

УДК 662.2-397.1

## ВЗРЫВНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОМПОЗИТОВ ТЭН-АЛЮМИНИЯ К ДЕЙСТВИЮ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*А. В. Каленский, И. Ю. Зыков, М. В. Ананьева, А. А. Звекон, Б. П. Адуев*

### EXPLOSIVE SENSITIVITY OF PETN-ALUMINUM COMPOSITES TO PULSED LASER RADIATION

*A. V. Kalenskii, I. Yu. Zykov, M. V. Ananyeva, A. A. Zvekov, B. P. Aduev*

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ госзадание № 2014/64 и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 14-03-00534 А).*

Рассчитаны зависимости коэффициентов эффективности поглощения от размера наночастиц алюминия в матрице тэна на первой и второй гармонике неодимового лазера. Значения минимальной плотности энергии инициирования взрыва для первой и второй гармоник неодимового лазера составляют 206.7 ( $\lambda = 1064$  нм) и 152.6 ( $\lambda = 532$  нм) мДж/см<sup>2</sup> с радиусами включений алюминия 100 и 49 нм соответственно. Экспериментально измерены значения критической плотности энергии лазерного инициирования тэна, содержащего наночастицы алюминия. Рассчитанные минимальные плотности энергии на первой и второй гармониках неодимового лазера различаются в 1.4 раза, что хорошо согласуется с экспериментом, где различие составляет 1.6 раз.

Dependences of nanosize aluminum inclusions' absorptivity on their size for the first and second harmonics of YAG-Nd laser were calculated. The values of the minimal critical energy density for the initiation by the first and second harmonics of YAG-Nd laser are 206.7 ( $\lambda = 1064$  nm) and 152.6 ( $\lambda = 532$  nm) mJ/cm<sup>2</sup> with radii of aluminum inclusions 100 and 49 nm respectively. The values of the minimal critical energy density for the initiation PETN with nanosize aluminum were experimentally measured. The calculated minimal critical energy density for the initiation by the first and second harmonics is different by 1.4 times, which is in good agreement with the experiment, where the difference is 1.6 times.

**Ключевые слова:** наночастицы алюминия, расчет эффективности поглощения, моделирование, энергетические материалы.

**Keywords:** aluminum nanoparticles, absorptivity, simulation, energy materials.

#### Введение

Микроочаговая модель инициирования взрывного разложения лазерным излучением [2; 3; 10; 18] основывается на предположении, что в объеме прозрачного энергетического материала находятся включения, эффективно поглощающие лазерное излучение. Предполагается, что основным следствием поглощения света включениями является их нагрев, приводящий к увеличению температуры окружающего энергетического материала и образованию очага самоподдерживающейся экзотермической реакции. Первоначально модель была предложена для объяснения закономерностей низкопорогового инициирования взрывного разложения азидов тяжелых металлов импульсным лазерным излучением [2]. Для объяснения низкопорогового инициирования взрывного разложения азидов серебра предложен альтернативный механизм разветвленной твердофазной цепной реакции разложения, позволяющий количественно объяснить ряд наблюдаемых закономерностей [11; 14; 15; 17].

В работах [10; 5; 6] показано, что добавки высокопоглощающих наноразмерных включений сажи и карбида алюминия позволяют значительно (в десятки раз) снизить критическую плотность энергии лазерного инициирования пентаэритрита тетранитрата (тэна). Благодаря этому доказана роль малых включений как центров поглощения световой энергии в объеме вторичных взрывчатых веществ. Показана принципиальная возможность использования вторичных взрывчатых веществ содержащих наночастицы металлов в качестве капсульных составов для оптических систем инициирования.

Одним из постулатов микроочаговой модели является независимость коэффициента эффективности поглощения света металлическими наночастицами в диэлектрических матрицах от длины волны излучения, размеров и природы поглощающей частицы (значение коэффициента эффективности поглощения  $Q_{abs}$  принимается равным единице). Для восполнения этого пробела в работе [7] проведены расчеты коэффициентов эффективности поглощения света с длиной волны 1064 нм (первая гармоника неодимового лазера) наночастицами металлов в матрицах азидов серебра, свинца и тэна.

Спектральная чувствительность инициирующих взрывчатых веществ к лазерному излучению была экспериментально и теоретически исследована в работе [13]. В рамках теории теплового взрыва преобладает мнение, что спектральная зависимость порога инициирования проявляется только в области собственного поглощения вещества, тогда как в области прозрачности поглощение света включениями слабо зависит от длины волны [13]. Бризантные взрывчатые вещества, содержащие наночастицы металлов, представляют собой перспективный материал для капсульных составов оптических детонаторов [18], поэтому исследование влияния различных факторов, в том числе спектральных, на минимальную плотность энергии инициирования взрывного разложения представляет большой интерес.

Целью настоящей работы является: экспериментальное и теоретическое определение критической плотности энергии инициирования тэна содержащего наночастицы алюминия на длинах волн 1064 и 532 нм.

**Экспериментальная часть**

В качестве экспериментальных образцов использовались прессованные таблетки тэна с добавками наночастиц алюминия 0.1 % по массе. Для подготовки образцов использовалась методика, описанная в работах [5; 6]. Готовилась механическая смесь порошка тэна с гранулометрическим распределением, имеющим максимум при 1 – 2 мкм, и порошка алюминия с максимумом распределения при 100 – 120 нм. Смесь перемешивалась в ультразвуковой ванне для получения равномерного распределения частиц по объему. Образцы прессовались в течение 30 минут при максимальном давлении 1.8 ГПа с помощью гидравлического пресса. Прессование осуществлялось с использованием пресс-формы в медной пластине толщиной 1 мм, в центре которой имелось отверстие диаметром 3 мм [5]. В результате получались образцы диаметром 3 мм и толщиной 1 мм, с плотностью 1.65 – 1.76 г/см<sup>3</sup>. Для эксперимента отбирались образцы с плотностью 1.73 ± 0.03 г/см<sup>3</sup> и массой 12.2 ± 0.2 мг.

Для экспериментального определения критической плотности энергии инициирования образец помещался на дюрелевую пластину, расположенную на массивной стальной подложке, и накрывался стеклянной пластиной толщиной 1 мм для уменьшения газодинамической разгрузки после воздействия лазерного импульса [4]. Излучение фокусировалось на образец с помощью телескопического двухлинзового объектива. Диаметр зоны облучения составлял 2.5 мм. Контроль энергии лазерного импульса осуществлялся с помощью калориметра ИМО-2Н. Изменение энергии импульсов производилось с помощью нейтральных светофильтров. Для измерения зависимости вероятности взрыва образцов от плотности энергии иницирующего импульса на фиксированных плотностях энергии последовательно облучалось 10 образцов единичным импульсом, и определялась вероятность взрыва. Эксперименты проводились с использованием излучения первой (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник неодимового лазера. Критическая плотность энергии, соответствующая 50 % вероятности взрыва, для первой гармоники составила

$$H(1064 \text{ нм}) = 1.15 \text{ Дж/см}^2,$$

$$\text{для второй гармоники} - H(532 \text{ нм}) = 0.7 \text{ Дж/см}^2.$$

Таким образом, композит тэн-алюминий, является более чувствительным к излучению второй гармоники неодимового лазера по сравнению с первой. Данный эффект нельзя связать с переходом от поглощения света наночастицами к поглощению матрицей, так как край собственного поглощения света кристаллами тэна находится в области 300 нм.

Система дифференциальных уравнений, описывающих процессы кондуктивного теплопереноса в наночастице и в среде сферической симметрии, а также тепловыделение за счет химического разложения энергетического материала имеет вид [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + k_0 \frac{nQ}{c} \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right), \quad x > R$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -k_0 n \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right), \quad x > R, n = 1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_M \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad x < R.$$

с граничным условием при  $x = R$ :

$$J - c_M \alpha_M \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow R-0} + c \alpha \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow R+0} = 0, \quad (2)$$

где  $T$  – температура,  $E$  – энергия активации разложения,  $k_0$  – предэкспонент,  $Q$  – тепловой эффект реакции,  $\alpha$  и  $\alpha_M$  – коэффициенты температуропроводности материалов матрицы и включения  $R$  – радиус включения,  $c$  и  $c_M$  – объемная теплоемкость материалов матрицы и включения,  $n$  – доля не разложенного взрывчатого вещества,  $J(t)$  – поглощаемая плотность мощности излучения лазерного импульса. При расчетах использованы значения параметров:

$$c = 2.22 \text{ Дж/(см}^3\text{K)} [10], \quad c_M = 2.7 \text{ Дж/(см}^3\text{K)} [10],$$

$$E = 165 \text{ КДж/(моль} \cdot \text{K)} [6], \quad k_0 = 1.2 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1} [6],$$

$$\alpha = 1.1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2\text{с}^{-1} [6], \quad \alpha_M = 0.97 \text{ см}^2\text{с}^{-1},$$

$$Q = 9.64 \text{ КДж/см}^3 [6].$$

Для величины  $J(t)$  использовалось выражение:

$$J(t) = \sqrt{\pi} \cdot Q_{abs} R^2 k_i H_0 \cdot \exp(-k_i^2 t^2), \quad (3)$$

где  $k_i = 8.235 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  – параметр, определяющий длительность импульса (соответствует длительности импульса на полувысоте 20 нс [8; 9; 12]);  $H_0$  – плотность энергии за импульс;  $Q_{abs}$  – коэффициент эффективности поглощения, который равен отношению интенсивностей поглощенного и падающего на включение потоков излучения [7]. Величина  $Q_{abs}$  зависит как от радиуса включения, так и от длины волны излучения. Множители уравнения (3) нормируют интеграл от  $J(t)$  по времени на  $H_0$ .

Численное решение уравнений модели (1) – (3) выполнялось на сетке с переменным шагом по координате. Для размеров включений  $R \geq 30$  нм шаг в окрестностях включения составлял не более 1/20 толщины прогретого за время импульса инертного вещества ( $\sqrt{2\alpha/k_i}$ ), далее размер ячейки увеличивался по закону геометрической прогрессии таким образом, чтобы слой окружающего материала имел суммарную толщину не менее  $7R$  [19]. При использованной длительности импульса длина прогрева составляла  $\approx 50$  нм, размер ячеек около включения  $\approx 2.5$  нм. Соответственно характерное время выравнивания температуры между двумя соседними ячейками составляло  $t_1 = 57$  пс. Поэтому используемая сетка достоверно описывает теплофизические процессы вплоть

до температуры  $\frac{E}{k_B \ln(k_0 t_1)} \approx 1500$  К. Формирование

очага реакции происходит при значительно меньших температурах, что позволяет использовать настоящую методику для численного решения уравнений модели (1) – (3). Шаг сетки внутри включения превышал шаг снаружи в  $\sqrt{\alpha_M/\alpha}$  раз. Ячейка с границей раздела включение-матрица содержала как слой материалов матрицы, так и включения толщиной в половину шага сетки для каждого вещества. При использованных параметрах размер ячейки во включении составлял  $\sim 10$  нм, что близко к толщине слоя поглощения света, составляющую для большинства металлов менее 10 нм. Для размеров включений  $20 \geq R > 10$  нм использовалась одна ячейка (10 нм) внутри включения и далее ячейка с границей раздела включение-матрица. Для размеров включений  $R \leq 10$  нм использовалась ячейка с включением и границей раздела включение-матрица. Данная методика позволяет корректно учитывать поглощение света при помощи граничного условия (2) [19]. Полученная после разбиения пространства на ячейки система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась методом Рунге-Кутты 1 – 5 порядка с переменным шагом по времени. Относительная погрешность на шаге интегрирования не превышала  $10^{-9}$ , при этом интегральная относительная погрешность, оцениваемая по точности выполнения закона сохранения энергии, не превышала  $2.5 \cdot 10^{-5}$  [16]. Коэффициент эффективности поглощения ( $Q_{abs}$ ) сферическим включением радиуса  $R$  в рамках теории Ми рассчитывался по методике, приведенной в работах [7; 16]. Проведено варьирование радиуса включения на двух длинах волн – 1064 и 532 нм.

#### Методика расчета критической плотности энергии

Определение минимальной плотности энергии инициирования взрывного разложения (критической плотности энергии) тэна, содержащего наночастицы алюминия, проводилось следующим образом:

1. Рассчитывалась зависимость коэффициента эффективности поглощения от радиуса частицы, определялся размер частицы, имеющий максимальный коэффициент эффективности поглощения.

2. По уравнениям (1 – 3) рассчитывалась минимальная для данного радиуса наночастицы плотность энергии импульса, инициирующего взрывное разложение (Н(R)). Расчет проводился до тех пор, пока минимальная плотность энергии, приводящая к взрыву ( $H_{min e}$ ), отличалась от максимальной плотности энергии, не приводящей к взрыву ( $H_{max d}$ ), не более чем на 0.01 % ( $1 - H_{max d}/H_{min e} < 0.0001$ ).

3. Значения радиусов частицы, при которых производился расчет Н(R), выбирались до тех пор, пока рассчитанные для этих размеров Н не образуют ряд с выраженным минимумом. Далее по рассчитанным

значениям критических плотностей энергии инициирования Н(R) проводилась интерполяция квадратичной функцией для определения положения минимума. После этого рассчитывалась критическая плотность энергии в точке минимума. Процедура шага 1 – 3 повторялась, пока точность определения критического радиуса частицы с минимальной плотностью энергии инициирования взрывного разложения ( $H_c$ ) не достигала 1 нм.

#### Результаты и обсуждение

Рассчитанные нами в рамках теории Ми зависимости коэффициентов эффективности поглощения  $Q_{abs}$  включений алюминия в матрице тэна для длин волн света 1064 и 532 нм от радиуса включений приведены на рис. 1. При расчетах полагали, что коэффициент преломления тэна составляет  $m_0 = 1.54$  и не зависит от длины волны света. Значения коэффициентов преломления алюминия на длине волны 1064 и 532 нм составляли  $m_i = 1.67 - 9.12i$  и  $0.71 - 5.85i$ , соответственно [6].

Кривые имеют максимум, положение которого определяется, в основном, длиной волны света. При меньших радиусах кривая спадает до нуля, причем в пределе  $r \rightarrow 0$  выполняется закон Рэлея. При больших радиусах происходит выход на плато с осцилляциями.

Влияние длины волны в рамках теории Ми связано с тем, что аргументами специальных функций, по которым ведется разложение, являются величины  $\rho = 2\pi R m_0/\lambda$  и  $m_i \rho/m_0$ . Если бы величина  $m_i$  не зависела от длины волны, то зависимости  $Q_{abs}(\rho)$  совпали бы. Действительная и мнимая части  $m_i$  могут изменяться в несколько раз при изменении длины волны, что делает ситуацию сложнее. В случае алюминия при переходе от первой ко второй гармонике неодимового лазера действительная часть показателя преломления уменьшается в 2.4, а мнимая в 1.6 раза. В результате действия обоих факторов наблюдается сдвиг максимума эффективности поглощения в сторону малых диаметров включений (рис. 1). Для первой гармоники максимум эффективности поглощения наблюдается при диаметре включения 204 нм, а для второй – 96 нм. Кроме того, возрастает амплитуда максимума от 0.351 на длине волны 1064 нм до 0.490 на длине волны 532 нм.

На рис. 2 представлена временная зависимость температуры нагревания образца на границе наночастица – матрица от времени для различных значений плотности энергии. Из рисунка видно, что при значениях плотности энергии инициирования меньше критического, происходит только нагрев системы с ее последующим остыванием, взрывного разложения не происходит. В случае превышения критической плотности энергии происходит резкий рост температуры, что соответствует тепловому взрыву.

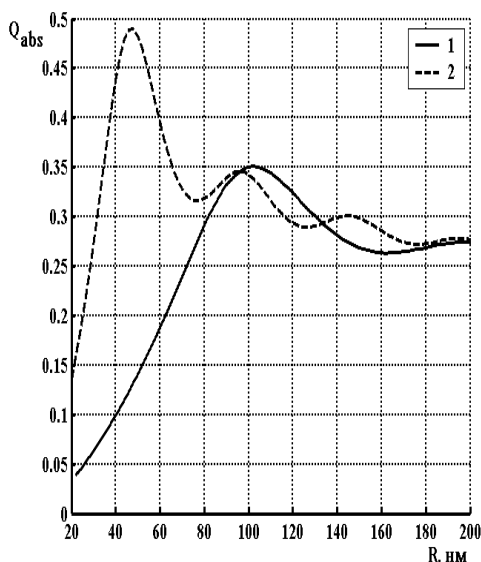


Рис. 1. Рассчитанная зависимость коэффициента эффективности поглощения включениями алюминия от их радиуса при длине волны излучения 1 – 1064, 2 – 532 нм

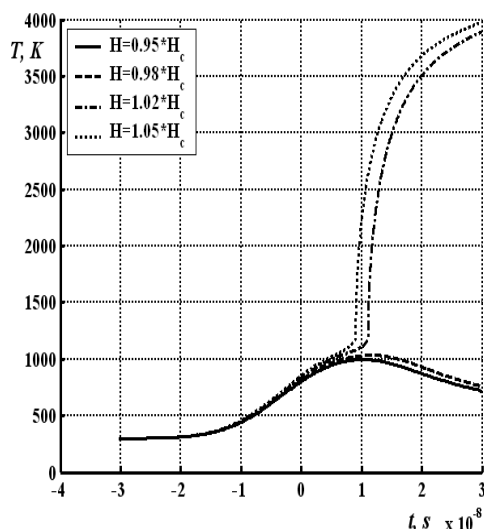


Рис. 2. Кинетика нагрева на границе алюминий-тэн для значений плотности энергии  $0.95 \cdot H_c, 0.98 \cdot H_c, 1.02 \cdot H_c, 1.05 \cdot H_c$ .

На рис. 3 представлено рассчитанное распределение температуры в процессе формирования очага реакции при нагревании включения радиуса 100 нм при превышении критической плотности энергии на 1.5 %. На легенде приведены значения времени (нс), отсчитанного от максимума интенсивности импульса. Полученные данные (рис. 3) удовлетворительно согласуются с отмеченным ранее свойством модели [10]: при возбуждении реакции короткими импульсами очаг возникает на некотором расстоянии от границы включения из-за большой теплопроводности последнего. Из рисунка также следует, что характерная температура, при которой в очаге происходит переход в самоускоряющийся режим, составляет около 1200 К. Развитие очага происходит за доли наносекунды в силу Аррениусовской температурной зависимости константы скорости разложения и большой энергии активации.

На рис. 4 приведены рассчитанные зависимости критической плотности энергии инициирования от радиуса включений алюминия в тэне при длительности импульса 20 нс без учета особенностей поглощения света ( $Q_{abs} = 1$ ). Кривая имеет минимум, который приходится на область радиусов 70 – 80 нм, что согласуется с особенностями, отмеченными ранее в [7]. Они связаны с тем, что сечение поглощения принимается равным  $\pi R^2$ , а характерная теплоемкость системы включение – слой вещества матрицы может быть представлена в виде:

$$\frac{4\pi}{3} \cdot \left( c_M R^3 + c \left( \left( R + \sqrt{2\alpha/k_i} \right)^3 - R^3 \right) \right),$$

где  $h \approx \sqrt{2\alpha/k_i}$  – толщина прогреваемого за время импульса слоя энергетического материала. В результате получается, что зависимость максимальной температуры нагрева от радиуса включения в инертной среде имеет максимум, положение которого примерно соответствует минимуму на зависимости критической плотности энергии инициирования.

Критическая плотность энергии излучения, которая должна наблюдаться в эксперименте, равна отношению величин приведенных на рис. 3 и рис. 1:  $H_1(R) = H_c(R)/Q_{abs}(R, \lambda)$ . Графики  $H_1(R)$  для наночастиц алюминия в тэне при длине волны 1064 и 532 приведены на рис. 5. Учет зависимости коэффициента эффективности поглощения от длины волны лазерного импульса приводит к двум основным эффектам. Во-первых, изменяется глубина минимума на зависимости критической плотности энергии от радиуса включения. Во-вторых, изменяется положение минимума. В случае алюминиевых включений наименьшая плотность энергии увеличивается с 70.8 мДж/см<sup>2</sup> (без учета коэффициента эффективности поглощения) до 206.7 мДж/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 1064$  нм) и 152.6 мДж/см<sup>2</sup> ( $\lambda = 532$  нм). Положения минимумов на зависимостях составляют 76, 100 и 49 нм соответственно (рис. 5). Таким образом, модель предсказывает уменьшение критической плотности энергии при уменьшении длины волны импульсного излучения.

Рассчитанные минимальные плотности энергии на первой и второй гармониках неодимового лазера различаются в 1.4 раза, что хорошо согласуется с экспериментом (для первой гармоники неодимового лазера – 1.15 Дж/см<sup>2</sup>, для второй – 0.7 Дж/см<sup>2</sup>), где различие составляет 1.6 раз.

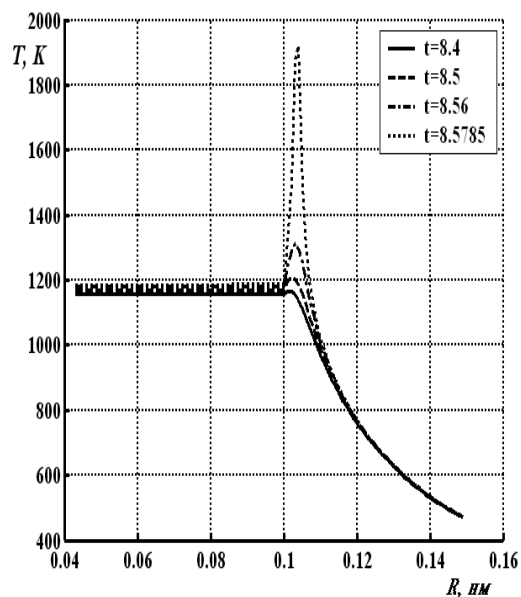


Рис. 3. Распределение температуры у границы алюминий-тэн. На легенде указаны соответствующие моменты времени в наносекундах, отчитанные от максимума интенсивности излучения

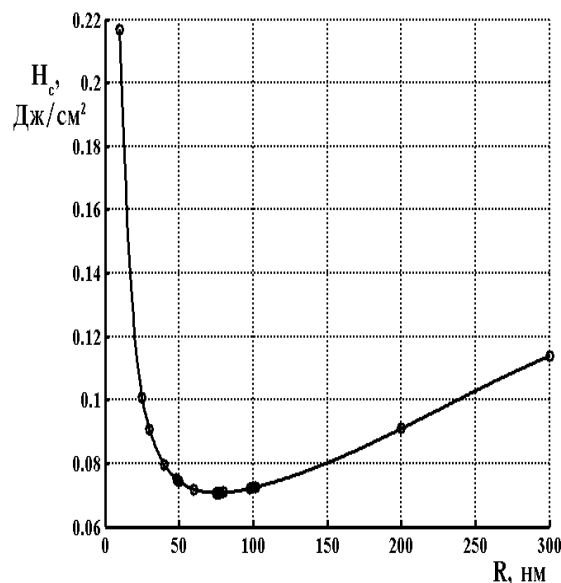


Рис. 4. Рассчитанная зависимость критической плотности энергии инициирования от радиуса алюминиевых включений в матрице тэна без учета эффективности поглощения

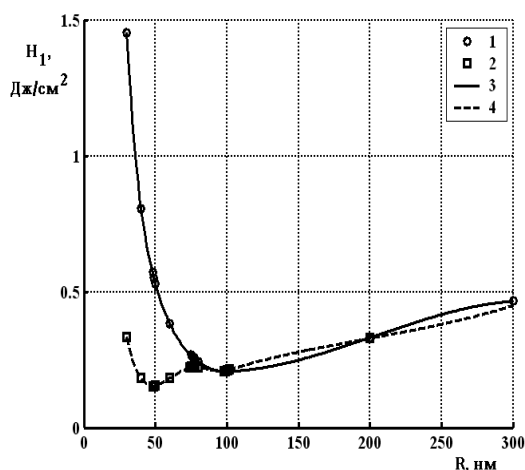


Рис. 5. Зависимости критической плотности энергии инициирования от радиуса алюминиевых включений в матрице тэна при  $\lambda = 1064$  (1, 3) и  $532$  нм (2, 4). 1, 2 – численное моделирование, 3, 4 – сплайн интерполяция

#### Заключение

В работе экспериментально измерены значения критической плотности энергии лазерного инициирования тэна, содержащего наночастицы алюминия, на длинах волн 1064 и 532 нм. Проведено моделирование зависимости критической плотности энергии лазерного инициирования энергетических материалов от радиуса наноразмерных металлических добавок с учетом рассчитываемых в рамках теории Ми коэффициентов эффективности поглощения света. Показано, что при оценке критической плотности энергии и радиуса наиболее опасного включения следует учитывать как теплофизические, так и оптические характеристики энергетического материала и материала включения. Результаты эксперимента и расчетов качественно и количественно согласуются между собой.

Авторы благодарят В. Г. Кригера, В. П. Ципилева М. Лисицина за интересные дискуссии.

#### Литература

1. Ananyeva M. V., Kriger V. G., Kalenskii A. V., Zvekov A. A., Borovicova A. P., Grishaeva E. A., Zycov I. Yu. Comparative analysis of energetic materials explosion chain and thermal mechanisms // Известия вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 11/3. С. 13 – 17.
2. Fair H. D., Walker R. F. Energetic Materials. vol. 1. Physics and chemistry of the inorganic azides. NY; London: Plenum Press, 1977. 382 p.
3. Kalenskii A. V., Kriger V. G., Zvekov A. A., Grishaeva E. A., Zycov I. Yu., Nikitin A. P. The Microcenter Heat Explosion Model Modernization // Известия вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 11/3. С. 62 – 66.
4. Borovicova A. P., Kriger V. G., Kalenskii A. V., Anan'eva M. V., Zvekov A. A. Time-space parameters of the explosive decomposition of energetic materials moving reaction wave // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 11 – 3. С. 25 – 29.

5. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Фурега Р. И., Звекон А. А., Каленский А. В. Взрывчатое разложение ТЭНа с нанодобавками алюминия при воздействии импульсного лазерного излучения различной длины волны // *Химическая физика*. 2013. Т. 32. № 8. С. 39 – 42.
6. Каленский А. В., Звекон А. А., Ананьева М. В., Зыков И. Ю., Кригер В. Г., Адуев Б. П. Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии иницирования энергетических материалов // *Физика горения и взрыва*. 2014. Т. 50. № 3. С. 98 – 104.
7. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Зыков И. Ю., Адуев Б. П. Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включения в прозрачных средах // *Физика горения и взрыва*. 2012. Т. 48. № 6. С. 54 – 58.
8. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Ананьева М. В., Боровикова А. П. Диффузионная модель разветвленной цепной реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов // *Химическая физика*. 2009. Т. 28. № 8. С. 67 – 71.
9. Адуев Б. П., Нурмухаметов Д. Р., Белокуров Г. М., Звекон А. А., Каленский А. В., Никитин А. П., Лисков И. Ю. Исследование оптических свойств наночастиц алюминия в тетранитропентаэритрите с использованием фотометрического шара // *Журнал технической физики*. 2014. Т. 84. № 9. С. 126 – 131.
10. Ананьева М. В., Каленский А. В., Гришаева Е. А., Зыков И. Ю., Никитин А. П. Кинетические закономерности взрывного разложения ТЭНа, содержащего наноразмерные включения алюминия, кобальта и никеля // *Вестник КемГУ*. 2014. № 1(57). С. 194 – 200.
11. Каленский А. В., Ананьева М. В., Кригер В. Г., Звекон А. А. Коэффициент захвата электронных носителей заряда на экранированном отталкивающем центре // *Химическая физика*. 2014. Т. 33. № 4. С. 11 – 16.
12. Кригер В. Г., Каленский А. В., Захаров Ю. А. Единый механизм фото- и радиационно-стимулированного разложения азидов тяжелых металлов // *Материаловедение*. 2005. № 7. С. 10 – 15.
13. Кригер В. Г., Каленский А. В., Коньков В. В. Пороговая энергия иницирования азидов серебра эксимерным лазером // *Материаловедение*. 2003. № 7. С. 2 – 8.
14. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А. Релаксация электронно-возбужденных продуктов твердофазной реакции в кристаллической решетке // *Химическая физика*. 2012. Т. 31. № 1. С. 18 – 22.
15. Каленский А. В., Булушева Л. Г., Кригер В. Г., Мазалов Л. Н. Моделирование граничных условий при квантово-химических расчетах азидов металлов в кластерном приближении // *Журнал структурной химии*. 2000. Т. 41. № 3. С. 605 – 608.
16. Гришаева Е. А., Каленский А. В., Ананьева М. В., Звекон А. А. Неизотермическая модель разветвленной цепной реакции взрывного разложения энергетических материалов // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. 2013. Т. 10. № 1. С. 44 – 49.
17. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Боровикова А. П., Гришаева Е. А. Определение ширины фронта волны реакции взрывного разложения азидов серебра // *Физика горения и взрыва*. 2012. Т. 48. № 4. С. 129 – 136.
18. Ананьева М. В., Звекон А. А., Зыков И. Ю., Каленский А. В., Никитин А. П. Перспективные составы для капсуля оптического детонатора // *Перспективные материалы*. 2014. № 7. С. 5 – 12.
19. Кригер В. Г., Каленский А. В., Звекон А. А., Зыков И. Ю., Никитин А. П. Процессы теплопереноса при лазерном разогреве включений в инертной матрице // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20. № 3. С. 375 – 382.

**Информация об авторах:**

**Каленский Александр Васильевич** – профессор кафедры химии твердого тела КемГУ, [kriger@kemsu.ru](mailto:kriger@kemsu.ru).  
*Alexander V. Kalenskii* – Professor at the Department of Solid State Chemistry, Kemerovo State University.

**Зыков Игорь Юрьевич** – аспирант кафедры химии твердого тела КемГУ, [kriger@kemsu.ru](mailto:kriger@kemsu.ru).  
*Igor Yu. Zykov* – post-graduate student at the Department of Solid State Chemistry, Kemerovo State University.

**Ананьева Марина Владимировна** – научный сотрудник кафедры химии твердого тела КемГУ, [kriger@kemsu.ru](mailto:kriger@kemsu.ru).

*Marina V. Anan'eva* – Research Associate at the Department of Solid State Chemistry, Kemerovo State University.

**Звекон Александр Андреевич** – научный сотрудник Института Углекими и Химического Материаловедения СО РАН, [kriger@kemsu.ru](mailto:kriger@kemsu.ru).

*Alexander A. Zvekov* – Research Associate at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

**Адуев Борис Петрович** – доктор физико-математических наук, заместитель директора по научной работе Института углекими и химического материаловедения СО РАН, [lesinko-iuxm@yandex.ru](mailto:lesinko-iuxm@yandex.ru).

**Boris P. Aduiev** – Doctor of Physics and Mathematics, Vice Director of Science at the Institute of Coal Chemistry and Material Science of the Siberian Branch of the RAS.

*Статья поступила в редколлегию 28 июля 2014 г.*