

УДК 541.124.16:541.126.2:541.128

## ИНИЦИИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ТЭНА ИМПУЛЬСОМ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, Р. И. Фурега

Институт углекислоты и химического материаловедения СО РАН, 650000 Кемерово, lesinko-iuxm@yandex.ru

Впервые осуществлено инициирование взрыва тэна плотностью  $1.73 \text{ г/см}^3$  при воздействии импульсом второй гармоники неодимового лазера, работающего в режиме модулированной добротности. Показано, что при этом первичным процессом поглощения энергии является ионизация молекул тэна по механизму двухфотонного поглощения. Критическая плотность энергии инициирования, соответствующая 50%-й вероятности взрыва, составляет  $12.3 \text{ Дж/см}^2$ .

Ключевые слова: лазер, взрыв, тэн, двухфотонное поглощение.

### ВВЕДЕНИЕ

Механизм взрывного разложения высокоэнергетических материалов при воздействии на них лазерными импульсами в настоящее время не имеет однозначной интерпретации. Ключевым вопросом на начальной стадии взаимодействия излучения с взрывчатым веществом является механизм поглощения энергии в образце. Наиболее распространена точка зрения, что с увеличением плотности энергии лазерных импульсов  $H$  при неких значениях  $H^*$  меньше критического значения  $H_{cr}$  в зоне воздействия возникают свободные носители электрического заряда в результате ионизации дефектных мест кристалла [1]. Это приводит к нелинейному росту поглощения, размножению свободных носителей по лавинному механизму и оптическому пробое, порог  $H^*$  которого связывают с порогом кратерообразования [2]. Авторы [3, 4] указывают толщину слоя поверхностного пробоя  $30 \div 80 \text{ мкм}$ . Следует отметить, что в цитируемых работах и многих других использовалась первая гармоника неодимового лазера ( $1.06 \text{ мкм}$ ), работающего в режиме модуляции добротности. Систематические исследования зависимости порога взрывного разложения взрывчатого вещества от длины волны излучения не проводились. Имеются отдельные работы [5, 6], результаты которых нуждаются в проверке в одинаковых условиях эксперимента при воздействии излучения с различной длиной волн.

В настоящей работе исследовалось воздействие импульсов второй гармоники ( $532 \text{ нм}$ )

YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера, работающего в режиме модуляции добротности, на прессованные образцы тетранитропентаэритрита (тэна) плотностью  $\rho = 1.73 \text{ г/см}^3$ .

### ОБЪЕКТЫ И МЕТОДИКА

Для подготовки образцов использовался синтезированный нами порошок тэна с размером зерен в максимуме распределения  $1 \div 2 \text{ мкм}$ . Держателем образца являлась медная пластина толщиной  $1 \text{ мм}$ , в центре которой имелось отверстие диаметром  $3 \text{ мм}$ . Образцы прессовали с помощью гидравлического пресса и специальной пресс-формы в центре медной пластины. При прессовании давление поднималось в течение  $30 \text{ мин}$  до  $1.8 \text{ ГПа}$ . В результате получали образец диаметром  $3 \text{ мм}$ , толщиной  $1 \text{ мм}$  и плотностью, близкой к плотности монокристалла ( $1.73 \pm 0.03 \text{ г/см}^3$ ). Контроль плотности осуществлялся следующим образом. Измерялись геометрические размеры образца с помощью оптического микроскопа и микрометра, а также масса образца на аналитических весах с точностью до  $0.1 \text{ мг}$ . Далее вычислялась плотность образца. Образцы, не удовлетворявшие требованиям необходимой плотности, исключались из эксперимента.

Использовали YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазер, работающих в режиме модуляции добротности на основной частоте ( $\lambda = 1064 \text{ нм}$ ) и второй гармонике ( $\lambda = 532 \text{ нм}$ ), с длительностью импульса на полувысоте  $12 \text{ нс}$ , максимальной энергией импульса на основной частоте  $1.5 \text{ Дж}$  и распределением интенсивности по сечению пучка, близкому к прямоугольному.

В первой серии экспериментов исследова-

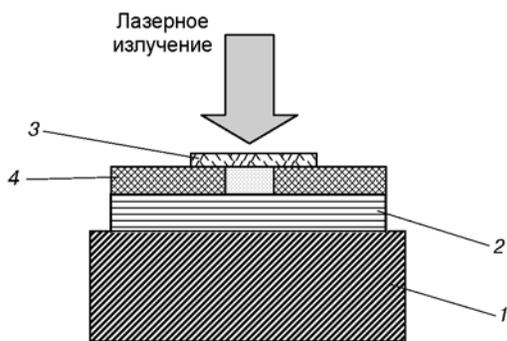


Рис. 1. Экспериментальная ячейка А:

1 — массивная стальная подложка, 2 — дюралевая пластина-свидетель, 3 — стеклянная пластина толщиной 1 мм, 4 — медная пластина с образцом

лась зависимость вероятности взрыва от плотности энергии импульса лазера. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение фокусировалось на образец, запрессованный в медную пластину, с помощью двухлинзового телескопа в виде пятна диаметром 2.5 мм. Для контроля энергии лазера использовался калориметр ИМО-2Н. Энергию импульсов варьировали с помощью набора нейтральных светофильтров.

Образцы прижимали к алюминиевой подложке, которая являлась пластиной-свидетелем. Облучаемая поверхность была экранирована оптическим стеклом толщиной 1 мм, затрудняющим газодинамическую разгрузку зоны повышенного давления. За факт взрыва образца принимали громкий звуковой сигнал и наличие на пластине-свидетеле следа диаметром, равным диаметру образца.

Исследовали зависимость вероятности взрыва  $P$  от плотности энергии импульса лазера  $H$ .

Во второй серии экспериментов, схема которых представлена на рис. 2, проводилось измерение коэффициентов пропускания световой энергии в зависимости от плотности энергии импульса лазера  $H_0$ . Для контроля энергии часть лазерного излучения (4 %) отводилась стеклянной пластиной и регистрировалась калориметром ИКТ-1Н(К1), а далее рассчитывалось значение  $H_0$ . Расходящийся пучок света в результате рассеяния в образце, находящемся в фокусе линзы, направлялся в калориметр ИМО-2Н(К2), где измерялось значение  $H_p$ . Коэффициент пропускания определялся как  $K = H_p/H_0$  (с учетом потерь на отражение в лин-

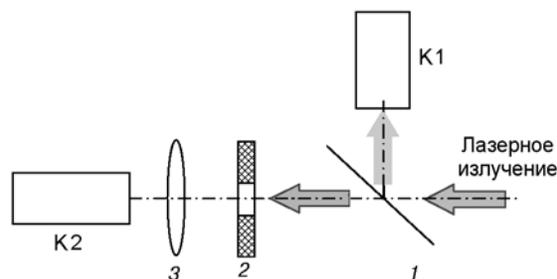


Рис. 2. Экспериментальная ячейка В:

1 — стеклянная пластина, 2 — образец, 3 — линза, К1, К2 — калориметры

зе). Кроме этого, в экспериментах выполнено измерение коэффициента диффузного отражения образцов на длине волны лазерного излучения 532 нм с помощью приставки к спектрофотометру Shimadzu UV-2450.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Опыты, проведенные с использованием основной частоты лазера, показали, что при максимально возможной плотности энергии  $H = 30 \text{ Дж/см}^2$  инициирование взрыва не происходило. Более того, при уменьшении диаметра зоны облучения в два раза ( $d \approx 1.25 \text{ мм}$ ), когда плотность энергии достигала  $120 \text{ Дж/см}^2$ , получен аналогичный результат. Таким образом, в условиях эксперимента критическая плотность энергии, соответствующая 50%-й вероятности взрыва, составила  $H_{cr} > 120 \text{ Дж/см}^2$ . При дальнейшем уменьшении диаметра зоны облучения  $d < 1 \text{ мм}$  значение  $H_{cr}$  возрастало из-за размерного эффекта [1], поэтому измерения при меньших диаметрах светового луча не проводились.

При использовании второй гармоники лазера выявлена возможность инициирования взрыва. Была измерена зависимость вероятности взрыва образцов от плотности энергии инициирующего импульса. При фиксированной плотности энергии последовательно облучали единичным импульсом 10 образцов и определяли вероятность взрыва. Результаты представлены на рис. 3. Критическая плотность энергии, соответствующая 50%-й вероятности взрыва, определенная по экспериментальным данным, представленным на рис. 3, составляет  $H_{cr} = 12.3 \text{ Дж/см}^2$ . Таким образом, порог инициирования тэна плотностью  $\rho \approx 1.73 \text{ г/см}^3$  с помощью второй гармоники лазера оказался

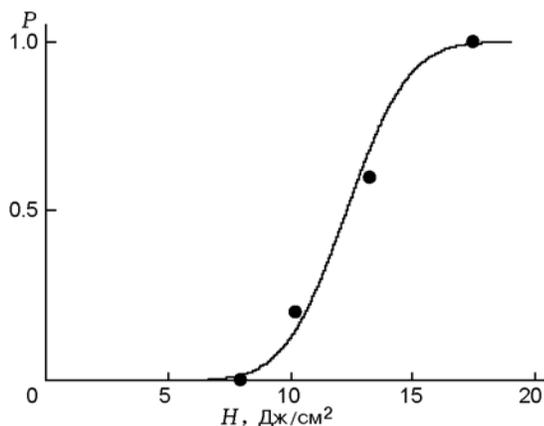


Рис. 3. Зависимость вероятности взрыва тэна от плотности энергии лазерного излучения при инициировании второй гармоникой излучения

более чем на порядок ниже, чем при использовании первой гармоники. Этот результат позволяет выразить сомнение в том, что начальная стадия инициирования взрыва, по крайней мере при использовании второй гармоники лазера, происходит в результате ионизации дефектных мест образца, разогрева свободных носителей заряда, лавинной ионизации и оптического пробоя, как это предполагалось в [1, 2] при использовании первой гармоники лазера.

Действительно, критическая напряженность электрического поля пробоя диэлектрических кристаллов при использовании электромагнитного излучения в рамках теории лавинной ионизации может быть описана выражением [7]:

$$E_{cr}(\omega) = E(0)\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1)$$

где  $E(0)$  — статическое электрическое поле пробоя,  $\omega$  — частота излучения лазера,  $\tau$  — время релаксации импульса свободных носителей заряда. Из этого выражения следует, что увеличение  $\omega$  должно приводить к увеличению  $E_{cr}(\omega)$ . В диэлектрических кристаллах  $\tau \geq 10^{-15}$  с, поэтому возможна ситуация, когда  $\omega^2\tau^2 \ll 1$ . В этом случае  $E_{cr}(\omega) = E(0)$ . Если  $\omega^2\tau^2 \geq 1$ , то  $E_{cr}(\omega) > E(0)$ . Поскольку  $H_{cr} \sim E_{cr}^2$ , то при реализации механизма лавинной ионизации и оптического пробоя будем иметь  $H_{cr}(\omega_2) \geq H(\omega_1)$ . В эксперименте наблюдается обратная ситуация. Мы предположили, что при инициировании образцов второй гармоникой лазера ионизация молекул тэна может проходить по механизму двухфотонного

поглощения. Действительно, исходя из измерений спектров поглощения край фундаментального поглощения в кристаллах тэна находится при энергии фотонов  $E_f \geq 3.5$  эВ. Если вероятность двухфотонного поглощения высока, то энергии  $2E(\omega_2)$ , равной 4.66 эВ, вполне достаточно для ионизации.

Для проверки этого предположения были измерены коэффициенты пропускания образцов в зависимости от плотности энергии импульсов лазера с использованием схемы рис. 2. Обе поверхности образцов были свободными.

Результаты измерений представлены на рис. 4 и в таблице. Минимальная энергия ограничена чувствительностью калориметра ИМО-2Н. Из рис. 4 видно, что в используемом диапазоне плотностей энергии поглощение излучения существенно нелинейно. Отметим, что для образцов 1–4 визуально не обнаружено изменений после облучения, у образца 5 наблюдалось помутнение, у образца 6 — частичный вылет массы, образец 7 полностью разрушился. (Плотность энергии, которой воздействовали на образец 7 в экспериментах, проведенных по схеме рис. 1, соответствует вероятности взрыва  $P \approx 0.2$ , см. рис. 3.)

Рассмотрим эти результаты в рамках модели двухфотонного поглощения. В общем случае при наличии линейного и двухфотонного поглощения для коэффициента поглощения запишем выражение

$$\kappa = \chi + \beta I, \quad (2)$$

где  $\chi$  — линейный коэффициент экстинкции,  $\beta$  — коэффициент двухфотонного поглощения,

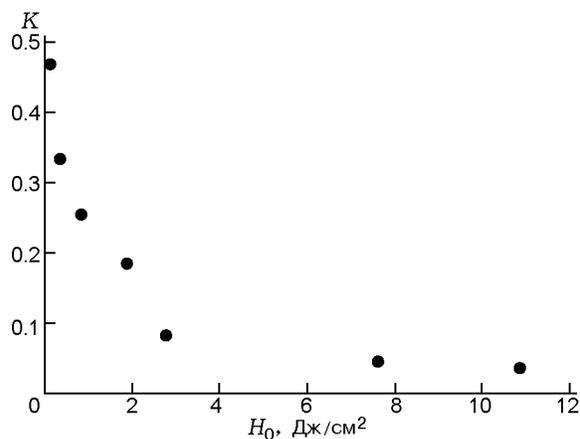


Рис. 4. Зависимость коэффициента пропускания от плотности энергии импульсов лазера при работе на второй гармонике

Результаты измерения коэффициента пропускания  $K$  при различных плотностях энергии  $H_0$

Номер образца	$H_0$ , Дж/см <sup>2</sup>	$I_0$ , ГВт/см <sup>2</sup>	$H_p$ , Дж/см <sup>2</sup>	$I_p$ , ГВт/см <sup>2</sup>	$K$	$I_0/I_p$
1	0.15	0.013	0.07	0.006	0.47	2.14
2	0.39	0.033	0.13	0.011	0.33	3
3	0.87	0.073	0.22	0.018	0.25	3.95
4	1.90	0.158	0.35	0.029	0.18	5.42
5	2.80	0.233	0.23	0.019	0.08	12.17
6	7.63	0.636	0.34	0.028	0.04	22.44
7	10.90	0.908	0.37	0.031	0.03	29.45

$I$  — интенсивность излучения, Вт/см<sup>2</sup>. Тогда убыль интенсивности  $dI$  в слое образца  $dx$  составит

$$dI = -(\chi + \beta I)I dx. \quad (3)$$

Проинтегрируем (3) по толщине образца  $d$ :

$$\int_{I(0)}^{I_p} \frac{dI}{I(\chi + \beta I)} = - \int_0^d dx, \quad (4)$$

где  $I(0) = I_0(1 - R)$ ,  $I_0$  — интенсивность падающего на образец излучения, измеряемого калориметром ИКТ-1Н,  $R$  — коэффициент отражения от передней поверхности образца. В результате интегрирования (4) и дополнительного преобразования полученного решения получаем выражение

$$\frac{I_0}{I_p} = \frac{e^{\chi d}}{1 - R} + \frac{\beta(1 - e^{-\chi d})}{\chi} I_0, \quad (5)$$

из которого следует, что левая часть уравнения линейно зависит от  $I_0$ .

На рис. 5 представлена линейная аппроксимация экспериментальных результатов, построенных по данным из таблицы, что подтверждает правильность модели двухфотонного поглощения (коэффициент корреляции 0.98).

Коэффициент отражения образца, измеренный с помощью приставки диффузного отражения к спектрофотометру Shimadzu UV-2450, равен  $R = 53\%$ . С учетом величины  $e^{\chi d}/(1 - R) = 2.14$ , отсекаемой по оси ординат прямой на рис. 5, следует, что линейный коэффициент экстинкции в погрешности наших измерений рассчитать не представляется возможным, поскольку его значение невелико, т. е.

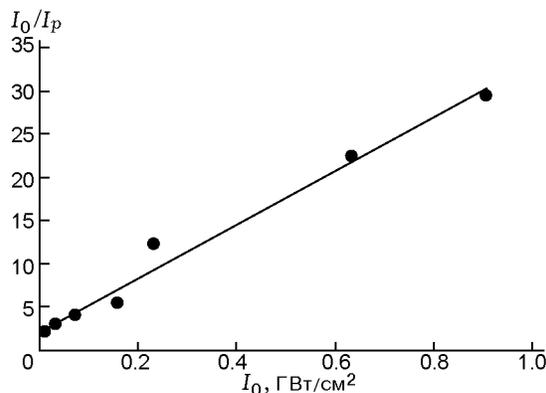


Рис. 5. Аппроксимация экспериментальных данных таблицы

$\chi d \ll 1$ . В этом случае выражение (5) можно упростить

$$\frac{I_0}{I_p} = \frac{1}{1 - R} + \beta d I_0. \quad (6)$$

Из наклона прямой следует, что  $\beta d = 30 \text{ см}^2/\text{ГВт}$ , а коэффициент двухфотонного поглощения  $\beta = 300 \text{ см}^2/\text{ГВт}$  при толщине образца  $d = 1 \text{ мм}$ .

Сделаем еще некоторые оценки.

Решение уравнения (3) с учетом малости  $\chi$  можно также представить в виде

$$I(x) = \frac{I(0)}{1 + \beta I(0)x}, \quad (7)$$

если вести интегрирование правой части по текущей координате. Перейдем от интенсивности излучения к плотности потока энергии в импульсе:

$$H(x) = I(x)\tau \quad (8)$$

Тогда из (7) с учетом (8) получаем

$$H(x) = \frac{H(0)}{1 + \beta_n H(0)x}, \quad (9)$$

где

$$\beta_n = \beta/\tau = 25 \text{ см/Дж}. \quad (10)$$

Соответственно, плотность поглощенной энергии в слое образца толщиной  $x$  равна

$$\begin{aligned} H_n(x) &= H(0) - \frac{H(0)}{1 + \beta_n H(0)x} = \\ &= \frac{\beta_n H^2(0)x}{1 + \beta_n H(0)x}. \end{aligned} \quad (11)$$

Продифференцировав (11), получаем выражение для распределения объемной плотности поглощенной энергии по глубине облученного слоя:

$$\frac{dH_n}{dx} = Q_v(x) = \frac{\beta_n H^2(0)}{[1 + \beta_n H(0)x]^2}. \quad (12)$$

Для вероятности взрыва  $P = 0.5$  имеем  $H_1 = 12.3 \text{ Дж/см}^2$  при коэффициенте отражения  $H_1(0) = 5.68 \text{ Дж/см}^2$ ; для  $P \approx 1$  —  $H_2 = 17 \text{ Дж/см}^2$  (см. рис. 3) при  $H_2(0) = 8 \text{ Дж/см}^2$ . Графики функции (12) представлены на рис. 6.

Если предположить, что вся поглощенная энергия в конечном итоге передается решетке кристалла, то можно оценить ее нагрев по формуле

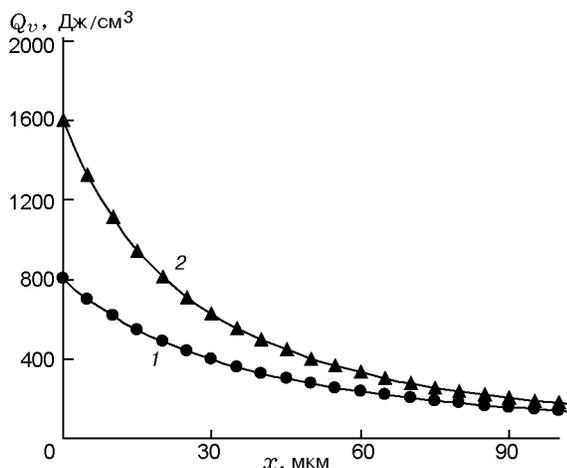


Рис. 6. Распределение объемной плотности поглощенной энергии по глубине облученного слоя:

1 —  $H_1(0) = 5.68 \text{ Дж/см}^2$ , 2 —  $H_2(0) = 8 \text{ Дж/см}^2$

$$Q_v = c_v \rho (T_m - T_0) + \lambda + c_v \rho (T - T_m), \quad (13)$$

где  $T_0 = 293 \text{ К}$  — начальная температура,  $T_m = 414 \text{ К}$  — температура плавления,  $T$  — конечная температура,  $c_v = 1.13 \text{ Дж/(г·К)}$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме [8],  $\lambda = 96 \div 100 \text{ кДж/моль} = 563 \text{ Дж/см}^3$  — удельная теплота плавления [8].

В упрощенном варианте модели будем считать, что достаточно нагреть хотя бы часть образца до температуры вспышки  $T_{ign}$ . В литературе имеются данные по задержке вспышки длительностью 1 с при  $T_{ign} = 528 \text{ К}$ . В случае нагрева коротким лазерным импульсом очевидно, что температура вспышки высокая, поэтому в дальнейшем указанное значение  $T_{ign}$  рассматриваем как нижнюю границу. Согласно расчету по формуле (13) для нагрева до температуры  $T = T_{ign}$  требуется объемная плотность энергии  $Q_v = 1028 \text{ Дж/см}^3$ . Из рис. 6 следует, что при  $P = 0.5$  такой нагрев невозможен, что противоречит эксперименту. При  $P = 1$  температура вспышки достигается в поверхностном слое толщиной  $0 \div 12 \text{ мкм}$ . Если учесть, что при нагреве коротким лазерным импульсом температура  $T_{ign}$  скорее всего имеет большее значение, то инициирование взрыва в такой упрощенной модели проблематично.

Однако учтем следующий факт. В рамках модели двухфотонного поглощения, первичная поглощенная энергия полностью расходуется на ионизацию среды, т. е. ситуация аналогична электронно-пучковому инициированию, которое изучалось в работах [9–12]. В этих работах показано, что во время ионизирующего импульса при относительно небольших плотностях энергии создаются радикалы  $\text{NO}_2$ , а при плотностях превышающих пороговую, — радикалы  $\text{NO}_2$  и  $\text{NO}_3$  и, кроме того, инициируется химическая реакция, которая дает дополнительное энерговыделение в облученном слое, приводящее к дополнительному адиабатическому повышению температуры по сравнению с вышеприведенными оценками.

Таким образом, можно предположить, что инициирование тэна второй гармоникой лазера включает в себя, аналогично электронно-пучковому инициированию, следующие этапы: ионизация среды, термализация и рекомбинация электронных возбуждений, экзотермический распад ионизированных молекул тэна, скорее всего в окрестностях структурных дефектов. В результате в поверхностном слое формируется и распространяется по кристаллу удар-

ная волна, в конечном итоге приводящая к взрыву образца по ударно-волновому механизму, как при электронно-пучковом воздействии [12].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Зинченко А. Д., Сдобнов В. И., Таржанов В. И., Токарев Б. Б., Погребов А. И. Лазерное воздействие на пористое ВВ без его инициирования // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 2. — С. 97–101.
3. Калмыков А. А., Розенталь П. И., Рыбаков В. А. Поверхностные явления при действии лазера на прозрачные диэлектрики // ПМТФ. — 1971. — Т. 9, № 2. — С. 295–304.
4. Данилейко Ю. К., Маменков А. А. и др. Роль поглощающих включений в механизме разрушения прозрачных диэлектриков лазерным излучением // Журн. эксперим. и теор. физики. — 1973. — Т. 63, № 3. — С. 1030–1036.
5. Ng W. L., Field J. E., Hauser H. M. Thermal, fracture, and laser-induced decomposition of pentaerythritol tetranitrate // J. Appl. Phys. — 1986. — V. 12. — P. 3945.
6. Алукер Э. Д., Алукер Н. Л., Кречетов А. Г. и др. Лазерное инициирование тэна в режиме резонансного фотоинициирования // Хим. физика. — 2011. — Т. 30, № 1. — С. 48–55.
7. **Сверхкороткие** световые импульсы / под ред. С. Шапиро. — М.: Мир., 1981.
8. Bowden F. P., Yoffe A. D. Fast reaction in solid. — London: Butterworths Scien. Publ., 1958.
9. Адуев Б. П., Белокуров Г. М., Гречин С. С., Пузынин А. В. Спектры нестационарного оптического поглощения кристаллов тетранитропентаэритрита при облучении импульсным пучком электронов // Изв. вузов. Физика. — 2008. — Т. 51, № 11/2. — С. 104–106.
10. Адуев Б. П., Белокуров Г. М., Гречин С. С. Инициирование взрывного разложения кристаллов тетранитропентаэритрита электронным пучком // Изв. вузов. Физика. — 2009. — Т. 52, № 8/2. — С. 249–252.
11. Адуев Б. П., Белокуров Г. М., Гречин С. С., Пузынин А. В. Детонация монокристаллов тэна, инициируемая электронным пучком // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 6. — С. 111–118.
12. Адуев Б. П., Белокуров Г. М., Гречин С. С., Пузынин А. В. Роль ударных волн при инициировании взрыва тетранитропентаэритрита импульсным пучком электронов // Хим. физика. — 2010. — Т. 29, № 6. — С. 54–57.

*Поступила в редакцию 15/XI 2012 г.*