейший рост выходных энергетических параметров таких лазеров путем увеличения числа последовательно связанных АЭ или энергозаклада оптической накачки в каждый АЭ оказывается ограниченным вследствие их повреждения при высокой пиковой и средней мощности излучения. Для снижения интенсивности излучения до уровня ниже предельного перспективны многоканальные лазерные системы с последующим когерентным сложением излучений отдельных каналов. Это позволяет не только снизить тепловые и оптические нагрузки на АЭ, увеличить мощность и ресурс лазерной системы, но и в  $N^2$  раз увеличить интенсивность излучения  $N$  модулей, если их излучение сфазировано.

На рис. 3 представлена оптическая схема трехканальной лазерной системы. Каждый лазерный канал представляет собой петлевой лазерный резонатор на самоОВФ-зеркале<sup>4</sup>. ПЛЗ, установленный в одном из лазерных каналов, синхронно запускает генерацию всех лазерных каналов в виде цугов гигантских наносекундных сфазированных импульсов излучения<sup>5</sup>. В схеме предусмотрен линейный обмен излучением на опорном зеркале (ОЗ) путем соосного сложения излучений каждого лазерного канала с помощью светоделителей, обеспечивающих равное деление лазерного излучения по лазерным каналам. Применяли ПЛЗ с  $T_0 = 20, 40$  и  $60\%$ . Измерение временной картины генерации лазерной системы проводили с помощью лавинного фотодиода ЛФД-2А и осциллографа Agilent 54641А. Энергетические параметры измерялись прибором Orpik. Картины интерференции выходных пучков излучения лазерных каналов регистрировали с помощью CCD-камеры.

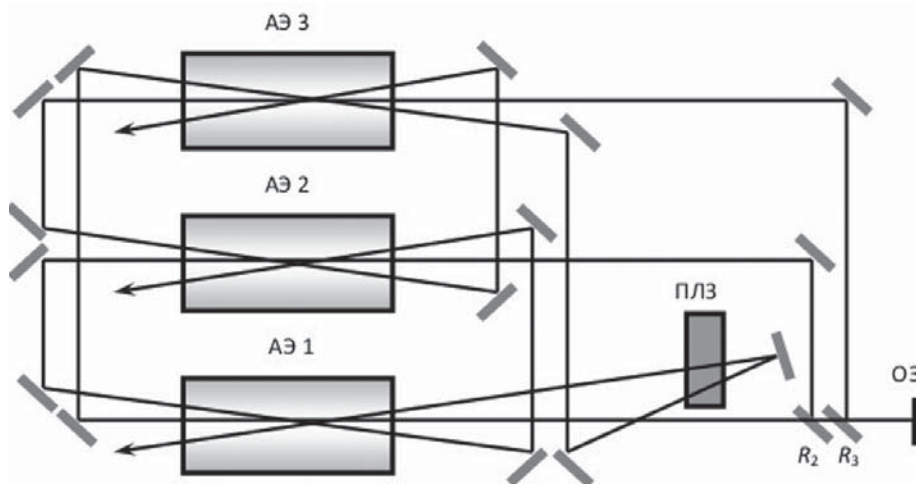


Рис. 3. Оптическая схема исследуемой трехканальной голографической лазерной системы: АЭ 1, АЭ 2 и АЭ 3 – активные элементы; ПЛЗ – пассивный лазерный затвор; ОЗ – опорное зеркало;  $R_2$  и  $R_3$  – коэффициенты отражения светоделителей



В данной работе исследовались условия фазовой синхронизации одномодовых пучков излучения второго и третьего лазерных каналов (без ПЛЗ) при установке ПЛЗ различного начального пропускания в первый лазерный канал. На рис. 4 представлены результаты регистрации осциллограмм и интерферограмм для второго и третьего лазерных каналов.

Из рис. 4 видно, что увеличение начального пропускания ПЛЗ с  $T_0 = 20\%$  до  $T_0 = 60\%$  приводит к усилению управления генерацией первым каналом и переходу от режима свободной генерации хаотичных пиков излучения к режиму генерации цугов гигантских лазерных импульсов, вызванных использованием ПЛЗ. При этом увеличение  $T_0$  приводит к увеличению контраста картины интерференции выходных лазерных пучков с  $V = 0.59$  до  $V = 0.81$ , причем первое значение контраста интерференции близко к таковому при свободной генерации лазерной системы без ПЛЗ –  $V = 0.51$ <sup>6</sup>. Дальнейшее увеличение  $T_0$  до 80% и выше приводит к переходу в режим свободной генерации и снижению контраста интерференции.

При  $T_0 = 60\%$  энергии всех трех выходных лазерных пучков были близки, а суммарная энергия выходного одномодового лазерного излучения достигала 0.5 Дж. При этом контраст картины интерференции был высок не только для второго и третьего лазерных каналов, но и для первого лазерного канала с другими. Уменьшение начального пропускания ПЛЗ приводило к увеличению энергии одномодового излучения второго и третьего лазерных каналов по отношению к энергии излучения первого лазерного канала, что приводило к большему снижению контраста картины интерференции между первым лазерным каналом и другими по сравнению с таковым между вторым и третьим каналами. При этом суммарная энергия выходного одномодового лазерного излучения уменьшалась и при  $T_0 = 20\%$  составляла не более 0.3 Дж, причем на первый канал приходилось только около 20% энергии, а на другие – по 40%. Меньшая энергия излучения первого лазерного канала обусловлена потерями в оптически плотном ПЛЗ.

Дальнейшая эффективность представленной многоканальной лазерной системы может быть повышена при узкополосной диодной накачке. Нами разработан квантрон для ИАГ:Nd-АЭ тех же размеров с поперечной диодной накачкой<sup>7</sup> и осуществлена встречная накачка диодными матрицами, расположенными с двух противоположных сторон АЭ. Для этого использованы шесть лазерных диодных решеток типа СЛМ-3 размером  $5 \times 25 \text{ мм}^2$  с пиковой мощностью 2.1 кВт каждая. В настоящее время нами реализована генерация одного лазерного канала многоканальной лазерной системы (см. рис. 3) с такой поперечной диодной накачкой. При максимальной энергии на-

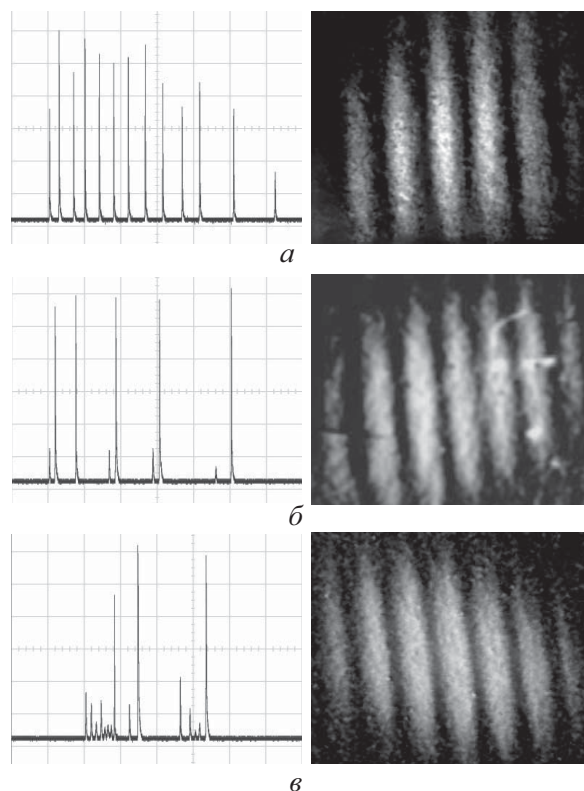


Рис. 4. Результаты регистрации осциллограмм и интерферограмм для второго и третьего лазерных каналов при  $T_0 = 60\%$  (а);  $T_0 = 40\%$  (б);  $T_0 = 20\%$  (в)

качки 3.63 Дж энергия выходного одномодового лазерного излучения достигала 0.73 Дж, что соответствует эффективности генерации 20%.

Таким образом, применение созданной одномодовой ИАГ:Nd-лазерной системы с петлевым резонатором, самообращением волнового фронта и пассивной модуляцией добротности сканируемым фототропным кристаллом  $\text{LiF:F}_2^-$  позволило реализовать высокоэффективную адаптивную лазерную прошивку отверстий повышенной глубины с коэффициентом формы более 100.

Заложенный в лазерную систему принцип управления генерацией при помощи ПЛЗ с переменным пропусканием путем перемещения кристалла  $\text{LiF:F}_2^-$  перпендикулярно оптической оси, в том числе с использованием персонального компьютера, существенно расширяет технологические возможности применения мощного одночастотного излучения. Это значительно повышает глубину и эффективность лазерной прошивки отверстий малого диаметра.

#### Примечания

<sup>1</sup> Fedin A. V., Gavrilov A. V., Basiev T. T., Antipov O. L., Kuzhelev A. S., Smetanin S. N. Passive Q-switching of self-pumped phase-conjugate Nd:YAG loop resonator // Laser Physics. 1999. 9, № 2. P. 433–436.



- 2 Басиев Т. Т., Гаврилов А. В., Сметанин С. Н., Федин А. В. Повышение эффективности генерации ИАГ: Nd-лазера с самообращением волнового фронта излучения // Докл. РАН. 2006. 408, № 5. С. 614–617.
- 3 Fedin A. V., Gavrilov A. V., Basiev T. T., Antipov O. L., Kuzhelev A. S., Smetanin S. N. Op. cit.
- 4 Бельдюгин И. М., Беренберг В. А., Васильев А. В. [и др.]. Твердотельные лазеры с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами в активной среде // Квантовая электроника. 1989. 16, № 6. С. 1142–1145 ; Федин А. В., Басиев Т. Т., Гаврилов А. В., Сметанин С. Н. Одномодовый ИАГ: Nd-лазер с самообращением волнового фронта и его применение // Изв. РАН. Сер. физическая. 1999. 63, № 10. С.1909–1913.
- 5 Басиев Т. Т., Гаврилов А. В., Осико В. В., Сметанин С. Н., Федин А. В. Исследование дифракционно-связанной генерации набора лазеров с самонакачивающимися ОВФ-зеркалами на решетках усиления при близкодействующей связи // Квантовая электроника. 2009. 39, № 1. С. 31–35.
- 6 Басиев Т. Т., Гаврилов А. В., Ериков М. Н. [и др.]. Петлевые лазерные резонаторы на самонакачивающихся ОВФ-зеркалах в слабо усиливающих активных средах для сфазированных многоканальных лазерных систем // Квантовая электроника. 2011. 41, № 3. С. 207–211.

УДК 343.98

## ТЕПЛОВАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ БЕЗДЕТОНАЦИОННОГО ПОДРЫВА ОБОЛОЧЕЧНОГО БОЕПРИПАСА

И. В. Шилов, А. В. Федин\*, Ю. М. Скрыбин\*\*

Ковровская государственная технологическая академия им. В. А. Дегтярева

E-mail: shilov\_i\_v@mail.ru

\*E-mail: a.fedin@list.ru

\*\*E-mail: meh-record@yandex.ru

Представлена математическая модель процесса нагрева боеприпаса через оболочку, инициирования реакции горения и оценки возможности разрушения оболочки до достижения критических параметров детонации заряда. Нагрев производится лазерной системой.

**Ключевые слова:** математическая модель, лазер, детонация взрывчатых веществ, обезвреживание взрывных устройств.

### Thermal Mathematical Model of the Non-detonation of the Ammunition

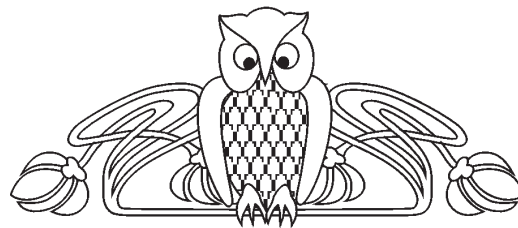
I. V. Shilov, A. V. Fedin, Yu. M. Skriabin

Mathematical model of heat through the shell of ammunition, to initiate the combustion reaction and assess the possibility of destruction of the shell to achieve the critical parameters of the detonation of the charge is submitted. Heating of a cover of an explosive is made by laser system.

**Key words:** mathematical model, laser, detonation of explosives, neutralization of explosive devices.

Лазерный метод обезвреживания боеприпасов является одним из наиболее перспективных. Обезвреженные без детонации боеприпасы остаются внешне целыми, что позволяет далее производить криминалистические исследования. Для конструирования соответствующих лазерных систем необходимо знать параметры излучения, обеспечивающие один из бездетонационных режимов удаления взрывчатого вещества.

Для описания процессов нагрева боеприпаса через оболочку, инициирования реакции горения



и оценки возможности разрушения оболочки до достижения критических параметров детонации заряда использована следующая тепловая математическая модель. В ней оболочечный боеприпас представляет слой тротила, покрытого 3 мм стальной оболочкой, которая облучается осесимметричным лазерным лучом.

Для сечения, проходящего через центр осесимметричной зоны лазерного нагрева, нестационарный тепловой процесс описывается двумерным уравнением теплопроводности

$$C(T)\rho(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda_r(T)\operatorname{grad}T) + Q, \quad (1)$$

где  $\lambda_r$  – теплопроводность;  $\rho$  – плотность материала;  $c$  – теплоемкость;  $T$  – температура;  $t$  – время;  $Q$  – объемная плотность тепловыделения. Данные теплофизические параметры задаются отдельно для оболочки и взрывчатого вещества (ВВ), причем в процессе численного решения учитывается их температурная зависимость. Объемная плотность тепловыделения  $Q$  задается для ВВ в зависимости от температуры нагрева  $T$  в соответствии с законом Арениуса:

$$Q = Q_B K_0 C^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (2)$$

где  $Q_B$  – выделяемая при сгорании ВВ энергия;  $K_0 C^n$  – предэкспоненциальный множитель;  $E$  – энергия активации реакции горения ВВ;  $R$  – универсальная газовая постоянная.