

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 544.454

ВЗРЫВЧАТОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ТЭНа С НАНОДОБАВКАМИ АЛЮМИНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

© 2013 г. Б. П. Адуев¹, Д. Р. Нурмухаметов¹, Р. И. Фурегга¹, А. А. Звеков¹, А. В. Каленский²

¹Институт углекислотной и химического материаловедения Сибирского отделения
Российской академии наук, Кемерово

²Кемеровский государственный университет

E-mail: lesinko-iuxm@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.07.2012

В работе проведены измерения порога взрывчатого разложения тэна с добавкой 0.1 мас. % наночастиц алюминия при воздействии первой и второй гармоник неодимового лазера с длительностью импульса 12 нс, а также сравнение экспериментальных и теоретических результатов. Сделаны выводы, что в результате поглощения излучения происходит нагрев наночастиц с образованием очагов химического разложения в окрестности горячей точки и инициирование взрывного разложения не связано с оптическим пробоем образца.

Ключевые слова: взрыв, тэн, наночастицы, лазер, импульс.

DOI: 10.7868/S0207401X13080025

В настоящее время экспериментально установлено, что с помощью добавок ультрадисперсных частиц металлов и соединений, поглощающих свет, можно эффективно регулировать чувствительность взрывчатых веществ к воздействию лазерных импульсов наносекундной длительности [1–6]. Однако микромеханизм инициирования химической реакции на начальной стадии до настоящего времени остается дискуссионным.

В [7] в качестве механизма прямого лазерного инициирования низкоплотных ВВ без добавок предложен оптический пробой. В рамках этого механизма в поле электромагнитной волны при достижении критического значения напряженности E_{cr} происходит оптический пробой ВВ. В области энерговода образуется плазма, поглощающая лазерное излучение. В результате развивается химическая реакция, приводящая к взрывному разложению.

В соответствии с распространенной точкой зрения на механизм лазерного инициирования ВВ с добавками [8–11] предполагается нагрев поглощающих свет оптических неоднородностей до высокой температуры, что создает условия для воспламенения ВВ в горячих точках и последующего взрывчатого разложения. Представляет интерес экспериментально проверить возможность реализации механизма с оптическим пробоем при лазерном инициировании ВВ с добавками. Это можно осуществить, исследуя зависимость

порога взрывчатого разложения от частоты лазерного излучения.

В наших предыдущих работах [3–6] исследован порог взрывчатого разложения тетранитропентаэритрита (тэна) с добавками наночастиц алюминия в зависимости от концентрации добавок при инициировании взрыва первой гармоникой лазера на стекле с неодимом, работающего в режиме модуляции добротности ($\lambda = 1060$ нм, $\tau = 20$ нс). Установлено, что наименьший порог, соответствующий 50%-ной вероятности взрыва, достигается при использовании добавок алюминия (мас. %) и составляет $H_{cr} = 1.4$ Дж/см².

В настоящей работе измерены пороги взрывчатого разложения тэна с добавками 0.1 мас. % наночастиц алюминия при инициировании взрыва первой и второй гармониками YAG:Nd³⁺-лазера, работающего в режиме модуляции добротности ($\lambda = 1064$ нм, $\tau = 12$ нс), и проведен теоретический анализ экспериментальных результатов.

Для подготовки экспериментальных образцов использовались те же материалы, что и в работах [3–6]: порошок тэна с узким гранулометрическим распределением по размерам с максимумом при 1–2 мкм и порошок алюминия – с максимумом при 100–120 нм. Процедура подготовки образцов не отличалась от описанной в [3]. В порошок тэна добавляли частицы Al до получения концентрации, соответствующей 0.1 мас. %. Смесь помещали в гексан и перемешивали в ультразвуковой

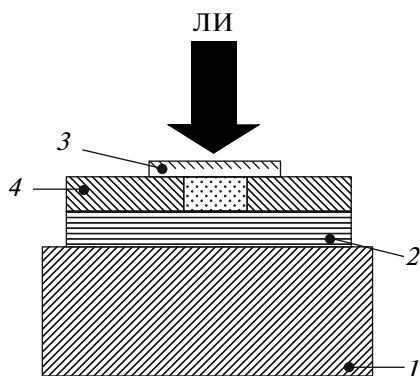


Рис. 1. Экспериментальная ячейка (обозначения см. в тексте статьи).

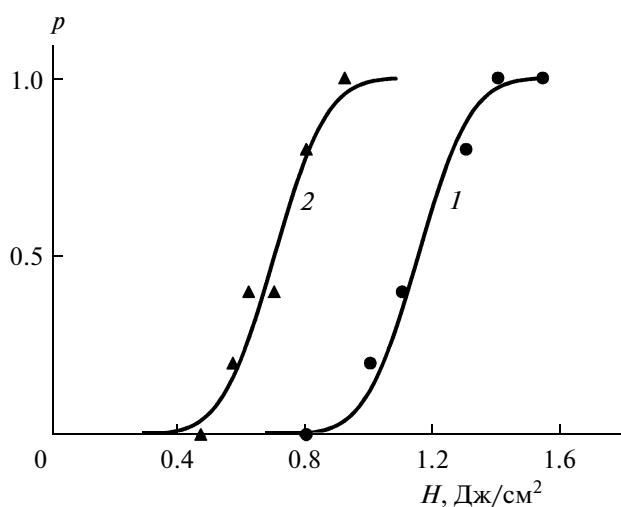


Рис. 2. Зависимость вероятности взрывчатого разложения от плотности энергии лазерного излучения при инициировании первой (1) и второй (2) гармоникой. Содержание добавок алюминия в образцах 0.1 мас. %.

ванне для получения равномерного распределения частиц в объеме смеси. После этого проводили испарение гексана, сушку смеси и навеску образца. Образцы прессовались с помощью гидравлического пресса с использованием специальной пресс-формы в медной пластине толщиной 1 мм, в центре которой имелось отверстие диаметром 3 мм. При прессовании давление поднималось в течение 30 мин до величины 1.8 ГПа.

Плотность образца рассчитывали по формуле $\rho = 4m/\pi d^2 h$, где m – масса, d – диаметр, h – толщина образца соответственно. Масса образца измерялась на аналитических весах с точностью измерения 0.1 мг, диаметр с помощью оптического микроскопа с точностью 0.1 мм, высота – с помощью микрометра с точностью 5 мкм. Расчет погрешности однократного измерения, ρ , составил менее 1%. После прессования получа-

лись образцы диаметром 3 мм и толщиной 1 мм с расчетной плотностью 1.65–1.76 г/см³. Для эксперимента отбирались образцы с плотностью $\rho = (1.73 \pm 0.03)$ г/см³. При этом масса образца составляла $m = (12.2 \pm 0.2)$ мг.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. На массивную стальную подложку (1) помещалась дюралевая пластина-свидетель (2), на которую помещалась медная пластина с образцом (4). Образец накрывался стеклянной пластиной (3) толщиной 1 мм для уменьшения газодинамической разгрузки после воздействия лазерного импульса (ЛИ). За факт взрывчатого превращения образца принималось наличие отпечатка на пластине-свидетеле с диаметром, равным диаметру образца. Излучение фокусировалось на образец с помощью телескопического двухлинзового объектива. Диаметр облучаемого пятна составлял 2.5 мм. Контроль энергии лазера осуществлялся с помощью калориметра ИМО-2Н. Относительная статистическая флуктуация энергии импульса лазера составляет не более 3%, поэтому в эксперименте контроль энергии единичных импульсов не проводился. Изменение энергии импульсов проводилось с помощью нейтральных светофильтров.

Измерялась зависимость вероятности взрыва образцов от плотности энергии инициирующего импульса. На фиксированных плотностях энергии последовательно облучали 10 образцов единичным импульсом и определяли вероятность взрыва. Эксперименты проводили с использованием первой (1064 нм) и второй (532 нм) гармоники лазера. Результаты представлены на рис. 2. Из кривых вероятностей взрыва, представленных на рис. 2, следует, что критическая плотность энергии, соответствующая 50%-ной вероятности взрыва, для первой гармоники равна $H(\omega_1) = 1.15$ Дж/см², для второй гармоники $H(\omega_2) = 0.7$ Дж/см². С нашей точки зрения, этот результат позволяет исключить оптический пробой образца как доминирующий механизм инициирования взрыва.

Действительно, критическую напряженность поля E_{cr} , при которой происходит пробой при воздействии лазерных импульсов, можно описать формулой [12]

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

где $E_{cr}^0(0)$ – напряженность поля пробоя диэлектрика в статическом электрическом поле, ω – частота лазерного излучения, τ – время релаксации импульса электрона в кристалле, которое, например, в случае ионных кристаллов может быть чрезвычайно малым: $\tau \leq 10^{-15}$ с.

В случае $\omega^2 \tau^2 \ll 1$, зависимость E_{cr} от частоты лазерного излучения отсутствует, в случае $\omega^2 \tau^2 \geq 1$, $E_{cr}(\omega_2) > E_{cr}(\omega_1)$. Объемная плотность поглощенной

энергии в образце $W_{cr} \sim H_{cr}$. С другой стороны, $W_{cr} = (\epsilon\epsilon_0 E_{cr}^2)/2$, а следовательно, в случае инициирования химической реакции в результате оптического пробоя образца $H_{cr}(\omega_2) \geq H_{cr}(\omega_1)$. В эксперименте наблюдается прямо противоположный результат.

Теперь рассмотрим второй вариант, связанный с поглощением света оптическими неоднородностями и их нагревом. В большинстве теоретических работ по микроочаговой модели инициирования теплового взрыва в условиях лазерного воздействия полагалось, что коэффициентами эффективности поглощения света включениями, Q_{abs} , равен единице (сечение поглощения и геометрическое сечение включения равны друг другу) и не зависит от длины волны света и радиуса включения. Экспериментальное определение величины Q_{abs} значительно затруднено уже потому, что образец содержит включения с некоторым распределением по размерам. Из-за этого может быть зафиксирован лишь средний для такого распределения коэффициент эффективности поглощения. В то же время величина Q_{abs} может быть рассчитана в рамках теории Ми и ее модификаций для ряда частиц простой формы: сфер [13, 14], цилиндров [14], двуслойных сфер [15] и т.д. Применимость теории Ми, рассматривающей вещество как сплошную среду, к поглощению света включениями металлов определяется тем, что характерный размер включений значительно больше атомных размеров и толщины экранирующего слоя металлов [14].

Коэффициент эффективности поглощения (Q_{abs}) сферическим включением диаметра d в рамках теории Ми рассчитывается как разность коэффициентов эффективности экстинкции (Q) и рассеяния (Q_{sca}) [13, 14]:

$$Q_{abs} = Q - Q_{sca}.$$

Последние представляются как суммы бесконечного ряда от вспомогательных коэффициентов c_l и b_l :

$$Q_{sca} = \frac{2}{\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (|c_l|^2 + |b_l|^2),$$

$$Q = \frac{2}{\rho^2} \text{Im} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (c_l - b_l),$$

где $\rho = \pi d m_0 / \lambda$, m_0 – показатель преломления среды, $m = m_i / m_0$ – комплексный показатель преломления включения относительно среды. Коэффициенты в рядах c_l и b_l определяются из граничных условий для электрического и магнитного полей на поверхности включения [13, 14]:

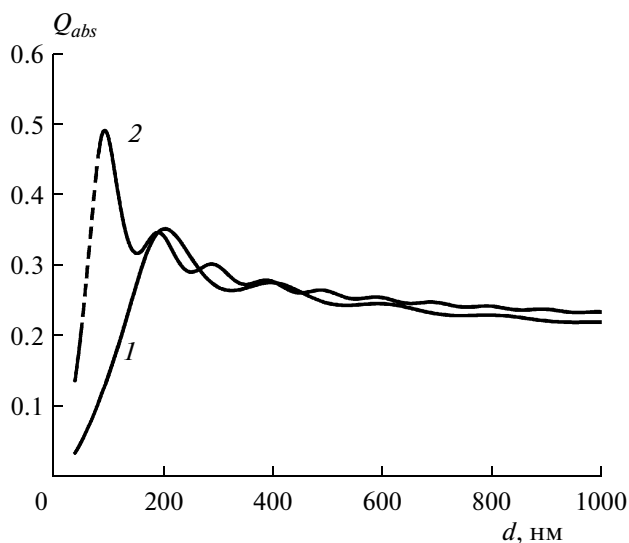


Рис. 3. Зависимость коэффициента эффективности поглощения света, Q_{abs} , от диаметра алюминиевых включений в матрице тэна: 1 – 1064 нм, 2 – 532 нм.

$$c_l = i \frac{\psi_l(\rho)\psi_l'(m\rho) - m\psi_l'(\rho)\psi_l(m\rho)}{\zeta_l(\rho)\psi_l'(m\rho) - m\zeta_l'(\rho)\psi_l(m\rho)},$$

$$b_l = -i \frac{\psi_l'(\rho)\psi_l(m\rho) - m\psi_l(\rho)\psi_l'(m\rho)}{\zeta_l'(\rho)\psi_l(m\rho) - m\zeta_l(\rho)\psi_l'(m\rho)},$$

где штрих обозначает производные соответствующих функций. Специальные функции $\psi_l(\rho)$ и $\zeta_l(\rho)$ связаны с функциями Бесселя $J_{l+0.5}(\rho)$ и Ганкеля $H_{l+0.5}^{(2)}(\rho)$ дробного порядка соотношениями

$$\psi_l(\rho) = (\pi\rho/2)^{1/2} J_{l+0.5}(\rho),$$

$$\zeta_l(\rho) = (\pi\rho/2)^{1/2} H_{l+0.5}^{(2)}(\rho).$$

Коэффициенты разложения по специальным функциям электрического и магнитного полей в рассеянной включением электромагнитной волне получаются из величин c_l и b_l путем умножения их на $i^l(2l+1)/l(l+1)$ и $-i^l(2l+1)/l(l+1)$ соответственно. Для повышения скорости вычислений при расчетах значений специальных функций и их производных использовались рекуррентные соотношения между ними.

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 диаметра включений приведены на рис. 3. При моделировании полагали, что коэффициент преломления тэна составляет $m_0 = 1.54$ и не зависит от длины волны света. Значения коэффициентов преломления алюминия на длинах волн 1064 и 532 нм со-

ставляли $m_i = 1.67 - 9.12i$ и $0.71 - 5.85i$ соответственно [16].

Кривые имеют максимум, положение которого определяется в основном длиной волны света. При меньших диаметрах кривая спадает до нуля, причем в пределе $d \rightarrow 0$ выполняется закон Рэлея. При больших диаметрах 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 $\rho = \pi d m_0 / \lambda$ и $m\rho$. Если бы величина m не зависела от длины волны, то зависимости $Q_{abs}(r)$ для двух длин волн могли бы быть совмещены при изменении масштаба оси абсцисс. Действительная и мнимая части m могут изменяться в несколько раз при изменении длины волны [16], 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 [16]. В результате действия обоих факторов наблюдается сдвиг максимума эффективности поглощения в сторону малых диаметров включений (рис. 3). Для первой гармоники максимум эффективности поглощения наблюдается при диаметре включения 204 нм, а для второй — при диаметре включения 96 нм. Кроме того, возрастает амплитуда максимума от 0.351 на длине волны 1064 нм до 0.490 на длине волны 532 нм.

Отношение экспериментально определенных критических плотностей энергии на первой и второй гармониках составляет $H_{1064}/H_{532} = 1.64$. Величина Q_{abs} определяет долю падающей на поверхность включения энергии, которая поглощается. Поэтому, в первом приближении, отношение критических плотностей энергии для двух разных длин волн должно быть равно обратному отношению коэффициентов эффективности поглощения: $H_{1064}/H_{532} = Q_{abs\ 532}/Q_{abs\ 1064}$. Согласно рассчитанным зависимостям, при уменьшении диаметра включений от 140 до 100 нм данное отношение возрастает с 1.37 до 3.43, что на качественном уровне согласуется с результатами эксперимента. Количественное расхождение связано, по-видимому, с тем, что при расчетах использовались значения показателей преломления алюминия при комнатной температуре. В процессе разогрева температура включения может изменяться в широких пределах. Комплексная часть показателя преломления уменьшается при росте температуры из-за усиления процессов рассеяния электронов колебаниями решетки. Это обстоятельство приводит к росту эффективности поглощения, кото-

рое может быть неодинаковым для разных длин волн падающего излучения. К сожалению, оценить роль данного эффекта пока не удалось из-за недостатка экспериментальных данных.

Фундаментальное значение полученного экспериментального результата заключается в том, что он доказывает различную эффективность поглощения света на различных длинах волны включениями размером менее 0.2 мкм, что необходимо учитывать в модели инициирования взрыва.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-03-00897).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г., Нелюбина Н.В., Нурмухаметов Д.Р. // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45. № 1. С. 68.
2. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Пузынин А.В. // Хим. физика. 2009. Т. 28. № 11. С. 50.
3. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 3. С. 63.
4. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. 2010. Т. 7. № 1. С. 112.
5. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Нелюбина Н.В. // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 3. С. 1.
6. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М. // Хим. физика. 2012. Т. 31. № 7. С. 1.
7. Таржанов В.И., Зинченко А.Д., Сдобнов В.И. и др. // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32. № 4. С. 113.
8. Таржанов В.И., Сдобнов В.И., Зинченко А.Д., Погребов А.И. // Тез. докл. XI междунар. конф. "Забабахинские научные чтения". Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2012. С. 109.
9. Иоффе В.Б., Долголаптев А.В., Александров В.Е., Образцов А.П. // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21. № 3. С. 51.
10. Александров Е.А., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. 1989. № 1. С. 3.
11. Александров В.Е., Долголаптев А.В., Иоффе В.Б. и др. // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19. № 4. С. 17.
12. Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. Шапиро С. М.: Мир.
13. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1951.
14. Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
15. Aden A.L., Kerker M. // J. Appl. Phys. 1951. V. 22. № 10. P. 1242.
16. Андреев С.В., Губанова Л.А., Путилин Э.С. Оптические покрытия. СПб.: СПбГУИТМО, 2006.