

УДК 662.215+535.3

## НАГРЕВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

Л. В. Бачурин<sup>1</sup>, В. И. Колесов<sup>2</sup>, А. Н. Коновалов<sup>1</sup>, В. А. Ульянов<sup>1</sup>,  
Н. В. Юдин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 119333 Москва, ank27.ift@mail.ru

<sup>2</sup>Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, 125480 Москва

Изучен процесс нагрева энергетических материалов излучением лазеров с непрерывной накачкой с волоконной доставкой излучения на длинах волн ближнего ИК-диапазона 0.98, 1.56 и 1.94 мкм. Использовались прессованные образцы вторичных взрывчатых веществ (ВВ), а также дымный порох в виде порошка. Измерены длительность линейного участка нарастания температуры и скорость ее нарастания в начальный момент времени после воздействия лазерного излучения. Установлено, что скорость нарастания температуры в начальный момент времени пропорциональна мощности лазерного излучения  $aP$ . При диаметре лазерного пучка 600 мкм, выходящего из волокна, коэффициент пропорциональности  $a$  для вторичных ВВ составил  $6 \div 250$  К/(с · Вт) при длине волны 0.98 мкм и  $40 \div 2000$  К/(с · Вт) при длинах волн 1.56 и 1.94 мкм. Для порошка дымного пороха  $a = 7000 \div 15000$  К/(с · Вт), что на порядок и более выше, чем для большинства изученных нами вторичных ВВ. Исследована возможность повышения эффективности лазерного разогрева вторичных ВВ при нанесении на поверхность образцов поглощающей тонкой пленки. Исследована динамика нагрева и начальная стадия воспламенения энергетических материалов при воздействии лазерного излучения.

Ключевые слова: энергетические материалы, лазерное инициирование, лазерный нагрев.

DOI 10.15372/FGV20180410

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование лазерного инициирования энергетических материалов (ЭМ) началось с появлением первых лазеров [1]. Интерес к данной теме не пропадает и по сегодняшний день [2–9], поскольку поиск методов инициирования ЭМ, альтернативных электрическим методам, имеет большую практическую ценность. Особенно перспективной является разработка лазерных дистанционных (расстояние  $\approx 1$  км) методов инициирования взрывчатых веществ (ВВ) в промышленных целях, например в геолого-разведочных работах и при добыче полезных ископаемых.

В большей части работ изучалось воздействие на ЭМ импульсных лазерных источников [5, 6, 8, 9], генерирующих излучение в режиме модуляции добротности. Чаще всего это неодимовый лазер, генерирующий импульсы в диа-

пазоне  $10 \div 30$  нс на основной длине волны генерации (1.06 мкм) и на второй гармонике. Также известны исследования и по воздействию излучения CO<sub>2</sub>-лазера [7].

Несмотря на почти полувековую историю исследований в этом направлении, до сих пор данная технология инициирования детонации ВВ не нашла широкого применения в промышленности. Это связано с тем, что подобные импульсные лазерные источники дороги и их излучение проблематично передавать на большие расстояния современными методами оптоволоконной техники. Практический интерес в задачах дистанционного лазерного инициирования ВВ, на наш взгляд, представляют диодные лазеры с волоконным выводом излучения непрерывной генерации, в разработке и использовании которых в последнее десятилетие наблюдается заметный прогресс. Они активно используются, например, в машиностроении для резки и сварки материалов, для лазерной гравировки [10], а также в медицине [11]. Эти лазеры, как правило, работают в режиме непрерывной накачки и позволяют получать выходное излучение в диапазоне  $0.9 \div 2$  мкм с

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-29-01072-офи).

© Бачурин Л. В., Колесов В. И., Коновалов А. Н., Ульянов В. А., Юдин Н. В., 2018.

выходной мощностью в сотни и более ватт. Такое излучение можно передавать с помощью оптоволоконной техники на большие расстояния, в отличие от лазеров, генерирующих мощные импульсы с высокими пиковыми интенсивностями, которые могут приводить к оптическому разрушению волокна.

Работ, посвященных исследованию воздействия излучения диодных и волоконных лазеров непрерывной генерации на ВВ, в литературе не так много [12–14]. В подавляющем большинстве экспериментальных работ по этой тематике приводятся данные по порогу инициирования и времени задержки. В [12] изучалась возможность инициирования ряда ЭМ ( $\alpha$ -октоген, гексоген, тэн, тротил) излучением диодного лазера с длиной волны 0.808 мкм мощностью до 2.6 Вт при разных давлениях и длительности воздействия 100 мс. В [13] изучалось лазерное инициирование ряда пиротехнических ЭМ, включая дымный порошок, непрерывным излучением аргонового (длина волны 500 нм, мощность до 5 Вт) и полупроводникового лазеров (длина волны 784 нм, мощность до 1 Вт). Интенсивность излучения на поверхности образцов варьировалась в диапазоне  $30 \div 130$  Вт/см<sup>2</sup> при длине волны 500 нм и  $100 \div 700$  Вт/см<sup>2</sup> при 784 нм. Получено время инициирования  $0.3 \div 1.1$  с. Задержка инициирования дымного пороха полупроводниковым лазером оказалась более чем на порядок меньше, чем при инициировании аргоновым лазером. Авторы делают вывод о большей перспективности именно полупроводникового лазера для задач инициирования топлива в ракетных двигателях.

В отличие от большинства работ по воздействию лазеров непрерывной генерации на ЭМ, в работе [14] исследовалась динамика температуры образцов в центре лазерного пятна. Изучались образцы вторичных ВВ (гексоген, тэн, ТНТ и др.) при воздействии излучения диодных и волоконных лазеров на трех длинах волн (523, 785 и 1550 нм). Результат воздействия лазерного излучения определялся по изменениям на поверхности образцов ЭМ. По этим изменениям находили пороги плавления и разложения ЭМ. Пороги разложения/плавления для ряда материалов оказались ниже при длине волны 1550 нм и составили  $1.5 \div 2.0$  Вт. Следует отметить, что приведенные в работе [14] данные не совсем информативны, поскольку температура регистрировалась тепловизионной камерой с низкой ско-

ростью (10 Гц), а лазерный нагрев характеризовался максимальной температурой по истечении 120 с нагрева. Ясно, что при таких временах (от 100 мс до 120 с) температурный фронт успевает переместиться на значительное расстояние. В этом случае порог плавления/разложения будет сильно зависеть как от размеров образцов, так и от граничных условий (теплоотвод на границе образца).

Таким образом, можно констатировать, что в экспериментальных исследованиях воздействия непрерывного лазерного излучения на ЭМ слабо представлены результаты по динамике температуры и эффективности лазерного нагрева на длинах волн  $0.9 \div 2$  мкм. На наш взгляд, начальный рост температуры, который характеризует эффективность лазерного энергоклада при непрерывном лазерном излучении, является важной характеристикой лазерного воздействия на ЭМ. По этой величине можно делать прогнозы относительно возможности инициирования и времени задержки зажигания.

Открытым остается вопрос об оптимальных длинах волн и видах ЭМ (нитросоединения или другие материалы) с точки зрения эффективного лазерного разогрева. Изучение коэффициента поглощения для большинства ЭМ в твердом виде крайне затруднительно из-за сильного светорассеяния поликристаллических образцов. Все органические соединения характеризуются значительными коэффициентами поглощения в средней инфракрасной области ( $2.5 \div 25$  мкм), где располагаются основные полосы их колебательных спектров (фундаментальные колебания). Значительно хуже изучены спектральные свойства ЭМ в ближнем ИК-диапазоне ( $0.8 \div 2.5$  мкм), который представляет наибольший практический интерес в связи с использованием современных доступных лазерных источников. В этой области преобладают 1–3 обертона валентных колебаний связей С—Н, N—N и O—N. Из-за низкой поглощающей способности таких ЭМ в ряде работ предлагается проводить их фотосенсибилизацию путем введения в композиции поглощающих свет частиц: оксидов металлов, сажи и пр. [8, 9, 15, 16].

Цель данной работы — исследование эффективности лазерного нагрева энергетических материалов разных классов излучением ближнего ИК-диапазона в режиме как объемного, так и приповерхностного нагрева при

Таблица 1

## Свойства использованных в работе ЭМ

№ п/п	Вещество	Сокращение, тривиальное название	$T_m$ , °C	$T_{ign}$ , °C
1	2,2',4,4',6,6'-гексанитродифениламин	ГНДФА	245 с разл.	≈250
2	N-метил-N,2,4,6-тетранитроанилин	Тетрил	129.5	≈190
3	3-нитро-1,2,4-триазол-5-он	НТО	>269 с разл.	≈270 ÷ 280
4	Тетранитрат пентаэритрита	Тэн	141.3	≈215
5	2,4,6-тринитрофенол	ПК	122.5	≈300
6	2,4,6,8,10,12-гексанитро-2,4,6,8,10,12-гексаазатетрацикло[5.5.0.0 <sup>3,11</sup> .0 <sup>5,9</sup> ]додекан	ε-ГНИВ	>250 с разл.	≈250 ÷ 260
7	1,3,5-тринитро-1,3,5-триазациклогенсан	Гексоген	204.1	≈230
8	2,4,6-тринитротолуол	ТНТ	80.9	≈290
9	Механическая смесь нитрата калия, древесного угля и элементарной серы	Дымный порох, ДРП	—	≈310 ÷ 315

Примечание.  $T_m$  — температура плавления,  $T_{ign}$  — температура воспламенения.

дополнительной фотосенсибилизации поверхностного слоя.

## 1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для исследования были выбраны несколько классов ЭМ с различными оптическими, термическими и иными свойствами (табл. 1) [17]: нитраминаы (гексоген, ε-ГНИВ, тетрил); нитроэфир (тэн); нитроароматические соединения (ТНТ, пикриновая кислота (ПК), ГНДФ, тетрил); гетероциклическое C-нитросоединение (НТО); пиротехническая смесь с окислителем нитратом калия (дымный порох). Следует обратить внимание, что не все использованные ЭМ способны к устойчивому горению при атмосферном давлении.

ЭМ синтезировали и очищали по известным методикам [18, 19]. Идентичность контролировали методами ИК-, ПМР- и масс-спектрокопии. Чистоту определяли по температуре плавления хроматографическими и спектральными методами, для всех соединений она была не менее 99.0 %. Образцы готовили прессованием порошков ЭМ в стальной матрице диаметром 6 мм при давлении 6 000 атм, за исключением гексанитродифениламина (ГНДФА), который прессовали при 3 000 атм. При прессовании образцов ε-ГНИВ и гексогена добавляли ацетон в количестве ≈5 % с последующей сушкой. Дымный порох марки ДРП-4 использовали в виде порошка.

В качестве источников лазерного излучения применяли лазеры с непрерывной накачкой: полупроводниковый лазер мощностью до  $P = 10$  Вт с длиной волны  $\lambda = 0.98$  мкм (ООО «РИК»); волоконный многомодовый лазер с  $\lambda = 1.56$  мкм и  $P \leq 10$  Вт (ООО НТО «ИРЭ-Полюс»); волоконный многомодовый лазер с  $\lambda = 1.94$  мкм и  $P \leq 15$  Вт (ООО НТО «ИРЭ-Полюс»).

Для доставки излучения использовалось многомодовое волокно диаметром  $600 \pm 30$  мкм. Контроль подводимой выходной мощности осуществлялся измерителем мощности FieldMaster (Coherent). Температурные поля и динамику нагрева регистрировали с помощью тепловизионной камеры FLIR A600-series с дополнительным объективом для увеличения и получения изображения с разрешением 50 мкм на 1 пиксель. Динамику плавления и начальной стадии горения изучали с помощью скоростной камеры Fastcam SA3 (Photron). Для регистрации лазерного излучения использовался фотоприемник (ThorLabs, модель PDA10D) InGaAs с усилителем.

В целях фотосенсибилизации поверхности образцов ЭМ их покрывали 30%-й суспензией наноразмерного ( $80 \div 100$  нм) порошка оксида меди CuO в нитроцеллюлозном лаке (2.5%-й раствор нитроцеллюлозы в бутилацетате).

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение лазера 1

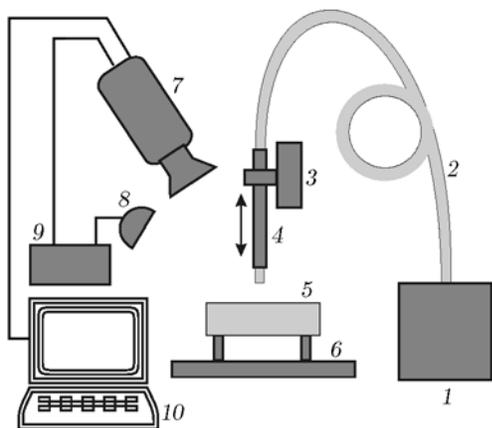


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  
1 — лазер с волоконным выводом излучения, 2 — многомодовое оптоволокно, 3 — микрометрический столик, 4 — трубка, 5 — образец, 6 — платформа, 7 — тепловизионная/скоростная камера, 8 — ИК-фотоприемник, 9 — импульсный генератор, 10 — персональный компьютер

подводилось к образцу 5 по многомодовому волокну диаметром 600 мкм. Волокно с помощью трубки 4 вертикально крепилось к платформе 3, которая могла перемещаться по вертикали с помощью микрометрического винта. Такое крепление волокна позволяло устанавливать необходимое расстояние от торца волокна до поверхности образца. Образец помещался на металлическое кольцо 6 с внешним диаметром 6 мм и внутренним — 5 мм. Это позволяло минимизировать теплоотвод за счет того, что в зоне воздействия излучения передняя и задняя поверхности образца имели контакт только с воздухом.

Под углом  $30 \div 45^\circ$  к вертикали крепилась тепловизионная камера или скоростная видеокамера 7. Объектив камеры фокусировался на поверхность образца. Фотоприемник 8 и генератор 9 использовались для синхронизации скоростной видеокамеры с началом лазерного воздействия. Фотоприемник регистрировал рассеянное лазерное излучение и запускал генератор, который импульсом включал скоростную видеокамеру. Данные с тепловизионной/скоростной камеры записывались в компьютер 10 для последующей обработки.

Во всех экспериментах расстояние между торцом волокна и поверхностью образца устанавливалось равным 1 мм. С помощью стандартной методики измерения профиля лазерного пучка с использованием диафрагмы (диа-

метр 20 мкм) и фотоприемника нами установлено, что на таком расстоянии диаметр лазерного пятна, определяемый по половине интенсивности в центре пятна, равен  $550 \pm 30$  мкм (площадь пучка  $2.4 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>).

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Лазерный нагрев ЭМ

Рис. 2 иллюстрирует динамику изменения температуры в центре лазерного пятна (в дальнейшем называемой кривой нагрева) на поверхности образца тэна при разной мощности лазерного излучения с длиной волны 0.98 и 1.94 мкм. Представленные зависимости типичны и для образцов тетрила, пикриновой кислоты и ТНТ. Можно выделить следующие этапы лазерного нагрева: 1) начальный этап, характеризующийся линейным ростом температуры со временем; 2) нелинейный участок с постепенным уменьшением скорости роста температуры; 3) участок фазового перехода, где происходит резкое падение скорости нагрева на некотором отрезке времени (см. кривые 1 и 2 на рис. 3).

На первом этапе после начала воздействия излучения температура растет линейно с максимальной скоростью (см. рис. 2). Длительность этого участка  $dt_0$  определяется

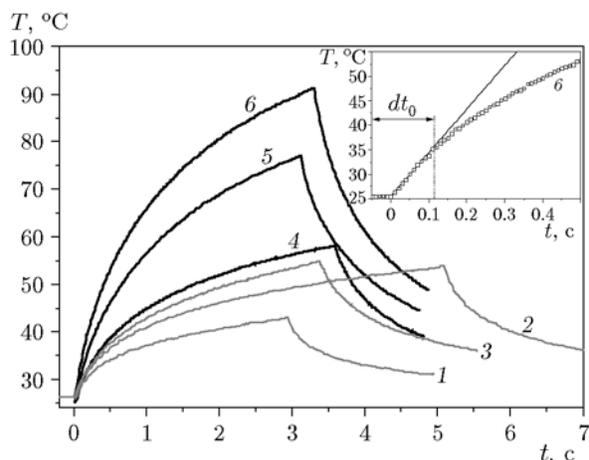


Рис. 2. Динамика температуры поверхности образца тэна в центре пятна лазерного пучка при различных мощностях излучения:

1 —  $\lambda = 0.98$  мкм,  $P = 3.3$  Вт; 2 —  $\lambda = 0.98$  мкм,  $P = 4.64$  Вт; 3 —  $\lambda = 0.98$  мкм,  $P = 5.98$  Вт; 4 —  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 0.2$  Вт; 5 —  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 0.3$  Вт; 6 —  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 0.4$  Вт

временем, в течение которого тепловой фронт распространится на расстояние, значительно меньшее, чем минимальный размер  $l$  разогреваемой области, т. е. когда  $dt_0 \ll l^2/k$ , где  $k$  — коэффициент температуропроводности. Размер разогреваемой области в начальный момент времени определяется пространственным распределением интегральной плотности потока излучения  $f(r, z)$  внутри среды. Хорошим приближением для  $f(r, z)$  является следующее соотношение, которое часто используется для описания распространения излучения в рассеивающих средах, в частности в биотканях [20]:

$$f(r, z) = \frac{P_0(1-R)\mu_{eff}}{\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) \exp(-z\mu_{eff}), \quad (1)$$

где  $r_0$  — радиус лазерного пятна,  $\mu_{eff} = (3\mu_a(\mu_a + \mu_s(1-g)))^{1/2}$  — эффективный коэффициент ослабления,  $\mu_a$ ,  $\mu_s$  — коэффициенты поглощения и рассеяния соответственно,  $P_0$  — мощность лазерного излучения,  $R$  — коэффициент отражения лазерного излучения от поверхности образца,  $g$  — параметр анизотропии рассеяния.

В поперечном направлении размер разогреваемой области — это радиус лазерного пятна, а в продольном направлении — это эффективная глубина проникновения  $1/\mu_{eff}$ , которая зависит от оптических свойств среды  $\mu_a$ ,  $\mu_s$  и  $g$ . Линейный рост температуры продолжается до тех пор, пока тепловой фронт смещается на малое расстояние по сравнению с размерами  $r_0$  и  $1/\mu_{eff}$ .

Скорость нарастания температуры на поверхности образца легко получить из баланса энергии в тонком приповерхностном слое  $dh$ . В таком слое за малое время  $dt$  после начала воздействия лазерного излучения поглощается энергия  $dQ = \mu_a P_0(1-R)dhdt$ . Эта энергия идет на разогрев объема образца  $dV = \pi r_0^2 dh$ . Из баланса энергии  $dQ = \rho dV c dT$  получаем оценку

$$\frac{dT}{dt} = \frac{P_0(1-R)\mu_{eff}}{\pi r_0^2 \rho c} \equiv aP_0, \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность,  $c$  — удельная теплоемкость,  $a$  — коэффициент пропорциональности между скоростью нагрева и мощностью лазерного излучения. Отметим, что данное соотношение справедливо при пренебрежении эффектом

многократного рассеяния. При наличии многократного рассеяния плотность энергии лазерного излучения в приповерхностном слое может превосходить величину  $P_0(1-R)$  [21, 22], но линейная зависимость между начальной скоростью нагрева и мощностью лазерного излучения сохранится.

При времени воздействия порядка  $l^2/k$  скорость нарастания температуры снижается за счет влияния теплоотвода (этап 2, рис. 2, 3). У ряда образцов наблюдался участок плавления (этап 3, кривые 1 и 2 на рис. 3). Температура на этом участке, несмотря на приток энергии, меняется слабо. Этап фазового перехода хорошо заметен на стадии охлаждения (после прекращения подачи излучения), когда в течение какого-то времени температура практически не меняется.

Отметим, что ниже температуры плавления форма кривой нагрева не зависит от мощности лазерного воздействия и определяется только теплофизическими параметрами материала (теплопроводность, плотность, удельная теплоемкость) и пространственной функцией распределения плотности излучения  $f(r, z)$ . На рис. 4 приведены нормированные на мощность  $P$  лазерного излучения кривые нагрева  $\Delta T = T - T_0$  (где  $T_0$  — температура в начальный момент времени) для образца тэна при разных мощностях излучения на длине волны

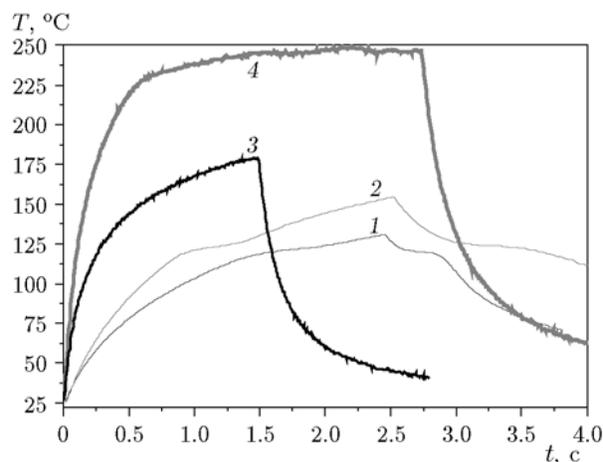


Рис. 3. Динамика температуры на поверхности образцов тэна и НТО в центре пятна лазерного пучка при различных мощностях излучения:

1 — тэн,  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 0.8$  Вт; 2 — тэн,  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 1.01$  Вт; 3 — НТО,  $\lambda = 1.56$  мкм,  $P = 0.39$  Вт; 4 — НТО,  $\lambda = 1.56$  мкм,  $P = 0.56$  Вт

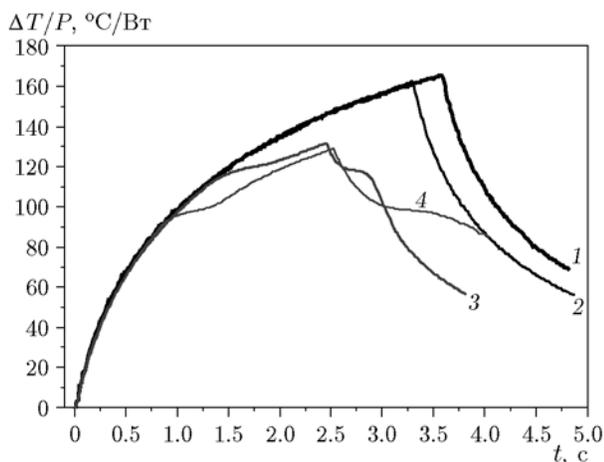


Рис. 4. Кривые нагрева образца тэна излучением с длиной волны 1.94 мкм, нормированные на мощность излучения:

1 — 0.20 Вт, 2 — 0.40 Вт, 3 — 0.80 Вт, 4 — 1.01 Вт

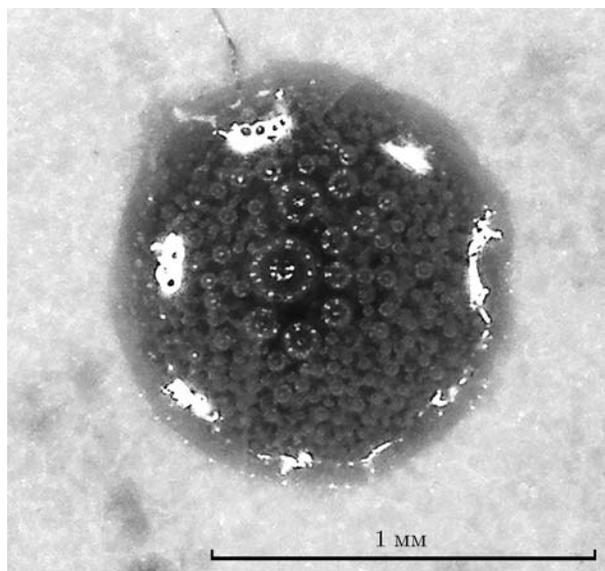


Рис. 5. Участок поверхности образца ГНДФА после воздействия лазерного излучения ( $\lambda = 1.56$  мкм,  $P = 500$  мВт, длительность воздействия 5 с)

1.94 мкм. Видно, что при мощности 0.2 и 0.4 Вт кривые практически совпадают. При мощности 0.8 и 1.01 Вт происходит плавление. В этом случае на начальном участке кривые совпадают, после начала плавления — нет. Следует отметить, что в случае плавления замедление роста температуры происходит не только за счет самого фазового перехода, но и за счет конвективного теплопереноса в образовавшейся ванне расплава.

При достаточно высоких температурах происходит разложение вещества. Для всех образцов, за исключением пороха и  $\epsilon$ -ГНИВ, разложение протекает в виде медленного «локального» тления, сопровождающегося выносом продуктов разложения в виде газов и дыма. При этом, несмотря на постоянное лазерное воздействие, температура практически не меняется, но сильно флуктуирует относительно среднего уровня (кривая 4 на рис. 3). Характерным для такого режима является то, что при выключении лазерного излучения разложение прекращается и температура образца падает. Такое поведение температуры, по видимому, связано с тем, что с поверхности вместе с продуктами разложения идет интенсивный отток энергии, который компенсирует выделение энергии при разложении ЭМ и приток энергии от лазерного излучения. В образцах ГНДФА, НТО и гексогена после воздействия излучения наблюдается пятно (очаг разложения) с характерной микроструктурой, связанной с выделением пузырьков с газом при разложении материала (рис. 5). Такие процессы на поверхности ЭМ при воздействии непрерывного лазерного излучения в некоторой степени аналогичны кипению жидкости, при котором за счет интенсивного парообразования температура не повышается несмотря на энерговыклад.

В образцах, имеющих температуру плавления значительно ниже температуры разложения, после воздействия излучения образуются кратеры с углублением (рис. 6). Отметим, что для образцов ГНДФА, НТО,  $\epsilon$ -ГНИВ и гексогена этапа нагрева 3, связанного с фазовым переходом, не наблюдалось. Это объясняется тем, что температура плавления данных образцов близка к температуре разложения, или же тем, что фазовый переход вовсе отсутствует.

Для образца  $\epsilon$ -ГНИВ режим локального разложения переходил в воспламенение, которое характеризуется резким возрастанием температуры (рис. 7). При таком режиме выделяемой в реакции разложения энергии хватает для поддержания высокой температуры и без воздействия лазерного излучения. После прекращения подачи лазерного излучения весь образец сгорал в отличие от образцов, в которых протекал процесс локального «тления» с интенсивным образованием пузырьков и продуктов разложения в виде дыма и пара.

Подобная картина наблюдалась и при воз-

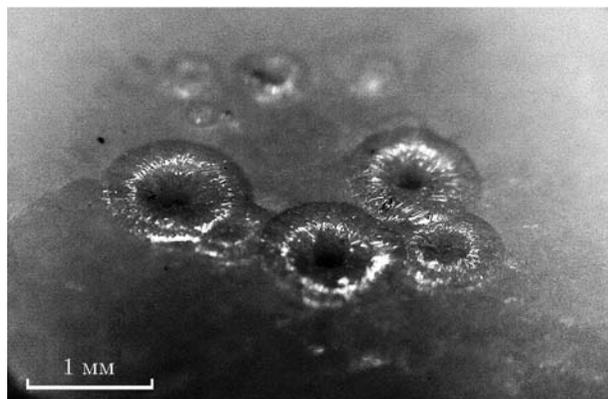


Рис. 6. Кратеры в образце пикриновой кислоты, формирующиеся при плавлении лазерным излучением ( $\lambda = 1.56$  мкм,  $P = 300 \div 500$  мВт, длительность воздействия  $3 \div 5$  с)

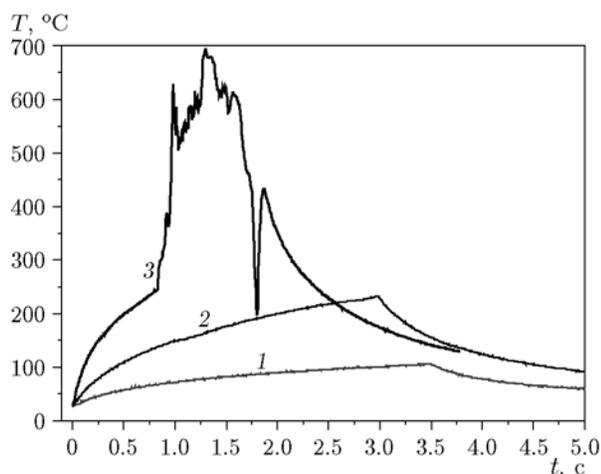


Рис. 7. Динамика температуры на поверхности образца  $\epsilon$ -ГНИВ в центре пятна лазерного пучка ( $\lambda = 1.56$  мкм):

1 —  $P = 0.83$  Вт, 2 —  $2.23$  Вт, 3 —  $3.90$  Вт

действию на порошок дымного пороха (рис. 8). Он более чувствителен к лазерному воздействию, чем предыдущие соединения. Нами использовался порошок со средним размером частиц 200 мкм. Образец массой  $5 \div 10$  мг помещался на поверхность огнеупорного кирпича. Размеры зоны свободной присыпки составляли: диаметр  $2 \div 3$  мм, высота слоя  $0.8 \div 1.2$  мм.

## 2.2. Анализ экспериментальных результатов

Процесс лазерного нагрева всех образцов нами характеризовался эффективностью  $a$ , которая определялась как коэффициент пропорциональности между начальной скоростью на-

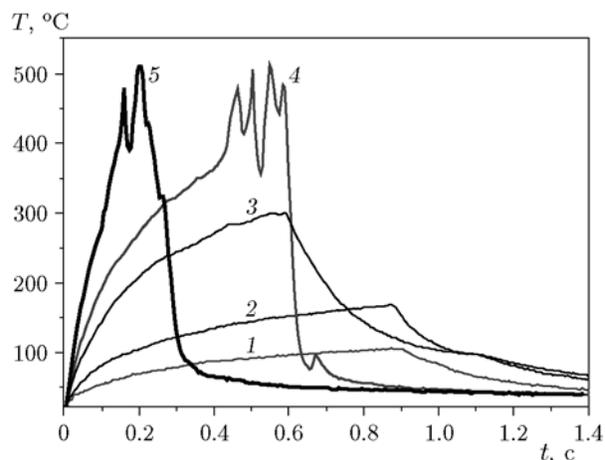


Рис. 8. Динамика температуры в центре пятна лазерного пучка при воздействии на порошок дымного пороха ( $\lambda = 0.98$  мкм):

1 —  $P = 42$  мВт, 2 —  $84$  мВт, 3 —  $160$  мВт, 4 —  $250$  мВт, 5 —  $320$  мВт

грева и мощностью излучения (см. (2)), а также временным масштабом  $dt_0$ , для которого сохраняется линейный закон роста температуры. Результаты измерений при лазерном воздействии на образцы ЭМ волнами разной длины сведены в табл. 2. Эффективность нагрева  $a$  находилась путем осреднения значений коэффициента пропорциональности, получаемых по формуле (2) для одного образца и данной длины волны при разных мощностях воздействия. Величина  $dt_0$  находилась как период, начиная с которого рост температуры отличается от линейной аппроксимации более чем на 10 %. В частности, для примера, приведенного на рис. 2 (см. врезку), это время составляет 110 мс. Отметим, что значение  $dt_0$  зависит от теплопроводности материала и пространственного распределения излучения в приповерхностном слое образца и не зависит от мощности лазерного излучения.

Как видим, почти все материалы обладают гораздо меньшим поглощением при  $\lambda = 0.98$  мкм, чем при  $\lambda = 1.56$  и  $1.94$  мкм, что проявляется в более низких значениях коэффициента  $a$ . Интересно, что образцы ГНДФА и НТО имеют явную особенность в поглощении на длине волны  $\lambda = 1.56$  мкм: оно значительно превосходит поглощение при  $\lambda = 0.98$  мкм и явно больше, чем при  $\lambda = 1.94$  мкм. Этот результат обусловлен попаданием длины волны 1.56 мкм в область первых обертонов колебаний связей N—N. Данный резуль-

Таблица 2

## Результаты измерения параметров лазерного нагрева ЭМ

Материал	Длина волны, мкм						$T_m, ^\circ\text{C}$	$T_{ign}, ^\circ\text{C}$
	0.98		1.56		1.94			
	$a, \text{K}/(\text{c} \cdot \text{Вт})$	$dt_0, \text{c}$	$a, \text{K}/(\text{c} \cdot \text{Вт})$	$dt_0, \text{c}$	$a, \text{K}/(\text{c} \cdot \text{Вт})$	$dt_0, \text{c}$		
ГНДФА	$103 \pm 20$	$60 \pm 10$	$1100 \pm 130$	$65 \pm 5$	$660 \pm 100$	$65 \pm 5$	—	$210 \div 230$
Тетрил	$60 \pm 15$	$35 \pm 5$	$55 \pm 7$	$35 \pm 5$	$225 \pm 15$	$65 \pm 10$	—	$138 \div 148$
НТО	$80 \pm 13$	$35 \pm 5$	$2200 \pm 100$	$35 \pm 5$	$940 \pm 70$	$50 \pm 5$	—	$242 \div 250$
Тэн	$8.3 \pm 1$	$90 \pm 10$	$47 \pm 15$	$60 \pm 10$	$280 \pm 40$	$90 \pm 10$	$124 \div 126$	—
ПК	$40 \pm 5$	$70 \pm 10$	$630 \pm 30$	$70 \pm 10$	$920 \pm 50$	$90 \pm 10$	$101 \div 105$	—
$\varepsilon$ -ГНИВ	$250 \pm 20$	$50 \pm 10$	$130 \pm 16$	$80 \pm 10$	$430 \pm 120$	$80 \pm 10$	—	$238 \div 245$
Гексоген	$45 \pm 4$	$60 \pm 20$	$105 \pm 11$	$50 \pm 10$	$320 \pm 20$	$70 \pm 10$	$173 \div 179$	$200 \div 218$
ТНТ	$6.5 \pm 1$	$50 \pm 10$	$45 \pm 5$	$80 \pm 10$	$150 \pm 10$	$100 \pm 20$	$67 \div 71$	—
Тетрил*	—	—	$3000 \pm 300$	$35 \pm 5$	$6200 \pm 250$	$15 \pm 5$	—	—
ПК*	—	—	$2100 \pm 300$	$30 \pm 5$	$2400 \pm 200$	$30 \pm 5$	—	—
$\varepsilon$ -ГНИВ*	—	—	$5000 \pm 300$	$35 \pm 5$	—	—	—	—
Гексоген*	$5000 \pm 500$	$15 \pm 5$	$2000 \pm 100$	$25 \pm 5$	$700 \pm 120$	$30 \pm 5$	—	—
ДРП	$(15 \pm 3) \cdot 10^3$	$50 \pm 10$	$(13 \pm 1.5) \cdot 10^3$	$60 \pm 5$	$(6.8 \pm 0.28) \cdot 10^3$	$65 \pm 10$	—	$310 \div 330$

Примечание. \*С покрытием светопоглощающей пленкой на основе  $\text{CuO}$ .

тат может иметь большую практическую ценность в связи с разработкой оптических методов дистанционного инициирования ВВ. Длина волны 1.56 мкм наиболее привлекательна для оптоволоконной передачи энергии на большие расстояния, поскольку попадает в одно из окон прозрачности оптических волокон [23].

В табл. 2 также приведены значения температур плавления и разложения, полученные по критериям, описанным выше. Как видно, они ниже на  $10 \div 30 ^\circ\text{C}$  по сравнению с известными опубликованными данными (см. табл. 1). Такое расхождение связано с особенностями радиационного измерения температуры в условиях сильного градиента и с тем, что тепловое излучение, регистрируемое тепловизором, поступает с некоторого приповерхностного слоя, определяемого коэффициентом поглощения ИК-излучения в спектральном рабочем диапазоне камеры FLIR A600-series ( $7.5 \div 13$  мкм). Данная проблема радиационного измерения температуры известна [24] и отмечалась в контексте микроволнового воздействия на диэлектрики. В нашем случае сильный градиент температуры возникает как за

счет лазерного воздействия на сильно рассеивающую среду ЭМ, так и за счет конвективного охлаждения поверхности образца. Конечно, этот вопрос требует отдельного рассмотрения и дополнительных исследований, что выходит за рамки данной работы по исследованию эффективности лазерного нагрева ЭМ на разных длинах волн ближнего ИК-диапазона. Поскольку показания температуры ниже на  $10 \div 30 \%$ , то оценка эффективности нагрева  $a$ , приведенная в табл. 2, ниже реальной также на  $10 \div 30 \%$ , что несущественно влияет на оценку и возможности сравнительного анализа лазерного энерговклада в разные ЭМ.

При воздействии на образцы дымного пороха удавалось инициировать воспламенение с быстрым сгоранием всего образца. Время задержки между началом воздействия лазера с длиной волны 0.98 мкм и воспламенением составляло  $0.42 \pm 0.01$  с при мощности излучения 250 мВт (интенсивность  $104 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ) и  $0.12 \pm 0.01$  с при мощности 320 мВт (интенсивность  $133 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ). В табл. 2 также представлены данные по эффективности лазерного нагрева дымного пороха. Эксперименты показа-

ли, что в отличие от нитросоединений дымный порох имеет наилучшую эффективность лазерного нагрева при  $\lambda = 0.98$  мкм.

Как видим, эффективность лазерного нагрева всех использованных нами индивидуальных ЭМ значительно меньше эффективности, полученной для дымного пороха.

### 2.3. Повышение эффективности лазерного энергоклада в ЭМ

Нами были проведены исследования возможности повышения эффективности лазерного нагрева материалов, относящихся к классу вторичных ВВ, путем нанесения поглощающего слоя на поверхность образцов. После нанесения слоя лака с  $\text{CuO}$  образцы высушивали на воздухе, а затем определяли толщину слоя покрытия как разность между толщиной образца с покрытием и толщиной исходного образца. Она составляла  $20 \div 60$  мкм.

Измерения проводились аналогично предыдущим экспериментам. Результаты измерений для образцов с покрытием приведены в табл. 2. Эффективность энергоклада  $a$  при этом составила  $700 \div 6200$  К/(с·Вт). Сильный разброс значений  $a$  обусловлен главным образом разной толщиной покрытия в разных образцах. Из полученных данных следует, что при нанесении поглощающего слоя  $\text{CuO}$  эффективность лазерного нагрева  $a$  может возрасти в десятки и сотни раз.

Нами была проведена оценка коэффициента поглощения такого материала покрытия. Для этого пленки разной толщины ( $h_1 = 111 \pm 5$  мкм и  $h_2 = 42 \pm 7$  мкм) были нанесены на стекло. Коэффициент поглощения оценивался по формуле, получаемой из экспоненциального закона распространения излучения в поглощающей среде (закон Бугера) без учета рассеяния:  $\mu_{abs} = -\ln(P_0/P_h)/h$ , где  $h$  — толщина пленки,  $P_0$  — мощность излучения, прошедшего через пластину из стекла,  $P_h$  — мощность излучения, прошедшего через пластину из стекла с пленкой. Получены следующие коэффициенты поглощения при разных длинах волн:  $\mu_{abs}(0.98 \text{ мкм}) = 280 \pm 30 \text{ см}^{-1}$ ;  $\mu_{abs}(1.56 \text{ мкм}) = 200 \pm 20 \text{ см}^{-1}$ ;  $\mu_{abs}(1.94 \text{ мкм}) = 210 \pm 10 \text{ см}^{-1}$ , и они отличаются не столь сильно, как поглощения для нитросоединений без покрытия.

### 2.4. Динамика начальной стадии воздействия лазерного излучения на ЭМ с поглощающим покрытием

Из данных оценок коэффициента поглощения следует, что в экспериментах по лазерному нагреву образцов с нанесенным покрытием  $\text{CuO}$  более половины мощности лазерного излучения поглощалась пленкой. Отметим, что измеренные значения относятся к температуре поверхности поглощающего слоя. Можно полагать, что температура образца будет отличаться, поскольку требуется некоторое время для передачи энергии от пленки к образцу. В связи с этим встает вопрос, насколько параметр  $a$ , определенный для образцов с покрытием, характеризует эффективность энергоклада в материал нитросоединения.

Нами исследована динамика начальной стадии воздействия лазерного излучения разной мощности на разные образцы с поглощающим покрытием с помощью скоростной видеосъемки. Цель исследований — изучение формирования расплава и возникновения горения; определение времени задержки между началом воздействия излучения и началом плавления и разложения нитросоединения. Выделены следующие процессы на поверхности поглощающего покрытия после начала лазерного воздействия: разогрев, когда в зоне воздействия не наблюдается каких-либо изменений на поверхности; плавление, сопровождающееся явными изменениями на поверхности нанесенной пленки; разложение, при котором выделяются продукты разложения в виде дыма и пузырьков.

На рис. 9 показаны кадры с изображением области воздействия излучения с длиной волны 1.56 мкм мощностью 0.5 Вт на образец гексогена с поглощающим покрытием. Все три стадии хорошо проявлены. Кадр в момент времени 890 мс соответствует стадии плавления, а кадр 1040 мс — стадии разложения с хорошо различимыми пузырьками газа и дымом, выходящим из расплава. Отметим, что время задержки начала плавления составляло 530 мс, а начала разложения — 910 мс. Задержка начала разложения существенно больше времени, определенного по формуле (2):  $\Delta t \approx \Delta T/(aP) \approx 200 \text{ К}/(2000 \text{ К}/(\text{с} \cdot \text{Вт}) \cdot 0.5 \text{ Вт}) \approx 200 \text{ мс}$ . Это связано с тем, что оценка по данной формуле верна только для малых отрезков времени, на которых сохраняется линейный закон роста температуры. Как видно из табл. 2, это время равно  $20 \div 30$  мс. При мощности лазерного

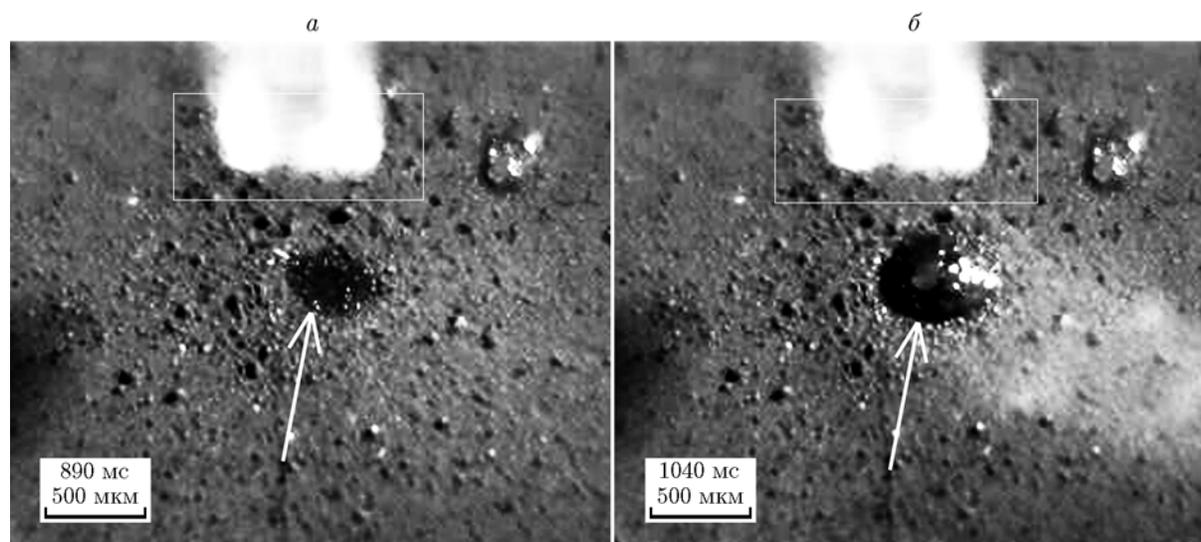


Рис. 9. Поверхность образца гексогена с поглощающим покрытием в различные моменты времени после начала воздействия лазерного излучения ( $\lambda = 1.56$  мкм,  $P = 0.5$  Вт):

торец волокна выделен прямоугольной рамкой, область лазерного воздействия указана стрелкой

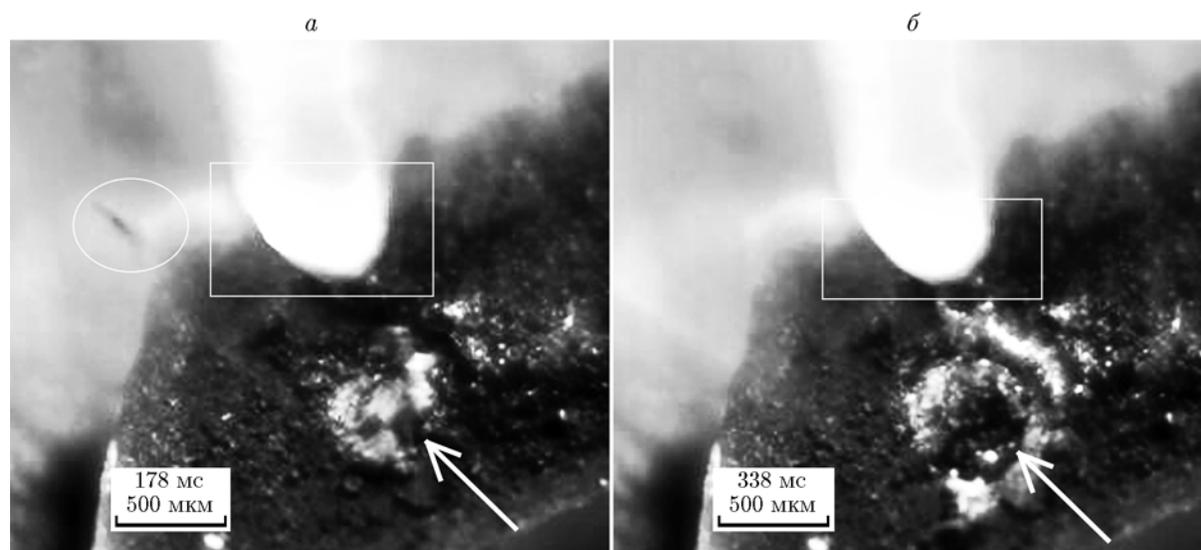


Рис. 10. Поверхность образца  $\epsilon$ -ГНИВ с поглощающим покрытием в различные моменты времени после начала воздействия лазерного излучения ( $\lambda = 1.56$  мкм,  $P = 0.6$  Вт):

торец волокна выделен прямоугольной рамкой, овалом обведена частица поглощающей пленки, вылетающая из области воздействия, область лазерного воздействия указана стрелкой

излучения 1.9 Вт время задержки, полученное по кадрам скоростной камеры, составило 45 мс, что уже хорошо согласуется с оценкой  $\Delta t \approx \Delta T / (aP) \approx 200 \text{ K} / (2000 \text{ K} / (\text{с} \cdot \text{Вт}) \cdot 1.9 \text{ Вт}) \approx 53 \text{ мс}$ .

На кадрах рис. 10 показаны области воздействия излучения с длиной волны 1.56 мкм на образец  $\epsilon$ -ГНИВ с поглощающим покрытием. Этот случай интересен тем, что в данном

образце инициировалось возгорание. В отличие от предыдущего примера, плавления не наблюдалось. Причем на начальной стадии разложения происходил разрыв поглощающей пленки с выбросом частиц. В последующем из области лазерного воздействия выходили вспененные продукты разложения. На рис. 10 разрушенная пленка видна как светлое пятно в области лазерного воздействия, а вылетающая ча-

стища на рис. 10,а обведена овалом. Задержка начала разложения равна 80 мс, что хорошо согласуется с оценкой, получаемой из измеренного параметра  $a$ :  $\Delta t \approx \Delta T/(aP) \approx 225 \text{ K}/(5000 \text{ K}/(\text{с} \cdot \text{Вт}) \cdot 0.6 \text{ Вт}) \approx 75 \text{ мс}$ .

Таким образом, исследования показали, что использование покрытия на основе  $\text{CuO}$  достаточно эффективно усиливает лазерный энерговыклад в ЭМ. В работе [16] методом численного моделирования показано, что существует оптимум по толщине пленки из оксида меди для получения минимальной временной задержки инициирования тэна лазерным импульсом. Для используемой нами пленки оптимальной является толщина  $20 \div 50 \text{ мкм}$ . Такая толщина сопоставима с величиной, обратной коэффициенту поглощения, и, следовательно, пленка по всей своей толщине нагревается сразу и тепло сразу передается прилегающей поверхности ЭМ. Надо полагать, что при толщине пленки, значительно большей  $1/\mu_{\text{abs}}$ , уже необходимо заметное время для разогрева поверхности материала, поскольку требуется время для достижения тепловым фронтом задней поверхности пленки  $\Delta t_f \approx h^2/k$ . Например, при толщине пленки  $200 \text{ мкм}$  и  $k \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  получаем  $\Delta t_f \approx 40 \text{ мс}$ , что сопоставимо с временем разогрева ( $\Delta T/(aP)$ ) пленки до температуры разложения ( $\approx 220 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучен процесс нагрева энергоемких материалов класса нитросоединений излучением лазеров с непрерывной накачкой с волоконной доставкой излучения на длинах волн ближнего ИК-диапазона: 0.98, 1.56 и 1.94 мкм. Установлено, что в начальный момент времени на протяжении  $20 \div 100 \text{ мс}$  (в зависимости от материала) происходит линейный рост температуры со скоростью, пропорциональной мощности лазерного излучения  $\frac{dT}{dt} = aP$ . Изменен параметр  $a$ , характеризующий эффективность энерговыклада, для образцов нитросоединений, полученных прессованием, а также для порошка дымного пороха. При диаметре лазерного пятна 600 мкм на поверхности образца ЭМ коэффициент пропорциональности  $a$  для вторичных ВВ находился в широком диапазоне значений:  $6 \div 250 \text{ K}/(\text{с} \cdot \text{Вт})$  при  $\lambda = 0.98 \text{ мкм}$ ;  $40 \div 2000 \text{ K}/(\text{с} \cdot \text{Вт})$  при  $\lambda = 1.56$  и  $1.94 \text{ мкм}$ . Для порошков дымного пороха  $a = 7000 \div 15000 \text{ K}/(\text{с} \cdot \text{Вт})$ , что на порядок и более

выше, чем для большинства исследованных нами вторичных ВВ. Показано, что наиболее эффективными с точки зрения лазерного нагрева вторичных ВВ являются длины волны 1.56 и 1.94 мкм. С практической точки зрения более перспективна длина волны 1.56 мкм, поскольку современные оптические волокна имеют окно прозрачности в этом спектральном диапазоне, что позволяет передавать лазерное излучение на большие расстояния без существенных потерь по сравнению с диапазоном в области 2 мкм.

Исследована возможность повышения эффективности лазерного энерговыклада для вторичных ВВ при нанесении на поверхность образцов поглощающей тонкой пленки из нитроцеллюлозного лака и наноразмерного порошка  $\text{CuO}$ . Показано, что коэффициент поглощения для такой пленки слабо зависит от длины волны. При толщине пленки  $20 \div 60 \text{ мкм}$  эффективность лазерного энерговыклада, определяемая через параметр  $a$ , составила  $700 \div 6000 \text{ K}/(\text{с} \cdot \text{Вт})$ . Показано, что при нанесении поглощающего слоя из  $\text{CuO}$  эффективность лазерного нагрева возрастает в десятки и сотни раз по сравнению с эффективностью нагрева чистых ВВ. Исследованы динамика нагрева и начальная стадия горения образцов из нитросоединений с поглощающей пленкой. Определено время задержки начала разложения нитросоединений. Полученные значения хорошо согласуются с оценкой, рассчитываемой по заранее измеренной эффективности энерговыклада  $a$ :  $\Delta t = \Delta T/(aP)$ . Показано, что использование поглощающей пленки позволяет в десятки раз уменьшить время начала разложения ЭМ. Так, при выходной мощности лазерного излучения  $0.5 \div 2 \text{ Вт}$  задержка возгорания  $\varepsilon$ -ГНИВ с покрытием находится в диапазоне  $30 \div 80 \text{ мс}$ , тогда как без покрытия возгорание происходило только спустя 800 мс при выходной мощности 4 Вт.

Полученные результаты представляют практический интерес при разработке новых методов инициирования ВВ. Особый интерес могут представлять дистанционные методы инициирования ВВ с использованием лазеров с волоконной доставкой излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н., Сбитнев Е. А., Татаринцев Л. В. О механизме инициирования конденсированных ВВ

- излучением ОКГ // Физика горения и взрыва. — 1969. — Т. 5, № 4. — С. 475–480.
2. **Ewick D. W., Beckman T. M., Holy J. A., Thorpe R.** Ignition of HMX using low energy laser diodes // Proc. Fourteenth Symp. on Explosives and Pyrotechnics, Franklin Applied Physics, Inc., Oaks, PA, 1990. — P. 2-1.
  3. **Ципилев В. П., Морозова Е. Ю., Скрипин А. С.** Лазерное инициирование порошков тэна в условиях объемного сжатия // Изв. Том. политехн. ун-та. Энергетика. — 2010. — Т. 317, № 4. — С. 149–155.
  4. **Герасимов С. И., Илюшин М. А., Кузьмин В. А.** Возможность инициирования полимерсодержащего энергонасыщенного состава комплексного перхлората ртути лучом лазерного диода // Письма в ЖТФ. — 2015. — Т. 41, № 7. — С. 66–72.
  5. **Алукер Э. Д., Белокуров Г. М., Кречетов А. Г., Митрофанов А. Ю., Нурмухаметов Д. Р.** Лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита со светорассеивающими добавками // Письма в ЖТФ. — 2010. — Т. 36, № 6. — С. 80–85.
  6. **Aluker E. D., Alexander G., et al.** Laser initiation of energetic materials: selective photoinitiation regime in pentaerythritol tetranitrate // J. Phys. Chem. C. — 2011. — V. 115, N 14. — P. 6893–6901.
  7. **Akhmetshin R., Razin A., Ovchinnikov V., Skripin A., Tsipilev V., Oleshko V., Zarko V., Yakovlev A.** Effect of laser radiation wavelength on explosives initiation thresholds // J. Phys.: Conf. Ser. — 2014. — V. 552, N 1. — 012015.
  8. **Каленский А. В., Газенаур Н. В., Звекон А. А., Никитин А. П.** Критические условия инициирования реакции в тэне при лазерном нагреве светопоглощающих частиц // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 2. — С. 107–117.
  9. **Таржанов В. И., Сдобнов В. И., Зинченко А. Д., Погребов А. И.** Лазерное инициирование низкоплотных смесей тэна с металлическими добавками // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 2. — С. 118–125.
  10. **Вудс С., Дака М., Флин Г.** Волоконные лазеры средней мощности и их применение // Фотоника. — 2008. — № 4. — С. 6–10.
  11. **Минаев В. П., Жилин К. М.** Современные лазерные аппараты для хирургии и силовой терапии на основе полупроводниковых и волоконных лазеров. — М.: Издатель И. В. Баланов, 2009.
  12. **Harkoma M.** Confinement in the diode laser ignition of energetic materials // Thes. of the Degree of Doctor of Technology. — Tampere Univ. of Technology, 2010.
  13. **Ahmad Sh. R., Russell D. A.** Laser ignition of pyrotechnics — effects of wavelength, composition and confinement // Propell., Explos., Pyrotech. — 2005. — V. 30, N 2. — P. 131–139.
  14. **McGrane Sh. D., Moore D. S.** Continuous wave laser irradiation of explosives // Propell., Explos., Pyrotech. — 2011. — V. 36. — P. 327–334.
  15. **Каленский А. В., Зыков И. Ю., Кригер В. Г., Никитин А. П., Адуев Б. П.** Спектральная зависимость критической плотности инициирования тэна, содержащего наночастицы золота // Вестн. Кемеров. гос. ун-та. — 2014. — Т. 1, № 3 (59). — С. 218–223.
  16. **Ханефт А. В., Долгачев В. А., Зверев А. С., Митрофанов А. Ю.** Влияние толщины и коэффициента поглощения пленки оксида меди на время задержки зажигания тэна лазерным импульсом // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 103–108.
  17. **Жуков Б. П.** Энергетические конденсированные системы: краткий энциклопедический словарь. — Изд. 2-е, исправл. — М.: Янус К, 2000.
  18. **Жилин В. Ф., Орлова Е. Ю., Шутов Г. М., Збарский В. Л., Рудаков Г. Ф., Веселова Е. В.** Руководство к лабораторному практикуму по синтезу нитросоединений: учеб. пособие. — 2-е изд. — М.: РХТУ им. Д. И. Менделеева, 2007.
  19. **Nielsen A. T., Chafin A. P., Christian S. L., Moore D. W., Nadler M. P., Nissan R. A., Vanderah D. J., Gilardi R. D., George C. F., Flippen-Anderson J. L.** Tetrahedron. — 1998. — V. 39, I. 54. — P. 11793–11812.
  20. **Patterson M. S., Wilson B. C., Wyman D. R.** The propagation of optical radiation in tissue. II Optical properties of tissues and resulting fluence distribution // Laser Med. Sci. — 1991. — V. 6, N 4. — P. 379–390.
  21. **Карабутов А. А., Пеливанов И. М., Подымова Н. Б., Скипетров С. Е.** Прямое измерение пространственного распределения интенсивности света в рассеивающей среде // Письма в ЖЭТФ. — 1999. — Т. 70, № 3. — С. 187–192.
  22. **Каленский А. В., Звекон А. А., Никитин А. П., Газенаур Н. В.** Оптические свойства композитов на основе прозрачной матрицы и наночастиц меди // Изв. вузов. Физика. — 2016. — Т. 59, № 2. — С. 87–94.
  23. **Листвин А. В., Листвин В. Н., Швырков Д. В.** Оптические волокна для линий связи. — М.: ЖЛЕСАРарт, 2003.
  24. **Магунов А. Н.** Спектральная пирометрия. — М.: Физматлит, 2012.

Поступила в редакцию 25/V 2017 г.,  
в окончательном варианте — 5/IX 2017 г.