

## Исследование воздействия импульсов мощного волоконного иттербиевого лазера на вещество с неоднородным показателем поглощения. I. Особенности воздействия на мишени из оксида иттрия

© В.В. Осипов,<sup>1</sup> В.В. Лисенков,<sup>1,2</sup> В.В. Платонов,<sup>1</sup> А.Н. Орлов,<sup>1</sup> А.В. Подкин,<sup>1</sup> И.А. Саввин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620083 Екатеринбург, Россия  
e-mail: lisenkov@ier.uran.ru

(Поступило в Редакцию 23 апреля 2013 г.)

Представлены результаты исследований воздействия излучения длительностью 0.1–3.5 ms, пиковой мощностью 200–700 W и плотностью мощности  $(0.2–1.3) \cdot 10^6$  W/cm<sup>2</sup> на мишени из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с коэффициентом поглощения  $13–1.7 \cdot 10^3$  cm<sup>-1</sup>. Обнаружены большой разброс времени запаздывания появления лазерного факела, его пиковый характер свечения, откол передней поверхности мишени и большой унос вещества из кратера по сравнению с воздействием CO<sub>2</sub>-лазера близкой мощности. Развита численная модель воздействия излучения на вещество с неоднородным показателем поглощения, позволяющая объяснить механизм разрушения диэлектрика в форме откола передней поверхности мишени и большой разброс времени появления факела.

### Введение

В настоящее время все большее внимание уделяется разработке нанопорошковых технологий, позволяющих создавать изделия, которые невозможно реализовать с использованием традиционных подходов. Это в первую очередь касается топливных элементов на твердых электролитах YSZ, CeGdO и т.д. [1,2], высокопрозрачных активных керамических элементов твердотельных лазеров Nd:YAG, Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [3,4], керамических сцинтилляторов Ce<sub>x</sub>La<sub>1-x</sub>F<sub>3</sub> [5] и т.д. Однако к нанопорошкам, используемым для вышеперечисленных целей, предъявляются достаточно жесткие требования: малые средние размеры наночастиц, их слабая агломерация, обеспечение заданного химического состава с высокой точностью.

Существует достаточно большое число химических и физических методов получения нанопорошков. Однако наиболее полно вышеперечисленным требованиям отвечает метод, заключающийся в испарении лазером твердой мишени с последующей конденсацией паров в потоке буферного газа [6]. Образовавшиеся при этом наночастицы сталкиваются друг с другом в холодном газе и образуют слабовязанные агрегаты, которые легко разрушаются при компактировании или при воздействии ультразвука. Наночастицы имеют сферическую форму или форму правильных многогранников. Кроме того, таким методом можно легко создавать на поверхности мишени высокие плотности мощности лазерного излучения и испарять любые, в том числе тугоплавкие, оксиды, а также получать нанопорошки сложного химического состава путем испарения мишеней из смесей простых оксидов.

Конкурентоспособность данного метода перед наиболее производительными химическими методами обос-

нована в [7]. В настоящей работе с помощью непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера мощностью 4 kW были получены в потоке воздуха атмосферного давления нанопорошки оксида циркония со средним размером наночастиц 60 nm и производительностью до 100 g/h при энергозатратах 40 Wh/g [7]. В дальнейшем для получения нанопорошков было предложено использовать импульсно-периодический CO<sub>2</sub>-лазер, в частности „ЛАЭРТ“, который при средней мощности излучения 600 W мог генерировать импульсы длительностью ~ 370 μs с энергией ~ 1 J [8]. При использовании этого лазера производительность получения нанопорошков YSZ и Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в потоке воздуха атмосферного давления составила 15–20 и 25 g/h, а для Ce<sub>0.78</sub>Gd<sub>0.22</sub>O<sub>2-δ</sub> — 80 g/h, т.е. удалось снизить энергозатраты излучения до 7.5–24 Wh/g. Полученные наночастицы YSZ, Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Ce<sub>0.78</sub>Gd<sub>0.22</sub>O<sub>2-δ</sub> имели сферическую или ограниченную форму, а их средний размер оказался почти одинаковым и равным ~ 12–14 nm, т.е. в 4 раза меньше, чем в случае работы [7]. После оптимизации режима испарения мишени и усовершенствования системы сбора наночастиц производительность получения нанопорошков YSZ, Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с помощью этого лазера увеличилась до 23 и 30 g/h соответственно.

В последнее время появились и широко используются в промышленности и научных исследованиях непрерывные волоконные иттербиевые лазеры мощностью излучения до 30 kW. Их КПД достигает 30%, что намного больше, чем у CO<sub>2</sub>-лазеров. Из-за более короткой длины волны излучения волоконного лазера (1.07 μm) по сравнению с излучением CO<sub>2</sub>-лазера имеет меньшую дифракционную расходимость и его можно сфокусировать линзой в пятно меньших размеров. Большим достоинством более коротковолнового излучения

( $1.07\ \mu\text{m}$ ) является также более высокий порог оптического пробоя в парах мишени.

Недавно в работе [9] было продемонстрировано получение нанопорошков YSZ с помощью волоконного иттербиевого лазера ЛС-1, который генерировал лазерное излучение мощностью 600 W. Производительность получения нанопорошка была равна 23 g/h, т.е. почти такой же, как и в случае импульсно-периодического  $\text{CO}_2$ -лазера „ЛАЭРТ“. Удельная поверхность нанопорошков оказалась равной  $42\ \text{m}^2/\text{g}$ , что значительно меньше, чем удельная поверхность нанопорошка YSZ в работе [8] ( $79\ \text{m}^2/\text{g}$ ). Тем самым с учетом в 3 раза большей эффективности иттербиевого лазера по сравнению с  $\text{CO}_2$ -лазером удалось повысить соответственно в 3 раза полную эффективность (от розетки) получения нанопорошка. Однако физические процессы, связанные с испарением мишени, в работе [9] не исследовались.

По нашему мнению, режимы испарения мишени из  $\text{Y}_2\text{O}_3$  волоконным иттербиевым и  $\text{CO}_2$ -лазерами должны существенно отличаться. Дело в том, что характерная глубина проникновения излучения  $10.6\ \mu\text{m}$  в монокристалл оксид иттрия составляет несколько микрометров, а излучения  $1.07\ \mu\text{m}$  — более 30 см. Изменение оптической прозрачности приповерхностного слоя мишени может обусловить ряд существенных особенностей лазерного испарения оксида иттрия или другого полупрозрачного материала излучением волоконного лазера, которые еще мало изучены.

Целью настоящей работы являются экспериментальное и теоретическое исследования особенностей воздействия одиночных импульсов излучения волоконного иттербиевого лазера ЛС-07Н длительностью 0.1–4 ms и пиковой мощностью до 700 W на мишени из  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  различной степени прозрачности.

## 1. Описание экспериментальной установки и расчетной модели

В экспериментах по испарению различных веществ волоконным лазером ЛС-07Н использовался стенд, блок-схема которого показана на рис. 1. Волоконный лазер 1 генерировал одиночные импульсы излучения прямоугольной формы длительностью 0.1–4 ms различной пиковой мощности 100–750 W. Лазерное излучение фокусировалось установленной в оптической головке 2 лазера 9 кварцевой линзой с фокусным расстоянием 200 или 400 mm на поверхность неподвижной или вращающейся вокруг своей оси мишени 3, которая располагалась в перетяжке пучка. Распределение интенсивности излучения в пятне на мишени имело форму, близкую к гауссовой. Диаметр пятна в перетяжке по уровню интенсивности  $1/e$  составлял соответственно 250 и  $430\ \mu\text{m}$ . Форма лазерного импульса измерялась с помощью фотодиода 6 (SFN2500FA), на который попадало излучение, отраженное от плоскопараллельной кварцевой пластинки 4 и ослабленное

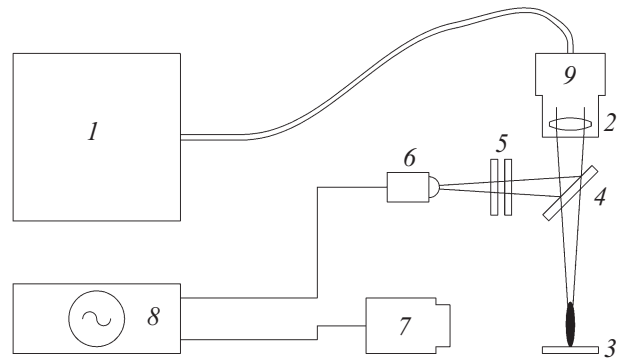


Рис. 1. Блок-схема экспериментального стенда для исследования динамики свечения лазерного факела, возникающего при испарении мишени волоконным иттербиевым лазером.

светофильтрами 5. В результате действия излучения на поверхности мишени образовывался кратер, из которого распространялся эрозионный лазерный факел. Интенсивность свечения лазерной плазмы измерялась фотоумножителем 7 (ФЭК-22СПУ-М), выход которого был подключен к усилителю постоянного тока. Сигналы с фотодиода и умножителя подавались на двуканальный осциллограф 8 (Tektronix TDS520A). Для обеспечения повторяемости результатов эксперимента после каждого лазерного импульса мишень передвигалась, и очередной импульс приходился на необлученный ее участок. Глубина и форма кратеров, образующихся под действием волоконного лазера на поверхности мишени, измерялись с помощью оптического профилометра WYKO NT1000 и оптического микроскопа Olympus BX51. Обработка этих данных позволила в ряде случаев оценить массу удаленного из мишени вещества.

Для приготовления непрозрачных мишеней из 1 mol.%  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  использовались коммерческие порошки  $\text{Y}_2\text{O}_3$  и  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  с размером частиц 1–10  $\mu\text{m}$ . Они перемешивались в нужной пропорции в течение 8 h, затем прессовались в цилиндрические таблетки диаметром 67 mm, высотой 20 mm и спекались на воздухе при температуре  $1300^\circ\text{C}$ . Относительная плотность мишеней после спекания составляла 57%.

Кроме этого, в экспериментах использовались также полупрозрачные мишени из 1 mol.%  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  с относительной плотностью, близкой 100%. Они содержали в себе значительное количество пор, вторых фаз и других дефектов структуры, что было необходимо для увеличения вероятности попадания излучения на дефект. Их спектральный показатель поглощения  $\alpha_\lambda$  измерялся двулучевым спектрофотометром фирмы Shimadzu UV-1700 в световом пучке сечением  $1 \times 6\ \text{mm}$ . В большинстве экспериментов использовались мишени с  $\alpha_\lambda = 13\text{--}23\ \text{cm}^{-1}$  на длине излучения  $1.07\ \mu\text{m}$ , что в 430–760 раз больше, чем для идеального монокристалла.

Для анализа воздействия лазерного излучения на вещество нами использовалась разработанная ранее [10]

численная модель, включающая трехмерное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi(T)\Delta T + \frac{Q}{c(T)}, \quad (1)$$

где  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $c$  — теплоемкость,  $Q$  — объемный источник теплоты, создаваемый лазерным излучением:

$$Q = \alpha I(x, y, z, t), \quad (2)$$

где  $\alpha$  — показатель поглощения лазерного излучения,  $I(x, y, z, t)$  — распределение интенсивности лазерного излучения в среде, которое определяется следующим образом:

$$I(x, y, z, t) = (1 - R)I_0(x, y) \exp(-\alpha z), \quad (3)$$

где  $I_0(x, y)$  — распределение интенсивности излучения в фокусном пятне (вставка, рис. 8),  $R$  — коэффициент отражения, равный

$$R = \frac{(n-1)^2 + \left(\frac{\alpha\lambda}{4\pi}\right)^2}{(n+1)^2 + \left(\frac{\alpha\lambda}{4\pi}\right)^2}, \quad (4)$$

где  $n$  — показатель преломления,  $\lambda$  — длина волны.

Зависимость  $\alpha$  от температуры  $T$  по аналогии с работой [11] была определена следующим образом:

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp\left(\frac{T-300}{300}\xi\right), \quad (5)$$

где  $\alpha_0$  — значение показателя поглощения при комнатной температуре (300 К),  $\xi$  — константа, зависящая от сорта материала. В наших расчетах она выбиралась такой, чтобы при температуре плавления ( $T_m$ ) значение  $\alpha(T_m)$  равнялось бы величине  $\alpha_m$ , о которой будет сказано ниже.

В случае начала интенсивного испарения материала мишени в модель включались уравнения движения расплава

$$\operatorname{div}(\mathbf{v}) = 0, \quad (6)$$

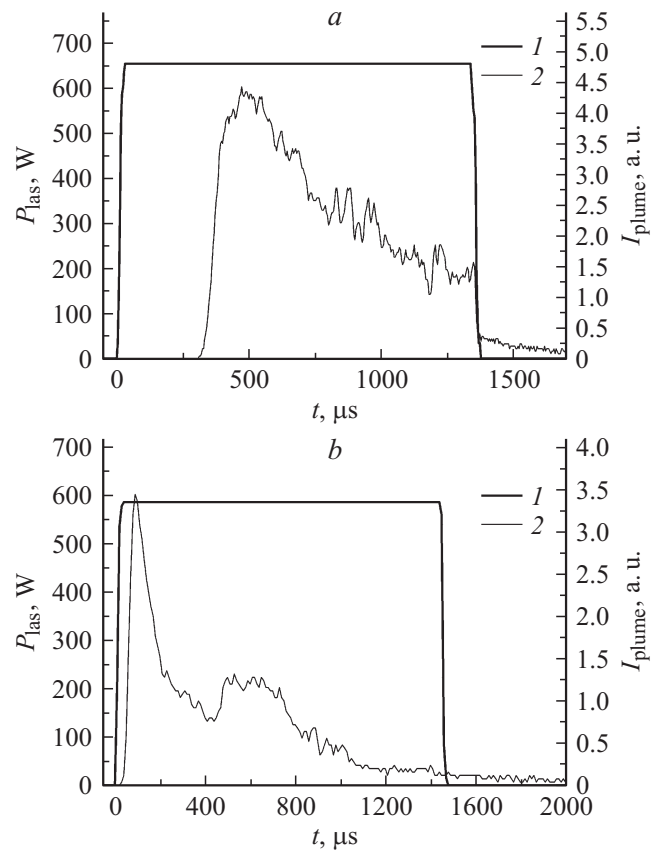
$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu \Delta \mathbf{v}, \quad (7)$$

где  $\rho$  — плотность,  $P$  — давление,  $\nu$  — кинематическая вязкость.

Зависимость давления пара от температуры учитывалась с помощью уравнения Клапейрона–Клаузиуса [12]. Значения теплофизических констант были взяты из книг [13–15].

## 2. Результаты экспериментов

В ходе работы основное внимание уделялось исследованиям наиболее значимых параметров, характеризующих воздействие излучения на мишень: времени запаздывания появления лазерного факела, характеристикам лазерного кратера и свечения лазерного факела.

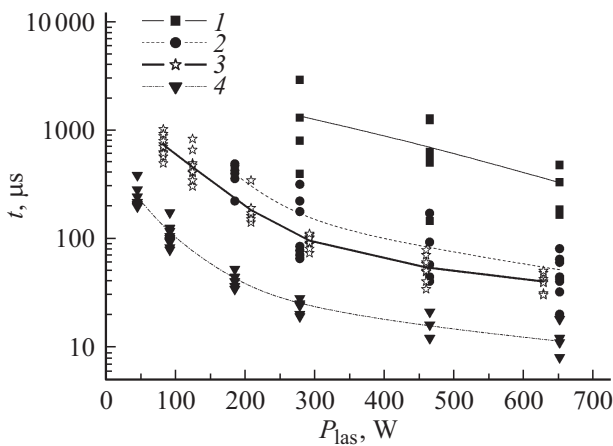


**Рис. 2.** Осциллограммы интегрального свечения лазерного факела, возникающего при испарении волоконным лазером полупрозрачной ( $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$ ) (а) и непрозрачной (б) мишеней из 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: 1 — форма импульса излучения, 2 — свечение факела.

На рис. 2 показаны типичные осциллограммы интегрального свечения лазерного факела, возникающего при фокусировании линзой с фокусом 400 мм импульсов излучения волоконного лазера с энергией 0.8–0.9 Дж на полупрозрачную ( $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$ ) (а) или непрозрачную (б) мишени из 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Несмотря на то что мощность лазерного излучения в течение импульса постоянна, во всех случаях после первоначального всплеска интенсивность свечения лазерного факела начинает уменьшаться. Кроме этого, на стадии спада свечения часто наблюдаются кратковременные иррегулярные всплески. Видно, что задержка появления лазерного факела резко уменьшается при использовании прессованных мишеней.

Данные, подобные приведенным на рис. 2, были использованы для построения зависимостей времени запаздывания появления лазерного факела от пиковой мощности лазерного излучения, приведенных на рис. 3.

Как и следовало ожидать, во всех исследованных условиях время запаздывания уменьшалось по мере увеличения мощности излучения. Однако больший интерес здесь представляют другие данные. В первую очередь это касается резкого увеличения времени задержки появле-



**Рис. 3.** Зависимость задержки появления факела при испарении неподвижной полупрозрачной ( $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$ ) (1, 2) или непрозрачной (3, 4) мишеней из 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> волоконным лазером от пиковой мощности импульсов длительностью 3 мс при фокусном расстоянии линзы 400 (1, 3) и 200 мм (2, 4).

ния лазерного факела при испарении полупрозрачных ( $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$ ) мишеней (кривые 1, 2) по сравнению с аналогичными данными, полученными при использовании непрозрачных ( $\alpha_0 = 1.7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ) мишеней (кривые 3, 4). В среднем задержка появления лазерного факела на полупрозрачной мишени 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при неизменной мощности лазерного импульса оказывается в 5–10 раз больше, чем для непрозрачной мишени из такого же материала.

При испарении более прозрачной ( $\alpha_0 = 13 \text{ cm}^{-1}$ ) мишени из 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> толщиной 3 мм задержка начала испарения превышала длительность импульсов (1.9 μm), и лазерный факел не появлялся вовсе. Очень часто такие „осечки“ случались и при испарении менее прозрачной мишени с  $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$  (см. таблицу). Иногда вспышки свечения наблюдались только внутри мишени, а ее поверхность оставалась неповрежденной.

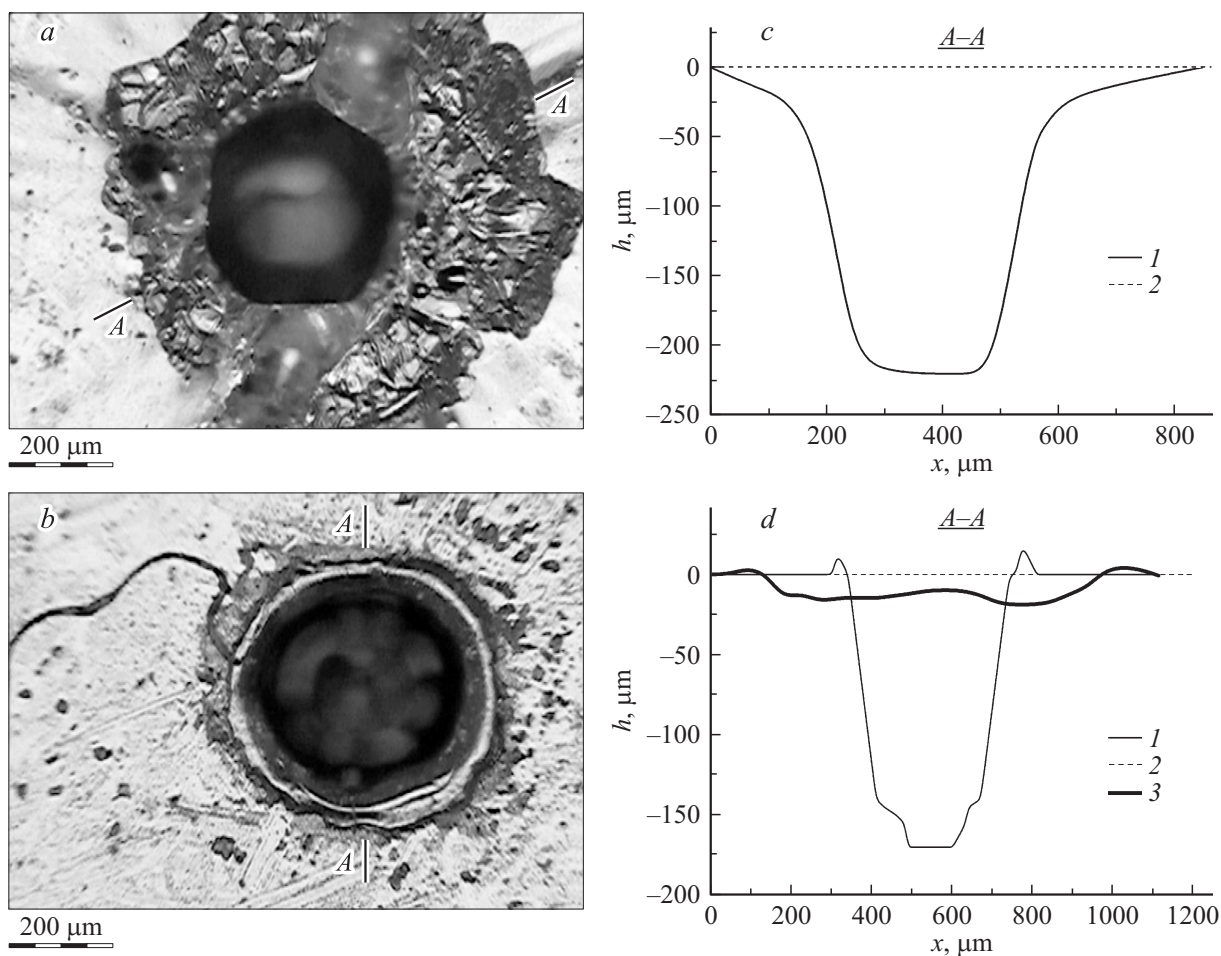
Статистические данные об образовании на поверхности полупрозрачной мишени ( $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$ ) кратеров при воздействии на мишень импульсов излучения волоконного лазера

$P_{\text{las}}, \text{ W}$	Количество импульсов	Количество кратеров	Количество кратеров с отколом
Керамика 1% Nd:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> линза с фокусом 400 мм			
650	28	5	5
465	148	7	4
280	173	5	4
Керамика 1% Nd:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> линза с фокусом 200 мм			
650	7	5	5
465	13	7	7
280	32	10	10
185	87	7	4

Следующей важной отличительной особенностью воздействия излучения иттербиевого лазера на мишени из 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, по-видимому, так же, как и для других мишеней из полупрозрачных материалов с большой теплопроводностью, является огромный статистический разброс времени запаздывания появления лазерного факела при одной и той же мощности лазерного излучения, который достигал 50–160% от среднего значения задержки. В абсолютном выражении он оказывается наименьшим для непрозрачных мишеней. Например, при мощности излучения 650 W и использовании линзы 200 мм разброс задержек составляет 10 μs (рис. 3, кривые 3, 4) при средней величине задержки 11 μs. Для полупрозрачных мишеней средняя величина задержек и их разброс оказываются в 5–8 раз больше, и при тех же самых условиях они составляют 48 и 50 μs соответственно (рис. 3, кривые 1, 2). С уменьшением мощности лазерного импульса и увеличением размеров пятна, т.е. с уменьшением плотности мощности излучения на мишени до  $0.2 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ , величины задержек и их разброс увеличивались соответственно в 8 и 4 раз для прессованной мишени, а для полупрозрачной — в 26 и 18 раз соответственно. Эти факты многократно подтверждены, и их объяснение будет дано ниже.

В таблице приведена статистика появления лазерного кратера при использовании линз с различным фокусным расстоянием. Из вышеприведенных в таблице данных наиболее интересными являются факты, указывающие на появление кратеров с отколом передней поверхности мишени. Вероятность появления кратера с отколом возрастает с увеличением мощности излучения лазера и уменьшением фокусного расстояния линзы, что ведет к увеличению плотности мощности излучения. По-видимому, появление откола на передней поверхности полупрозрачной мишени после воздействия на нее импульсов лазерного излучения наблюдается впервые и является очередной особенностью рассматриваемых процессов.

На рис. 4 показаны фотографии кратеров с отколом передней поверхности мишени (а) и без него (б), образовавшихся при воздействии импульса волоконного лазера мощностью 700 W и длительностью 1.9 и 1.36 ms. Рядом приведены их профили по линиям „А–А“, указанным на фотографиях. Их отличие заключается в следующем. Вблизи кратера с отколом видно множество сколов по границам кристаллитов, которые могли проявиться только в результате механического разрушения поверхности мишени. Кроме того, в этом случае на поверхности мишени отсутствует бруствер, а кратер содержит устье, которое начинается на глубине ~ 30 μm и расширяется к поверхности. Кратер без откола содержит бруствер, его поверхность оплавлена. На профиль этого кратера наложен профиль аналогичного кратера, образовавшегося при воздействии на такую же мишень импульса излучения СО<sub>2</sub>-лазера „ЛАЭРТ“ длительностью 370 μs, пиковой мощностью 5.8 kW и примерно той



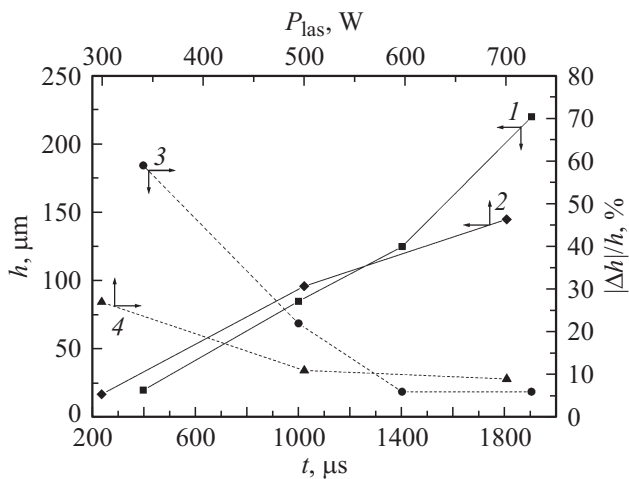
**Рис. 4.** Фотографии и профили кратеров с отколом (*a, c*) и без откола (*b, d*), возникших в мишени 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при воздействии импульса волоконного лазера мощностью 700 W и длительностью 1.9 (*a*) и 1.36 ms (*b*), а также CO<sub>2</sub>-лазера „ЛАЭРТ“ пиковой мощностью 5.8 kW и энергией 0.93 J; *c*: 1 — профиль кратера для волоконного лазера, 2 — уровень поверхности мишени; *d*: 1 — профиль кратера для волоконного лазера, 2 — уровень поверхности мишени, 3 — профиль кратера для CO<sub>2</sub>-лазера.

же энергией 0.93 J [16]. Видно, что в результате действия импульса волоконного лазера при почти одинаковой энергии и существенно меньшей плотности мощности излучения образуется кратер в  $\sim 8$  раз более глубокий, чем в случае CO<sub>2</sub>-лазера. Соответственно масса удаленного из мишени волоконным лазером вещества (67  $\mu\text{g}$ ) также оказалась гораздо больше, чем для CO<sub>2</sub>-лазера (12  $\mu\text{g}$ ). С другой стороны, наши эксперименты показали, что максимальная производительность получения нанопорошка 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> непрерывным волоконным лазером при мощности излучения 600 W и использовании кварцевой линзы с фокусом 400 mm равна 27 g/h. Эта величина мало отличается от производительности получения этого же нанопорошка (27-31 g/h) импульсно-периодическим CO<sub>2</sub>-лазером „ЛАЭРТ“ той же средней мощности излучения. Как известно, наночастицы сферической формы образуются при конденсации паровой фазы, следовательно, количество испаренного материала мишени в том и в другом случаях должно быть примерно одинаковым.

Учитывая нестандартность данных, касающихся формы и объема образующегося в мишени кратера, изучение его характеристик было продолжено.

На рис. 5, где представлены зависимости глубины кратера от длительности импульса при мощности лазерного излучения 700 W и от мощности лазерного излучения при фиксированном времени воздействия, равном 1.36 ms, а также относительный статистический разброс глубины в обоих случаях. Каждая точка на графике получена в результате измерения глубин десяти кратеров, полученных при одинаковых значениях мощности и времени воздействия лазерного излучения. Далее вычислялись среднее значение глубины ( $h$ ) и соотношение  $|\Delta h|/h$ , характеризующее ее статистический разброс, где  $|\Delta h|$  — абсолютное значение максимального отклонения. Видно, что чем больше глубина кратера, тем меньше ее статистический разброс, обусловленный нестабильностью начала испарения.

Эти результаты согласуются с традиционными представлениями о том, что глубина кратера увеличивает-

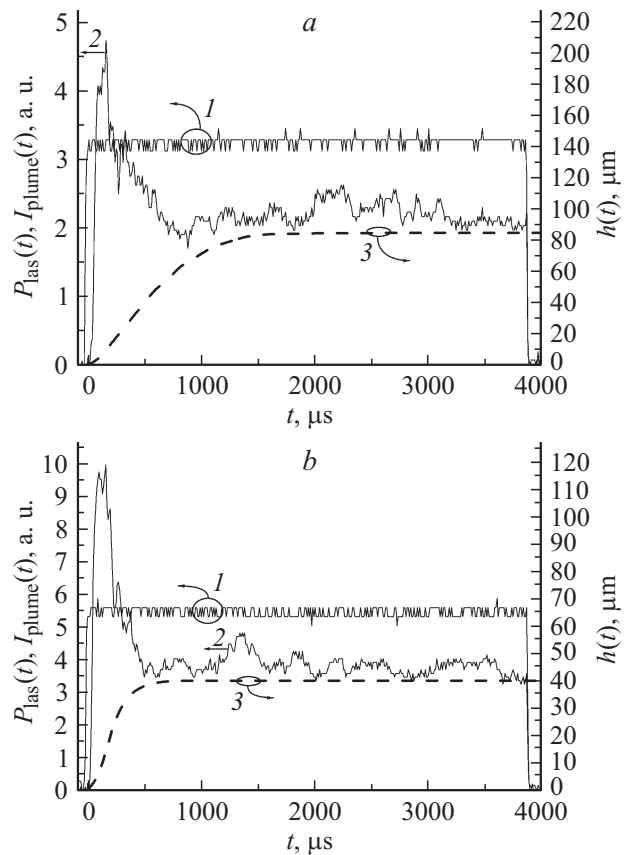


**Рис. 5.** Зависимости средней глубины кратера ( $h$ ) и статистического разброса глубины  $|\Delta h|/h$  от длительности ( $t$ ) и мощности лазерного излучения ( $P_{\text{las}}$ ): 1 — зависимость  $h$  от  $t$  при  $P_{\text{las}} = 700$  W, 2 — зависимость  $h$  от  $P_{\text{las}}$  при  $t = 1.36$  ms, 3 — зависимость  $|\Delta h|/h$  от  $t$  при  $P_{\text{las}} = 700$  W, 4 — зависимость  $|\Delta h|/h$  от  $P_{\text{las}}$  при  $t = 1.36$  ms.

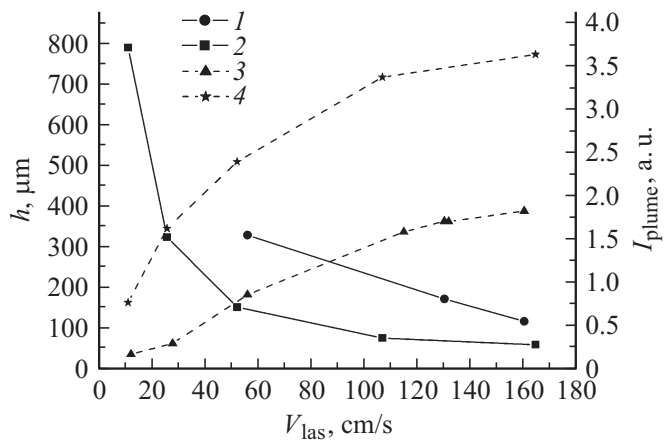
ся по мере увеличения длительности воздействия при постоянной мощности или мощности при постоянной длительности, т.е. в конечном счете энергии лазерного излучения, поступающей в мишень. С увеличением энергии импульса статистический разброс глубины кратеров уменьшается, поскольку все большая его энергия поглощалась в жидкой фазе

Корреляция между глубиной трека и светимостью факела устанавливалась при исследовании движущейся мишени. Импульсы излучения волоконного лазера пиковой мощностью 650 W и длительностью 3.8 ms воздействовали на вращающиеся с различной скоростью непрозрачные мишени из 1 mol.% Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Линейная скорость перемещения луча по поверхности мишени варьировала в пределах от 11 до 167 cm/s.

Результаты измерения светимости факела представлены на рис. 6. Видно, что интенсивность свечения лазерного факела для всех мишеней после первоначального всплеска сначала снижается, а затем хаотически изменяется относительно некоторого среднего уровня. Время уменьшения свечения факела до квазистационарного уровня неплохо соответствует времени увеличения глубины трека до стационарного значения. Это хорошо видно на рис. 6, где для скоростей 50 и 107 cm/s соответственно приведены зависимости интенсивности свечения лазерного факела от времени (кривая 2) и глубины кратера  $h(t)$  (кривая 3). Интересно отметить, что время выхода уровня свечения факела и глубины кратера на стационар уменьшается с ростом скорости перемещения луча по мишени. Так, для скорости 50 cm/s время выхода на непрерывный режим соответствует  $\sim 1000 \mu\text{s}$  (рис. 6, a), тогда как для скорости 107 cm/s (рис. 6, b) снижается до  $500 \mu\text{s}$ . Снижение яркости факела, скорее



**Рис. 6.** Динамика свечения лазерного факела на подвижной мишени при различных скоростях перемещения лазерного луча ( $v$ ): a —  $v = 50$  cm/s. 1 — форма импульса лазерного излучения, 2 — светимость факела для Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, 3 — динамика изменения глубины трека ( $h(t)$ ); b —  $v = 165$  cm/s, обозначения те же.



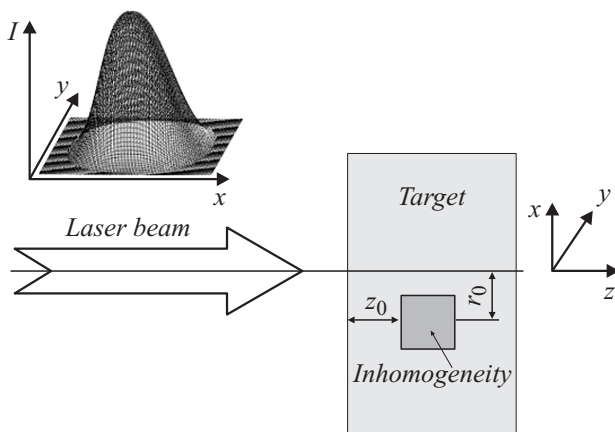
**Рис. 7.** Зависимости глубины трека  $h$  (1,2) и интенсивности свечения факела  $I$  (3,4) от скорости перемещения луча для линз с фокусным расстоянием  $f = 200$  mm (1,3) и 400 mm (2,4).

всего, свидетельствует об увеличении потока вылетающих из кратера жидких капель, соответствующего снижению доли парового потока в лазерном факеле или его температуры.

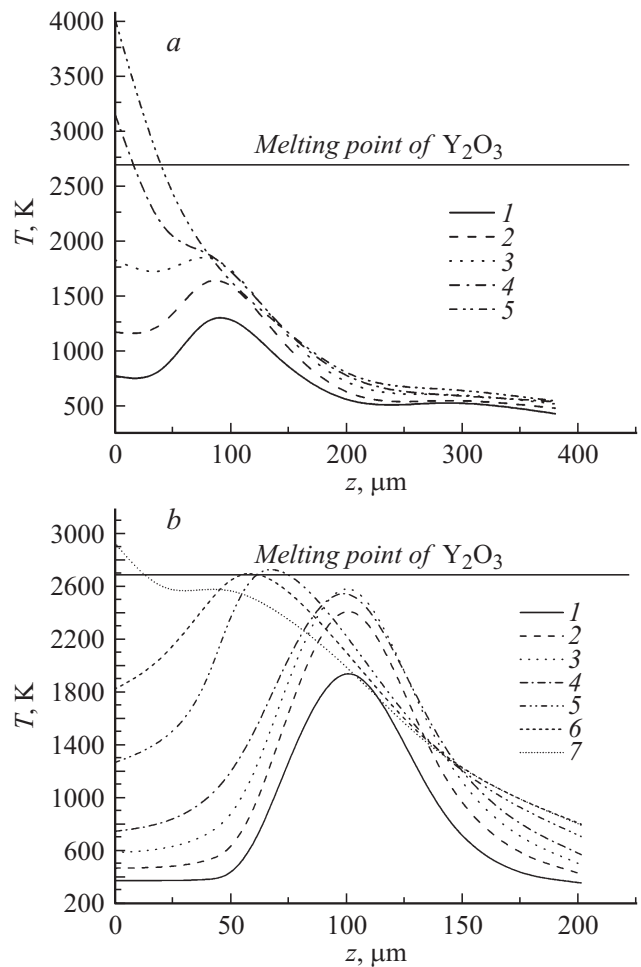
Эти соображения подтверждаются результатами экспериментов, показанных на рис. 7, где приведены зависимости интенсивности свечения и глубины трека на квазистационарной стадии испарения, усредненные по 10 импульсам, от скорости перемещения по ней луча. Как и следовало ожидать, эти зависимости коррелируют друг с другом: с увеличением скорости глубина кратера снижается, а интенсивность свечения растет. При использовании линзы с фокусным расстоянием  $f = 400$  mm образуется более широкий кратер с наименьшей глубиной, что дает более высокую светимость факела на „стационарном“ участке, чем при использовании линзы с  $f = 200$  mm.

### 3. Расчеты и обсуждение результатов

Для выявления процессов, ответственных за появление отличий в механизме разрушения диэлектрика, нами было проведено моделирование динамики нагрева в полупрозрачной керамической мишени, имеющей внутри неоднородность с более высоким показателем поглощения. Геометрия задачи представлена на рис. 8. Неоднородность располагалась на глубине  $z_0$  и на расстоянии  $r_0$  от центра фокального пятна. В ходе расчетов варьировалось расположение неоднородности, ее размер и соотношение  $\alpha_{i0}/\alpha_0$ , т.е. отношение показателей поглощения неоднородности ( $\alpha_{i0}$ ) и материала мишени ( $\alpha_0$ ) при комнатной температуре. Зависимость показателя поглощения неоднородности ( $\alpha_i$ ) от температуры также подчинялась зависимости (5), только со своими параметрами  $\alpha_{i0}$  и  $\xi_i$ . Значение  $\xi_i$  выбиралось так, чтобы при температуре плавления  $\alpha_i$  равнялся  $\alpha$ .



**Рис. 8.** Геометрия задачи. Вверху на вставке — распределение интенсивности лазерного излучения в пятне фокусировки принятое в расчетах.



**Рис. 9.** Зависимость температуры от расстояния вглубь мишени в различные моменты времени при мощности излучения 700 W. Горизонтальной линией отмечена температура плавления  $Y_2O_3$ . *a* —  $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 20$ , *a*: 1 — 250, 2 — 350, 3 — 500, 4 — 625, 5 — 750  $\mu$ s; *b* —  $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 100$ , *b*: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 256, 6 — 325, 7 — 350  $\mu$ s.

Характерный пример динамики температурного поля представлен на рис. 9, *a*. В данном случае  $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 20$ , глубина  $z_0 = 100$   $\mu$ m, отклонение от центра  $r_0 = 25$   $\mu$ m. Видно, что на начальном этапе (примерно до 350  $\mu$ s) основной нагрев происходит на ближней границе области неоднородности (рис. 9, *a*, кривые 1, 2). Однако далее картина начинает изменяться. В результате теплопроводности нагреваются области мишени, граничащие с неоднородностью, и в них, согласно (5), увеличивается  $\alpha$ . В области, расположенной ближе к поверхности мишени (по оси  $z$ ), интенсивность лазерного излучения выше, и поэтому создаются условия для развития положительной обратной связи между параметрами  $T$  и  $\alpha$ . В результате указанная область „перехватывает“ на себя лазерное излучение, „экранируя“ неоднородность. Это приводит к смещению максимума температуры к поверхности мишени (рис. 9, *a*, кривая 3). К моменту

времени приблизительно  $625 \mu\text{s}$  в максимуме тепловой волны уже на поверхности мишени температура достигает температуры плавления (рис. 9, *a*, кривые 4, 5).

Увеличение степени неоднородности, т.е. соотношение  $\alpha_{i0}/\alpha_0$  приводит к более четко выраженному распространению тепловой волны. Для случая  $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 100$  динамика ее распространения представлена на рис. 9, *b*. Значения  $r_0$  и  $z_0$  те же, что и для рис. 9, *a*. В этом случае ее движение ускоряется, а максимум температуры в волне достигает температуры плавления к моменту времени  $250 \mu\text{s}$  внутри образца на глубине  $\sim 60 \mu\text{m}$  (рис. 9, *b*, кривая 5). В месте, где происходит плавление материала мишени, давление скачкообразно возрастает, что вызывает разрушение мишени. Поскольку поглощающий лазерное излучение дефект расположен вблизи передней поверхности мишени, то разрушение происходит в форме откола (рис. 4, *a*). Если такой дефект локализован достаточно глубоко в мишени, то температурная волна перейдет в волну плавления, а давление в ней будет повышаться до тех пор, пока не достигнет величины, достаточной для раскалывания мишени вдоль направлений наименьшей прочности. Образующаяся при плавлении и испарении материала внутри мишени парокапельная смесь вместе с осколками выбрасывается наружу. Если волна не успевает за время импульса излучения достигнуть поверхности, то она наблюдается нами в виде вспышки внутри полупрозрачной мишени. Если температура в волне не повышается до температуры плавления за время ее движения к поверхности, то разрушение поверхности и образование кратера происходили по известной схеме (рис. 4, *b*).

Логическим следствием полученных результатов (рис. 9) является объяснение значительного разброса времени запаздывания возникновения лазерного факела при испарении полупрозрачной мишени (рис. 3) различными коэффициентами поглощения у дефектов и глубины их расположения. Это ведет к появлению отличий в скоростях движения тепловых волн от разных дефектов и времени появления парокапельной смеси на поверхности мишени, т.е. появления лазерного факела.

В то же время данная численная модель не в состоянии объяснить существенно большее по сравнению с  $\text{CO}_2$ -лазером удаление массы из мишени ( $\sim 5$  раз) за один импульс с одинаковой энергией, пиковый характер интенсивности свечения факела и ее уменьшение в течение одного импульса. По нашему мнению, это звено одной цепи — перехода от режима парового к парокапельному испарению. Известно, что такая ситуация возможна при существенном перегреве расплава. Тогда появившиеся в пароплазменной среде капли станут центрами конденсации, в результате которой концентрация молекул в паровой фазе будет уменьшаться и, следовательно, будет уменьшаться интенсивность свечения факела, а иррегулярность появления капель может объяснить пиковый характер свечения.

## Заключение

Выполнен цикл экспериментальных и теоретических исследований процессов воздействия излучения волоконного иттербиевого лазера на мишень из  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  с неоднородным показателем поглощения. Основные результаты исследований сводятся к следующему.

Осциллограммы свечения лазерного факела имеют пиковый характер, что их резко отличает от аналогичных осциллограмм, полученных при использовании импульсно-периодического  $\text{CO}_2$ -лазера. Время запаздывания появления лазерного факела от начала воздействия уменьшается со снижением прозрачности мишени. В частности, задержка появления лазерного факела на поверхности полупрозрачной мишени из  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  с  $\alpha_0 = 23 \text{ cm}^{-1}$  в 5–10 раз была большей, чем на непрозрачной мишени с  $\alpha_0 = 1.7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  при той же самой мощности излучения. На мишени толщиной 3 мм с  $\alpha_0 = 13 \text{ cm}^{-1}$  лазерный факел не появлялся вообще.

Найдено, что значительная часть кратеров по форме отличается от традиционных, поскольку они содержат устье, на поверхности которого видны кристаллиты, свидетельствующие о механическом отколе передней поверхности мишени. Кроме того, у таких кратеров отсутствует брусстер.

Развита численная модель воздействия лазерного излучения на среды с неоднородным показателем поглощения и показано, что в этом случае нагревание мишени имеет объемный характер. Начинается оно нагреванием дефекта и его окрестностей, а затем температурная волна двигается по лучу к поверхности мишени. Установлено, что скорость движения волны и время достижения ею поверхности зависят от характеристик дефекта, его локализации и мощности лазерного излучения. Если температура в волне достигает температуры плавления мишени, это приведет к разрушению в форме откола поверхности мишени, когда перегретая жидкость выплескивается наружу в виде парокапельной смеси и осколков мишени.

Модель хорошо объясняет появление откола и большие разбросы времен задержки появления лазерного факела.

Авторы выражают благодарность заведующему лабораторией сегнетоэлектриков Уральского федерального университета д.ф.-м.н. В.Я. Шуру и к.ф.-м.н. Д.К. Кузнецову за измерения профилей лазерных кратеров на оптическом профилометре WYKO NT1000.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН (проект № 12-П-2-1011), УрО РАН (проект № 12-С-2-1018) и РФФИ (гранты № 11-08-0005-а и 13-08-00529-а).



## Список литературы

- [1] Иванов В.В., Хрустов В.Р., Паранин С.Н., Медведев А.И., Штольц А.К., Иванова О.Ф., Ноздрин А.А. // ФХС. 2005. Т. 31. № 4. С. 625–634.
- [2] Горелов В.П., Заяц С.В., Иванов В.В., Ивин С.Ю., Котов Ю.А., Медведев А.И., Москаленко Н.И., Мурзакаев А.М., Саматов О.М., Хрустов В.Р. // ФХС. 2005. Т. 31. № 4. С. 635–642.
- [3] Yagi H., Yanagiteni T., Takaichi K., Ueda K., Kaminskii A.A. // Opt. Mater. 2007. Vol. 29. N 10. P. 1258–1262.
- [4] Багаев С.Н., Осипов В.В., Иванов М.Г., Соломонов В.И., Платонов В.В., Орлов А.Н., Расулева А.В., Иванов В.В., Кайгородов А.С., Хрустов В.Р., Ватник С.М., Ведин И.А., Майоров А.П., Пестряков Е.В., Шестаков А.В., Салков А.В. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 9. С. 840–844.
- [5] Feller R.K., Purdy G.M., Ortiz-Acosta D., Stande S., Li A., McKigney E.A., Esch E.I., Muenchausen R.E., Gilbertson R., Bacrania M., Benett B.L., Ott K.C., Brown L., Macomber C.S., Scott B.L., del Sesto L.E. // J. Mater. Chem. 2011. Vol. 21. P. 5716–5722.
- [6] Kato M. // Jpn. J. Appl. Phys. 1976. Vol. 15. N 5. P. 757–760.
- [7] Popp U., Herbig R., Michel G., Muller E., Oestreich Ch. // J. Eur. Ceram. Soc. 1998. Vol. 18. P. 1153–1160.
- [8] Осипов В.В., Котов Ю.А., Иванов М.Г., Саматов О.М., Лисенков В.В., Платонов В.В., Мурзакаев А.М., Медведев А.И., Азаркевич Е.И. // Laser Phys. 2006. Vol. 16. N 1. P. 116–125.
- [9] Котов Ю.А., Саматов О.М., Иванов М.Г., Мурзакаев А.М., Медведев А.И., Тимошенкова О.Р., Демина Т.М., Вьюхина И.В. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 5. С. 65–68.
- [10] Осипов В.В., Платонов В.В., Лисенков В.В. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 6. С. 541–546.
- [11] Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С., Прохоров А.М., Хаимов-Мальков В.Я. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 3. С. 1030–1036.
- [12] Скрипов В.П., Файзуллин М.З. Фазовые переходы кристалл–жидкость–пар и термодинамическое подобие. М.: Физматлит, 2003. 160 с.
- [13] Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [14] Балкевич В.Л. Техническая керамика. М.: Стройиздат, 1984. 256 с.
- [15] Казенас Е.К., Цветков Ю.В. Испарение оксидов. М.: Наука, 1997. 543 с.
- [16] Осипов В.В., Лисенков В.В., Платонов В.В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 1. С. 103–110.