

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОРИСТЫЕ МИШЕНИ ИЗ ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*В. В. Осипов, В. В. Лисенков, В. В. Платонов, Е. В. Тихонов*

Институт электрофизики УрО РАН

## Аннотация

В работе сообщается о ряде новых физических явлений, обнаруженных при исследовании воздействия лазерного излучения на пористые прозрачные материалы. Показывается, что при распространении в среде из плотноупакованных частиц прозрачного материала излучения с интенсивностью меньше порога повреждения возможна лазерная абляция и, как следствие, образование лазерного факела. Это явление может быть обусловлено интерференцией падающего, преломлённого и рассеянного излучений, которая приводит к возникновению локальных максимумов интенсивности, где излучение усилено в десятки (вплоть до сотни) раз по сравнению со средним значением. В результате, в них запускаются нелинейные механизмы поглощения лазерного излучения, приводящие к нагреву мишени. Установлено, что интенсивность в таких локальных максимумах зависит от показателя преломления, размеров частиц и длины волны излучения.

Показывается, что при длительном воздействии излучения на движущуюся поверхность мишени она приобретает иглоподобный характер с диаметром игл ~1 мм и высотой до 8 мм. Свечение факела, возникающего под действием одиночного импульса, в полупрозрачной мишени имеет иррегулярный пиковый характер.

Найдено, что глубина кратера, образованного излучением иттербиевого лазера, для которого материал мишени прозрачен, в 6–8 раз глубже кратера, образованного излучением CO<sub>2</sub>-лазера с такой же энергией в импульсе, для которого этот материал не прозрачен. Это связывается с переходом от паровой к более эффективной с точки зрения удаления материала парокапельной абляции. Её наличие было обнаружено при скоростной фотосъёмке свечения лазерного факела.

Приводятся математические модели, поясняющие причины реализации вышеупомянутых процессов и фактов.

## Введение

В 70–80 годы прошлого столетия значительное внимание уделялось воздействию на материалы лазерного излучения различной мощности и длительности. Были выполнены обширные исследования, анализ которых приведён в многочисленных обзорах и книгах (например, в [1]), тем самым были созданы основы лазерной физики. В последнее время направление исследований в значительной мере сместилось в область воздействия на материалы ультракоротких импульсов лазерного излучения. В то же время в связи с расширением круга применений лазеров для решения технологических проблем использование непрерывных или с длительными импульсами излучения лазеров является существенно более эффективным, но в ряде случаев наталкивается на специфические трудности. Это ведёт к возникновению новых направлений исследований, связанных с необходимостью решения появившихся проблем.

Одним из таких направлений является воздействие лазерного излучения на пористые прозрачные материалы. Исследования в этой области важны для понимания процессов, имеющих место при лазерной резке тугоплавких керамик, создания 3D-технологий для диэлектриков и полупроводников, лазерного синтеза нанопорошков с малыми размерами частиц и т. д. Последнее особенно важно для приготовления керамик с высокой механической прочностью и беспористых высокопрозрачных керамик, например для твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ) [2], а также керамик, являющихся активными элементами твердотельных лазеров [3]. Дело в том, что

такие нанопорошки обладают малыми средними размерами (~10 нм) и, следовательно, большой поверхностной энергией, поэтому их синтез можно проводить при меньших температурах, реализуя меньшие размеры кристаллитов и, следовательно, более высокую механическую прочность. При синтезе керамик из компактов с относительной плотностью ~50 % размеры пор в них соизмеримы с размерами наночастиц, поэтому на них будет действовать большое капиллярное давление, стимулируя повакансионное «испарение» пор.

Перечислим, какие же проблемы требуют объяснения при анализе процессов, проявляющихся при воздействии лазерного излучения на мишени из пористого прозрачного материала, и какие особенности при этом проявляются:

- порог лазерного разрушения прозрачных монокристаллов оказывается существенно выше, чем в пористых мишенях из этого же материала [4, 5];
- этот порог зависит от показателя преломления [6];
- после воздействия лазерного излучения на мишени из прозрачного материала (например, излучения иттербиевого лазера на мишень из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) её поверхность приобретает иглоподобный характер [7];
- глубина лазерного кратера, возникшего под действием импульса излучения иттербиевого лазера в мишени, материал которой для этого излучения прозрачен, оказывается в 6–8 раз больше, чем под действием излучения СО<sub>2</sub>-лазера почти с той же энергией в импульсе, для которого мишень не прозрачна [8].

Результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на установление возможных причин проявления этих особенностей, излагаются в настоящей работе.

## 1. Экспериментальные установки

Для исследования процессов воздействия излучения на пористые материалы использовались установки, подробно описанные в [7, 8].

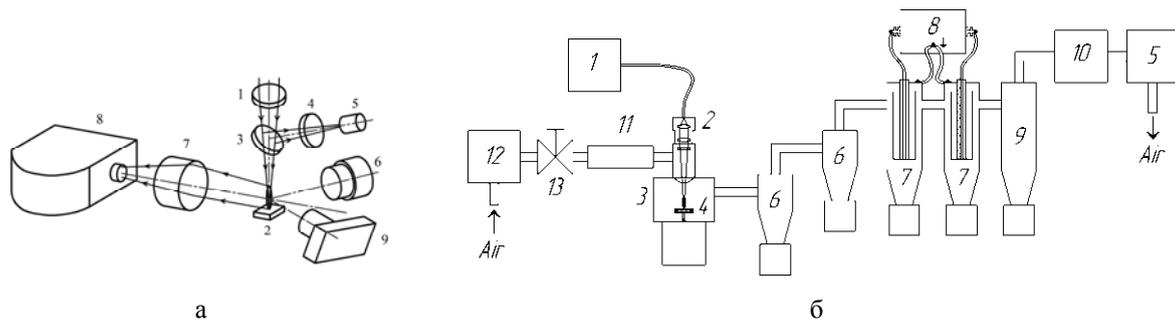


Рис. 1. Блок-схемы экспериментальных стендов для скоростной съёмки лазерного факела (а) и для получения наночастиц (б). а) 1 – кварцевая линза, фокусирующая лазерное излучение; 2 – мишень, на поверхности которой возникает лазерный факел; 3 – кварцевая делительная пластина; 4 – светофильтр; 5 – pin-фотодиод; 6 – ФЭК-22СПУ-М; 7 – объектив «Индустар-61Л/3-МС», фокусирующий излучение лазерного факела; 8 – скоростная фотоустановка ВФУ-1; 9 – фотоаппарат. б) 1 – волоконный лазер; 2 – оптическая головка ИРГ, фокусирующая лазерное излучение; 3 – испарительная камера, где пар материала мишени конденсируется в наночастицы; 4 – мишень, испаряемая лазерным излучением; 5 – мембранный насос; 6 – циклоны, улавливающие крупные капли и осколки мишени; 7 – электрофильтры для сбора нанопорошка; 8 – блок питания электрофильтров; 9 – рукавный бумажный фильтр для сбора нанопорошка; 10 – фильтр для окончательной очистки воздуха; 11 – ротаметр; 12 – фильтр предварительной очистки воздуха; 13 – игольчатый вентиль

Их блок-схемы приведены на рис. 1. В обоих случаях применялся либо волоконный иттербиевый лазер ЛС-07Н (НТО «ИРЭ-Полюс», г. Фрязино, Россия) с номинальной мощностью непрерывного излучения 700 Вт, либо импульсно-периодический СО<sub>2</sub>-лазер собственной разработки с энергией в импульсе 1 Дж, длительностью импульса на полувысоте 350 мкс и частотой следования до 600 Гц.

Эксперименты проводились с использованием мишеней, приготовленные из смесей грубых порошков  $\text{Nd}_2\text{O}_3 + \text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3 + \text{ZrO}_2$ ,  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{YbF}_3$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Tb}_2\text{O}_3$ ,  $\text{YSZ}$ . Для приготовления прозрачных мишеней указанные порошки смешивались в течение 48 часов, прессовались при давлении 20 МПа и подпекались при температуре 1300 °С, после чего их относительная плотность составляла ~50 %. Кроме того, использовались также мишени из порошков того же состава, но спечённые при большей (1600–1700 °С) температуре в вакууме (прозрачные мишени). Они имели плотность, близкую к 100 %, но обладали пористостью, которая обуславливала различие в спектральных коэффициентах поглощения:  $21,8 \text{ см}^{-1}$  и  $30,1 \text{ см}^{-1}$  при  $\lambda = 1,07 \text{ мкм}$ .

## 2. Результаты экспериментов

Свечение лазерного факела – это важное явление, характеризующее воздействие лазерного излучения на вещество. 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 неподвижную полупрозрачную ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) (кривая 2) или непрозрачную (кривая 1) мишени из 1 % mol.  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  [8].

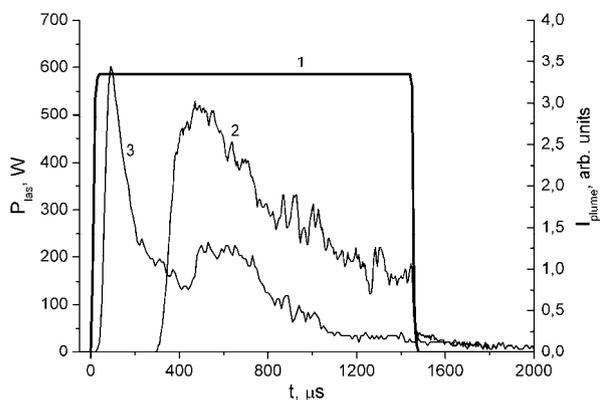


Рис. 2. Осциллограммы интегрального свечения лазерного факела; 1 – форма импульса излучения, 2, 3 – свечение факела при полупрозрачной ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) (2) и непрозрачной (3) мишеней из 1 mol. %  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$

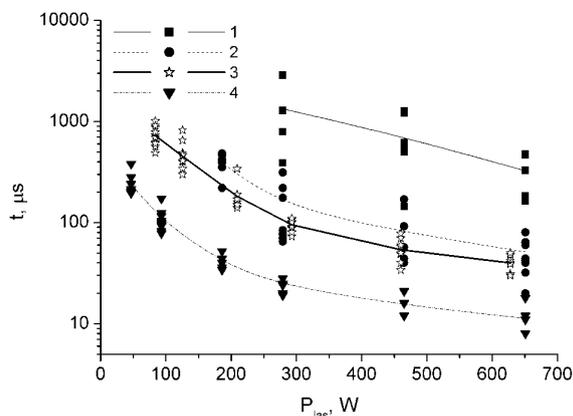


Рис. 3. Зависимость задержки появления лазерного факела при испарении неподвижной полупрозрачной ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) (1, 2) и непрозрачной (3, 4) мишеней из 1 mol. %  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$ , при фокусном расстоянии линзы 400 мм (1,3) и 200 мм (2,4)

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 вспышки. Видно, что задержка появления лазерного факела ( $\tau_d$ ) резко уменьшается при использовании прессованных мишеней. Эти данные существенно отличаются от результатов, наблюдаемых при использовании для этих же целей импульсов излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с примерно той же энергией [9, 10]. В последнем случае интенсивность свечения лазерного факела нарастала и спадала синхронно с плотностью мощности лазерного излучения, а осциллограммы свечения были гладкими.

Данные, приведённые на рис. 2, были использованы для построения зависимостей времени запаздывания появления лазерного факела от пиковой мощности лазерного излучения, приведённых на рис. 3. Как и следовало ожидать, во всех исследованных условиях  $\tau_d$  уменьшалось по мере увеличения мощности излучения. Однако больший интерес здесь представляют другие данные. В первую очередь, это касается резкого увеличения времени задержки появления лазерного факела при испарении полупрозрачных ( $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$ ) мишеней (кривые 1, 2) по сравнению с аналогичными данными, полученными при использовании непрозрачных ( $\alpha_0 = 1700 \text{ см}^{-1}$ ) мишеней (кривые 3, 4). В среднем задержка появления лазерного факела на полупрозрачной мишени 1 % mol.  $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$  при

неизменной мощности лазерного импульса оказывается в 5–10 раз больше, чем для непрозрачной мишени из такого же материала.

Иногда вспышки свечения наблюдались только внутри мишени, а ее поверхность оставалась неповрежденной. Это свидетельствует об объемном характере поглощения энергии излучения в полупрозрачных материалах.

Для прояснения такого необычного поведения интегрального свечения факела нами была выполнена скоростная съемка динамики собственного свечения лазерного факела от различных мишеней с помощью скоростной камеры (позиция 8 на рис. 1). На рис. 4 приведены типичные негативные изображения лазерных факелов в различные моменты времени.

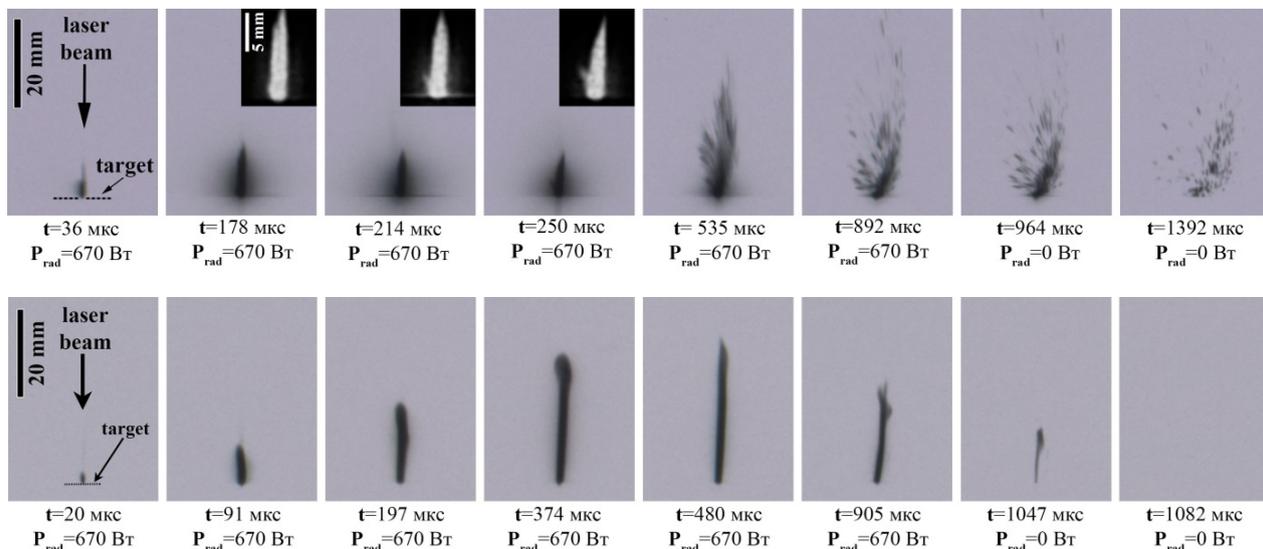


Рис. 4. Фотографии в собственном свете лазерного факела, образовавшегося при испарении непрозрачной мишени из  $Nd:Y_2O_3$ , (верхний ряд) и графита (нижний ряд) импульсом излучения длительностью 1 мс. Время  $t$  отсчитывается от момента появления факела ( $\tau_d$ ). Задержка появления факела относительно начала лазерного импульса;  $\tau_d = 38$  мкс для  $Nd:Y_2O_3$ , и  $\tau_d = 8$  мкс для графита;  $P_{las}$  – мгновенная мощность излучения волоконного лазера

Время на этих кинограммах для удобства отсчитывается от момента возникновения лазерного факела [11]. В частности, на рис. 4 (верхний ряд) показаны фотографии лазерного факела для случая непрозрачной мишени из  $Nd:Y_2O_3$ . Этот случай реализуется, когда мишень ещё не успела покрыться оплавленным слоем. Здесь разрушение мишени начинается через 38 мкс после начала лазерного импульса, в течении которого излучение плавит вещество мишени и доводит его до кипения (для  $Y_2O_3$  температура кипения  $T_b = 4300^\circ C$ ) [12]. После начала испарения над поверхностью мишени появляется светящийся столб пара, высота которого через 178 мкс достигает максимальной величины, равной  $\sim 12$  мм.

В течение последующих 72 мкс, несмотря на неизменную мгновенную мощность лазерного излучения, высота столба уменьшается до 10 мм. В первые  $\approx 200$  мкс после образования лазерного факела его форма (в виде столба) и динамика качественно совпадают с наблюдавшимися в [9, 10, 13] при испарении в воздухе мишеней из YSZ и Nd:YAG импульсом излучения  $CO_2$  лазера длительностью 330 мкс и интенсивностью  $I = 1 \div 1,3$  МВт/см<sup>2</sup>. Более того, как показали спектральные исследования лазерного факела, созданного как  $CO_2$ -лазером [9, 10], так и иттербиевым лазером [13], испарение мишени происходит в форме радикалов YO, ZrO, NdO, которые и обуславливают свечение. Именно при конденсации этого пара формируются наночастицы с размерами 2–40 нм. Однако через 200 мкс абляция мишени, производимая иттербиевым лазером, начинает отличаться от абляции, производимой  $CO_2$ -лазером, где в факеле присутствует в основном паровая фаза. Отличия связаны с появлением на фотографиях лазерного факела множества треков, обусловленных разлётом крупных объектов. Прделанный ранее анализ содержимого испарительной камеры при синтезе нанопо-

рошка [8] показал, что такими объектами в большинстве случаев являются именно капли расплава. Через  $\approx 500$  мкс после начала испарения мишени лазерный факел состоит преимущественно из капель, а доля светящихся паров существенно снижается. Именно вылетом капель объясняется пиковый осциллограмм собственного свечения факела (рис. 2). Дополнительным подтверждением того, что треки обусловлены именно крупными каплями, является отсутствие таких треков при испарении графитовой мишени (рис. 4 нижний ряд). В этом случае лазерный факел состоит только из столба пара, который спустя 480 мкс после образования достигает своей максимальной высоты 32 мм. Отсутствие в этом случае разлетающихся капель мы связываем с тем, что графит при атмосферном давлении и температуре  $4200^\circ\text{C}$  возгоняется без образования жидкого расплава [12].

Скоростные фотографии качественно подтвердили предполагавшийся ранее механизм испарения оксидных мишеней волоконным лазером. Он заключается в том, что материал уносится из мишени в виде смеси пара и капель в отличие от абляции такой же мишени излучением  $\text{CO}_2$  лазера, где материал уносится преимущественно в виде пара. В [8] показаны в сравнении кратеры, полученные импульсами  $\text{CO}_2$  лазера и волоконного лазера с почти одинаковой энергией  $\approx 1$  Дж в мишени из 1 % mol. Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Получено, что кратер образованный импульсом волоконного лазера в 8 раз более глубокий, чем в случае  $\text{CO}_2$ -лазера «ЛИАЭРТ» [9, 10]. Соответственно, масса удалённого из мишени волоконным лазером вещества (67 мкг) также оказалась гораздо больше, чем для  $\text{CO}_2$ -лазера (12 мкг). С другой стороны, наши эксперименты показали, что максимальная производительность получения нанопорошка волоконным лазером при мощности излучения 600 Вт равна 27 г/час. Эта величина мало отличается от производительности получения этого же нанопорошка (27–31 г/час) импульсно-периодическим  $\text{CO}_2$ -лазером «ЛИАЭРТ» той же средней мощности излучения. Как известно, наночастицы сферической формы образуются при конденсации паровой фазы, следовательно, количество парообразного материала мишени в том и в другом случаях должно быть примерно одинаковым, что и наблюдается в экспериментах.

### 3. Результаты численного моделирования

Вышеупомянутые результаты требуют объяснения путём создания физической картины, её математического моделирования и сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными. При этом нужно учесть существенную особенность получения данных нанопорошков волоконным лазером. Она заключается в том, что на длине волны 1,07 мкм многие оксиды прозрачны, то есть имеют очень малый показатель поглощения. Например, для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (лейкосапфир) [14], Nd:YAG [15] и 1 % Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [16] они равны  $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  и  $3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , соответственно. Если на эти монокристаллические материалы воздействовать излучением, попадающем в область их прозрачности, то пороговая плотность мощности излучения  $I$  их лучевого разрушения составляет  $\sim 10 \text{ МВт/см}^2$  [17].

Тем не менее, как показали описанные выше экспериментальные исследования, пористые мишени из этих материалов довольно хорошо испаряются даже при интенсивности излучения волоконного лазера на мишени менее и порядка  $1 \text{ МВт/см}^2$ . С другой стороны, мы не смогли испарить непрерывным излучением волоконного лазера с той же интенсивностью спрессованную мишень из CaF<sub>2</sub> (флюорита), хотя величина показателя поглощения CaF<sub>2</sub> ( $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ ) лишь немного меньше, чем у 1 % Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Подытоживая вышесказанное, можно сформулировать два резонных вопроса.

- 1) Почему при этих интенсивности излучения волоконного лазера  $0,4\text{--}1 \text{ МВт/см}^2$  вообще возможно испарять пористые мишени из Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Nd:YAG, ZrO<sub>2</sub>:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (YSZ), Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>?
- 2) Почему такая же мишень из CaF<sub>2</sub>, имеющего примерно тот же показатель поглощения, не только не испаряется, но и с трудом плавится?

Для ответа на данные вопросы нами были проведены численные расчеты распространения лазерного излучения в мишени из спрессованных частиц оксидных материалов. Подробно расчетная модель описана в [6].

Основу модели составляло волновое уравнение Гельмгольца для электромагнитной волны, распространяющейся через прозрачную порошковую диэлектрическую среду, состоящую из частиц с показателем преломления  $n_p$  и воздуха с  $n_{air} = 1$ :

$$\Delta E + k^2 \varepsilon E = 0 \quad (1)$$

где  $E$  – амплитуда напряжённости электрического поля;  $k = 2 \cdot \pi / \lambda$  – волновое число;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала.

В качестве исследуемых материалов были выбраны  $\text{MgF}_2$  ( $n_p=1,38$ ),  $\text{CaF}_2$  ( $n_p=1,43$ ),  $\text{BaF}_2$  ( $n_p=1,47$ ),  $\text{SiO}_2$  ( $n_p=1,54$ ),  $\text{BeO}$  ( $n_p=1,71$ ),  $\text{MgAl}_2\text{O}_4$  ( $n_p=1,70$ ),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $n_p=1,75$ ),  $\text{Y}_2\text{O}_3$  ( $n_p=1,90$ ) и  $\text{YSZ}$  ( $n_p=2,12$ ), испаряемые ранее в экспериментах по наработке нанопорошка. Их показатели поглощения на длине волны  $\lambda = 1,07$  мкм имеют достаточно малые значения ( $10^{-2} \div 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ ). Характерные распределения интенсивности лазерного излучения в мишенях приведены на рис. 5

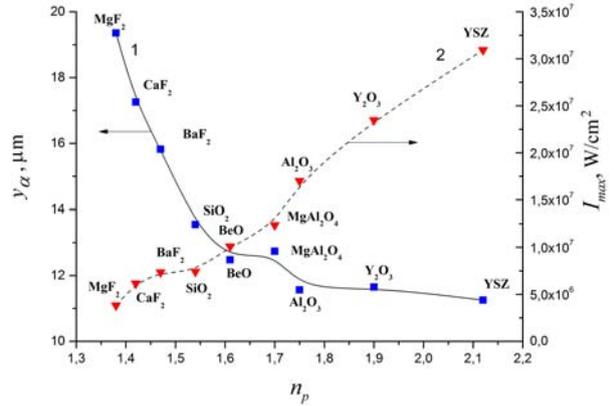
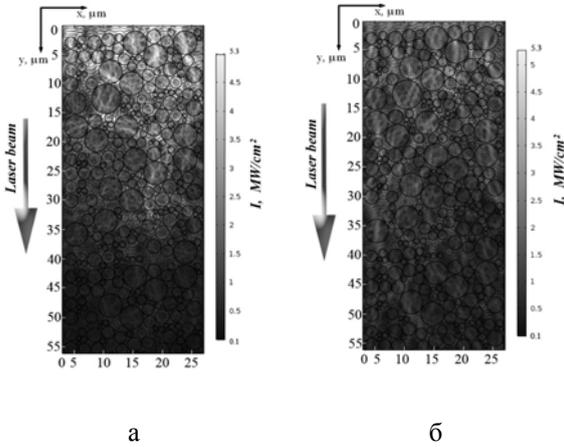


Рис. 5 Распределение интенсивности излучения волоконного лазера, рассеянного в прессованной мишени из  $\text{CaF}_2$  (а) и  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (б). Интенсивность падающего излучения  $I_0 = 0,46 \text{ МВт/см}^2$ . Внутри окружностей – материал мишени, вне окружностей – воздух

Рис. 6. Зависимость характерной глубины ослабления лазерного излучения  $y_\alpha$  (кривая 1) и интенсивности излучения в области самого сильного локального максимума  $I_{\max}$  (кривая 2) от величины показателя преломления материала частиц ( $I_0 = 0,46 \text{ МВт/см}^2$ )

На рис. 5 приведено распределение интенсивности излучения в мишени из спрессованного порошка  $\text{CaF}_2$  (а) и  $\text{Y}_2\text{O}_3$  (б) при облучении ее волоконным лазером ( $\lambda = 1,07$  мкм). В обоих случаях обращает на себя внимание, что в некоторых локальных участках расчётной области интенсивность рассеянного излучения значительно превышает интенсивность излучения, падающего на мишень. Условно назовём такие области с повышенной интенсивностью «локальным максимумом». Их возникновение обусловлено интерференцией излучения рассеянного наружной поверхностью частиц и излучения преломленного при прохождении сквозь частицы.

На рис. 6 так же представлена зависимость максимальной интенсивности излучения, реализующейся в наиболее сильном локальном максимуме расчётной области (пунктирная кривая) от показателя преломления материала частиц. Как видно, по мере его уменьшения с величины  $n_p = 2,12$  ( $\text{YSZ}$ ) до  $n_p = 1,38$  ( $\text{MgF}_2$ ) интенсивность  $I_{\max}$  уменьшается с  $\approx 31 \text{ МВт/см}^2$  ( $\text{YSZ}$ ) до  $\approx 4,8 \text{ МВт/см}^2$  ( $\text{MgF}_2$ ). Для флюорита и оксида иттрия эти величина этого параметра составляет  $\approx 6 \text{ МВт/см}^2$  и  $\approx 23 \text{ МВт/см}^2$ , соответственно.

Таким образом, при рассеянии излучения волоконного иттербиевого лазера в мишени из порошков этих материалов приводит к тому, что его интенсивность в некоторых её локальных областях в зависимости от их коэффициента преломления может превышать интенсивность падающего излучения в  $10 \div 67$  раз. Превышение интенсивности в таких участках над пороговым значением способно значительно увеличить вероятность развития оптического пробоя внутри или на поверхности микрочастицы (в общем случае – в порошковой среде). Мы полагаем, что именно в этих локальных максимумах и инициируется первоначальный нагрев мишени. Далее от этих участков распространяются тепловые волны «прогревающие» всю мишень. Механизм возникновения и динамика распространения подобной волны рассмотрен в [8].

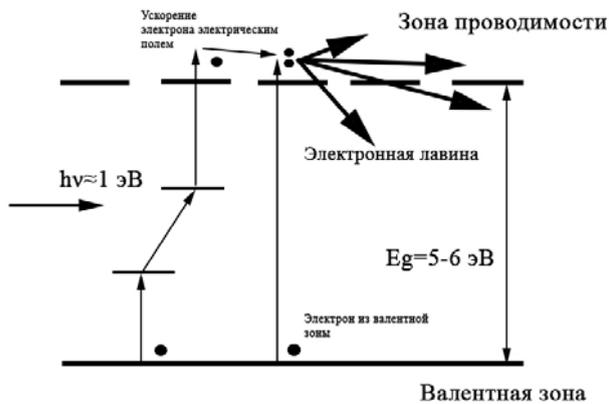


Рис. 7. Иллюстрация механизма инициирования нагрева прессованной мишени в области локального максимума интенсивности излучения

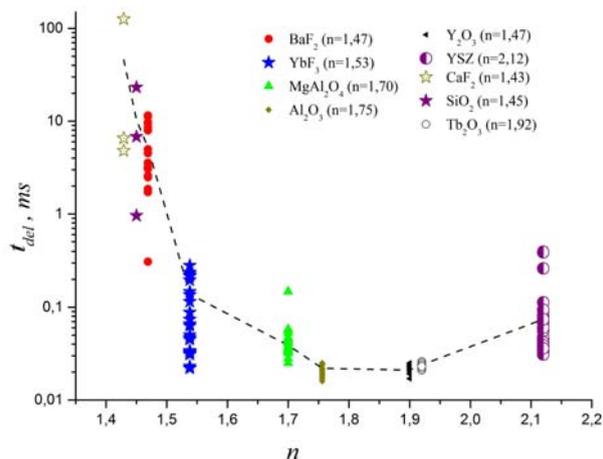


Рис. 8. Зависимость времени задержки появления лазерного факела для различных материалов от их показателя преломления при интенсивности излучения  $I = 0,46 \text{ МВт/см}^2$

Нам представляется следующий механизм инициирования и формирования лавины в локальных максимумах (рис. 7). Первоначально «затравочные» электроны перебрасываются из валентной зоны в зону проводимости многофотонным поглощением. Поскольку порошок в мишени подвергался прессованию, то в нем образуются дефекты с уровнями в запрещенной зоне диэлектрика. Кроме того, на границе частичек порошка появляются уровни Тамма, так же лежащие внутри запрещенной зоны. Все эти факторы способствуют реализации каскадного механизма перехода электронов в зону проводимости, что требует меньшего числа одновременно поглощаемых фотонов, и, как следствие, меньшей интенсивности излучения. Далее под действием электрического поля электромагнитной волны происходит развитие электронной лавины в зоне проводимости, которая поглощает энергию лазерного излучения и переводит ее в тепло. Модели развития электронной лавины в диэлектрике в сильном поле лазерного излучения хорошо известны (см. например [18, 19] и цитируемую там литературу) и, на наш взгляд, они вполне применимы к описанию процессов в локальных максимумах.

Описанная выше модель косвенно подтверждается данными рис. 8. На нем приведены результаты измерения задержки появления лазерного факела в зависимости от показателя преломления. Видно, что при увеличении показателя преломления время задержки уменьшается в сотни раз. Особенно существенно это уменьшение в диапазоне  $n = 1,4-1,75$ . Это объясняется увеличением интенсивности излучения в локальных максимумах (рис. 6), что приводит к уменьшению времени развития электронных лавин обеспечивающих поглощение лазерного излучения [18]. Неясными остаются причины увеличения задержки при  $n > 1,9$ . Скорее всего, это связано с особенностями поглощения в  $\text{Tb}_2\text{O}_3$  и  $\text{YSZ}$ , для которых наблюдалось это увеличение.

Таким образом, именно порошковая структура мишени позволяет испарять лазерным излучением материалы, которые в виде монокристаллов являются для излучения прозрачными.

### Список литературы

1. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И., Михаэлеску И. Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами, М.: Наука, 1988, 537 с.
2. Minh N. Q., Takahashi T. / Science and technology of ceramic fuel cells // Elsevier science, Amsterdam, 1995, 366 p.
3. Ikesue A., Aung Y. L., V. Lupei Ceramic lasers, Cambridge University press, 2013, 445 p.
4. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Нечитайло В. С. // Труды ФИАН, 1978, т.101, с.31–74.
5. Osipov V., Lisenkov V., Platonov V. // Applied Physics A., 2015, v.118, p.1133–1144.

6. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Тихонов Е. В. // Квантовая электроника, 2018, т. 48 (3), с. 235–243.
7. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Орлов А. Н., Подкин А. В., Саввин И. А. // ЖТФ, 2014, т. 84 (5), с. 97–105.
8. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Орлов А. Н., Подкин А. В., Саввин И. А. // ЖТФ, 2014, т. 84 (5), с. 88–96.
9. Osipov V. V., Solomonov V. I., Ivanov M. G., Platonov V. V., Snigireva O. A., Lisenkov V. V. // Laser physics, 2006, v. 16, p.134–145.
10. Осипов В. В., Платонов В. В., Лисенков В. В. // Квантовая электроника, 2009, т. 39 (6), с. 541–546.
11. Осипов В. В., Евтушенко Г. С., Лисенков В. В., Платонов В. В., Подкин А. В., Тихонов Е. В., Тригуб М. В., Фёдоров К. В. // Квантовая электроника, 2016, т. 46 (9), с. 821–828.
12. Григорьев И. С., Мейлихов Е. З. Физические величины: Справочник, М.: Энергоатомиздат, 1991, 777 с.
13. Осипов В. В., Соломонов В. И., Спирина А. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Подкин А. В. // Оптика и спектроскопия, 2017, т. 122 (1), с. 167–174.
14. Белов Н. Н. // Кристаллография, 1989, Т. 34 (5), с. 1185–1189.
15. Innocenzi M. E. and Swimm M R. T. Bass R. H. French M. R. Kokta // Journal of Applied Physics, 1990, v. 68, p. 1200–1204.
16. Hideyasu Tsuiki, Toshiaki Masumoto, Koichi Kitazawa and Kazuo Fueki // Japanese Journal of Applied Physics, 1982, v. 21, № 7, p. 1017–1021.
17. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я. // ЖЭТФ, 1970, т. 58 (1), с. 31–36.
18. Молчанов А. Г. // ФТТ, 1970, т. 12 (3), с. 954–956.
19. Горшков Б. Г., Епифанов А. С., Маненков А. А. // ЖЭТФ, 1979, т. 76 (2), с. 617–629.