

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

doi: 10.51639/2713-0568_2023_3_2_14

УДК 531.182.3

ГРНТИ 29.33.47

ВАК 1.3.19

Воздействие лазерного излучения на пористые мишени из прозрачных материалов

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

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН
620016, Россия, г. Екатеринбург, ул. Амундсена 106*

e-mail: * osipov@iep.urav.ru, planonov@uran.ru, lisenkov@ieh.uran.ru, tikhonov@iep.uran.ru

В работе сообщается о ряде новых физических явлений, обнаруженных при исследовании воздействия лазерного излучения на пористые прозрачные материалы. Показывается, что при распространении излучения в среде из плотноупакованных частиц некоторые из них играют роль высокодобротного резонатора, существенно увеличивая её интенсивность. В дальнейшем интерференция падающего, преломлённого и отражённого излучений приводит к тому, что в некоторых локальных участках интенсивность рассеянного излучения в десятки раз превышает интенсивность падающего излучения, обеспечивая развитие оптического пробоя по одному из известных механизмов. 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_2 -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 парокapельной абляции. Её наличие было обнаружено при скоростной фотосъёмке свечения лазерного факела. Приводятся математические модели, поясняющие причины реализации вышеупомянутых процессов и фактов.

Ключевые слова: CO_2 -лазер, волоконный иттербиевый лазер, метод получения наночастиц, лазерный факел, воздействие лазерного излучения на прозрачные оксиды.

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 синтез керамик 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:Y₂O₃) 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 СО₂-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.

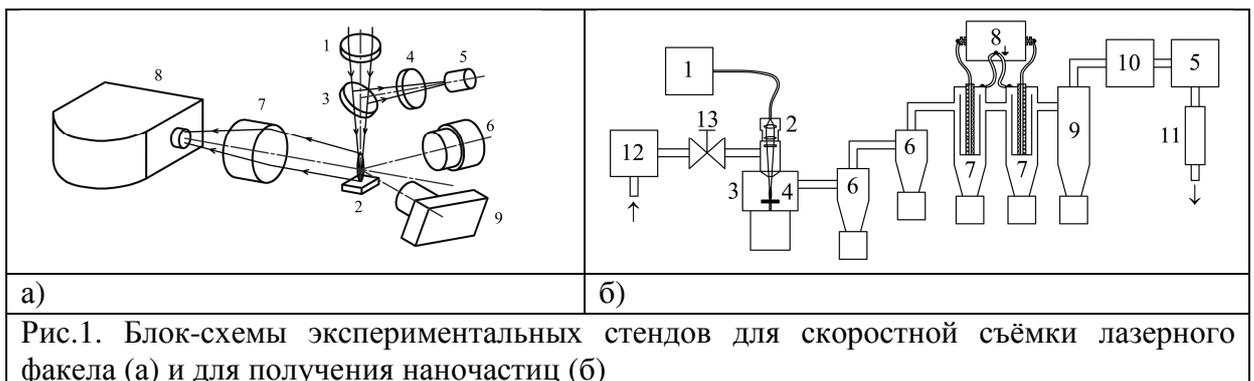
1 Экспериментальные установки

Для исследования процессов воздействия излучения на пористые материалы использовались установки, блок-схемы которых 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 СО₂-лазер собственной разработки с энергией в импульсе 1 Дж, длительностью импульса на полувысоте 350 мкс и частотой следования до 600 Гц. Для скоростной фотосъёмки лазерного факела в собственном свете использовалась установка, приведенная на рис. 1, а. Волоконный лазер генерировал одиночные прямоугольные импульсы излучения длительностью 200...1400 мкс с мгновенной

мощностью 720 Вт. Кварцевой линзой (1) с фокусным расстоянием F 200 мм или 400 мм излучение фокусировалось на мишень (2) в круглое пятно диаметром 250 мкм или 430 мкм. Плотность мощности излучения на мишени для вышеупомянутых линз была $1,4 \text{ МВт/см}^2$ или $0,46 \text{ МВт/см}^2$. Для измерения формы лазерного импульса на пути следования лазерного луча устанавливалась непросветленная плоско-параллельная кварцевая пластина (3), от которой отражалась часть излучения и сквозь светофильтры (4) попадала на pin-фотодиод SF2500FA (5). С учётом потерь на отражение пластиной (3) мощность лазерных импульсов на мишени составляла 670 Вт. Для съёмки использовались скоростная фотоустановка ВФУ-1 (8) (ВНИИ ОФИ, Москва) и объектив «Индустар-61Л/3-МС» (7). Съёмка велась на чёрно-белую фотоплёнку ILFORDDELTA с чувствительностью 400 единиц ISO в спектральном диапазоне 400...665 нм. Свечение факела измерялось фотоэлектронным элементом ФЭК-22СПУ-М (6). В ряде опытов лазерный факел фотографировался фотоаппаратом Canon 350D (9). Все электрические сигналы измерялись осциллографом Textronix TDS-520.

Блок-схема установки для синтеза нанопорошков, приведена на рис. 1, б.

Излучение лазера (1) фокусировалось оптической головкой IPG (2) на мишень (4), расположенную в испарительной камере (3). Фокусное расстояние линзы в оптической головке могло быть 200 мм, 400 мм или 600 мм. Соответственно, диаметр пятна на мишени был равен 250 мкм, 430 мкм или 700 мкм, а плотность мощности излучения в пятне – $1,2 \text{ МВт/см}^2$, $0,46 \text{ МВт/см}^2$ или $0,16 \text{ МВт/см}^2$. Мишень вращалась и перемещалась в радиальном направлении. Первоначально мишень устанавливалась точно в середину перетяжки сфокусированного пучка и по мере испарения вручную поднималась вверх таким образом, чтобы её поверхность оставалась в фокусе. Мембранным насосом (5) атмосферный воздух прокачивается через систему. Его объёмный расход регулировался игольчатым вентилем (13) и измерялся ротаметром (11). На входе в систему воздух очищался от пыли в фильтре (12). Продукты испарения мишени вместе с потоком воздуха попадали сначала в циклоны (6), в которых осаждались почти все капли и осколки мишени крупнее 10 мкм. Для сбора наночастиц использовались электрофильтры (7) и рукавный бумажный фильтр (9). Перед выбросом в атмосферу воздух окончательно очищался в фильтре тонкой очистки (10). Давление воздуха в испарительной камере составляло 0,65...0,75 атм. При объёмном расходе воздуха $4,5 \text{ м}^3/\text{час}$ его скорость над мишенью составляла 45 м/с. Полученные нанопорошки подвергались рентгенофазовому анализу на дифрактометре D8 DISCOVERGADDS. Химический состав нанопорошка и мишеней определялся атомно-эмиссионным методом на спектрографе OPTIMA 2100 с индуктивно-связанной плазмой. Измерение удельной поверхности нанопорошков проводилось БЭТ-методом на приборе TriStar 3000. Для определения массового выхода нанопорошок и мишень взвешивались.



Эксперименты проводились с использованием мишеней, приготовленные из смесей грубых порошков $\text{Nd}_2\text{O}_3+\text{Y}_2\text{O}_3$, $\text{Y}_2\text{O}_3+\text{ZrO}_2$, CaF_2 , BaF_2 , SiO_2 , YbF_3 , Al_2O_3 , Tb_2O_3 , YSZ. Для приготовления прозрачных мишеней указанные порошки смешивались в течение 48 часов, прессовались при давлении 20 МПа и подспекались 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

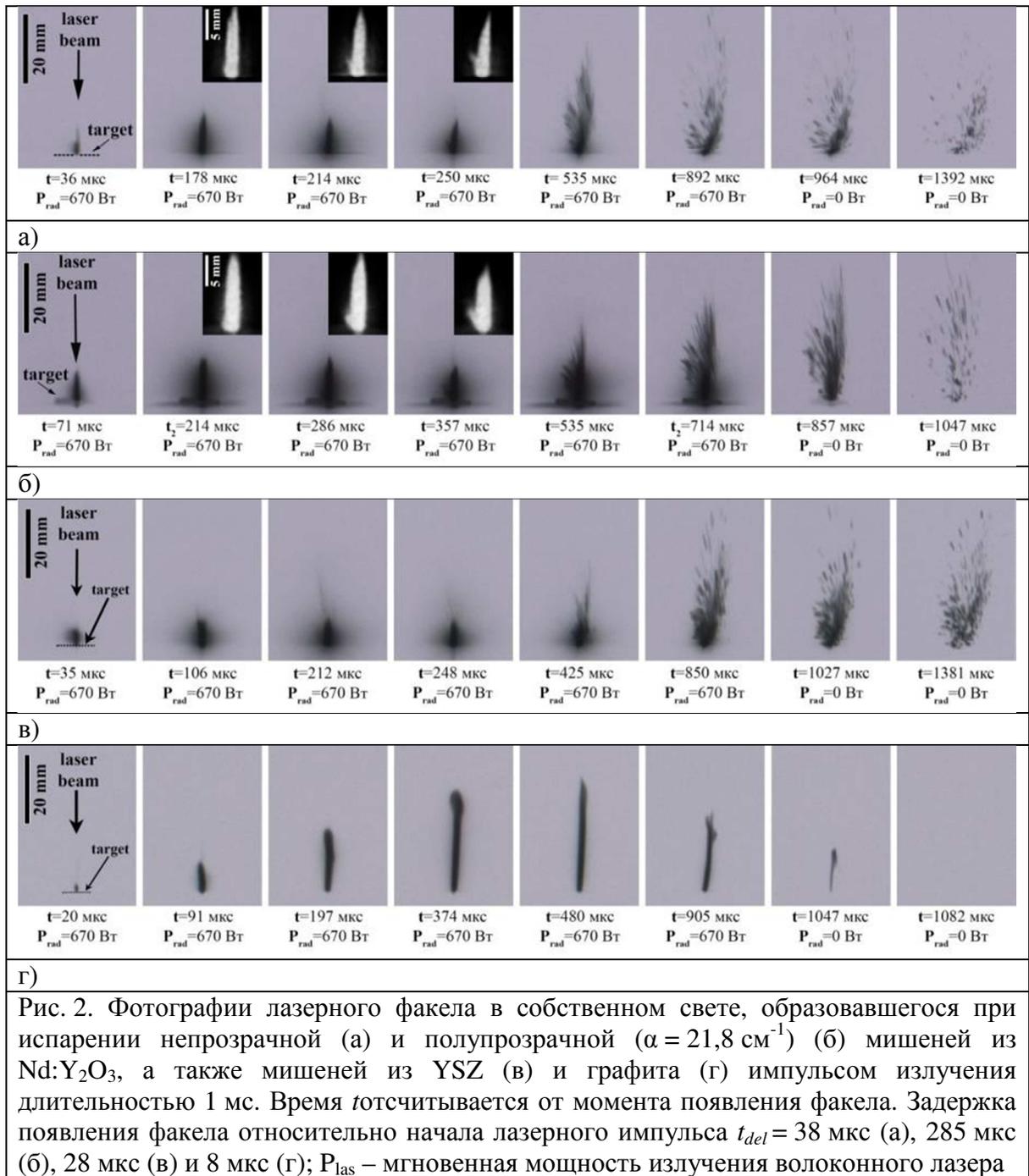
В ходе работ основное внимание уделялось исследованию основных процессов и параметров, характеризующих абляцию: динамике развития лазерного факела, временам запаздывания появления лазерного факела, интенсивности свечения и следам воздействия излучения на мишени, получению нанопорошков с использованием материалов с различным показателем преломления.

2.1 Динамика формирования лазерного факела

На рис. 2 приведены полученные с помощью скоростной фотокамеры негативные изображения лазерных факелов, возникших в процессе воздействия лазерного импульса на мишени из различных материалов.

Время на этих кинограммах для удобства отсчитывается от момента возникновения лазерного факела [9]. В частности, на рис. 2, а показаны фотографии лазерного факела для случая непрозрачной мишени из $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$. Этот случай реализуется, когда мишень ещё не успела покрыться оплавленным слоем. Здесь разрушение мишени начинается через 36 мкс после начала лазерного импульса, в течение которого излучение плавит вещество мишени и доводит его до кипения (для Y_2O_3 температура кипения $T_b = 4300 \text{ °C}$) [10]. После начала испарения над поверхностью мишени появляется светящийся столб пара, высота которого через 178 мкс достигает максимальной величины, равной ~ 12 мм.

В течение последующих 72 мкс, несмотря на неизменную мгновенную мощность лазерного излучения, высота столба уменьшается до 10 мм. В первые ≈ 200 мкс после образования лазерного факела его форма (в виде столба) и динамика качественно совпадают с наблюдавшимися ранее в [11–13] при испарении в воздухе мишеней из YSZ и $\text{Nd}:\text{YAG}$ импульсом излучения CO_2 лазера длительностью 330 мкс и интенсивностью $I = 1...1,3 \text{ МВт/см}^2$. Более того, как показали спектральные исследования лазерного факела, созданного как CO_2 -лазером [11, 12], 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. Проведённый ранее анализ содержимого испарительной камеры при синтезе нанопорошка [9] показал, что такими объектами в значительной мере являются именно капли расплава. Через ≈ 500 мкс после начала испарения мишени лазерный факел состоит преимущественно из капель, а доля светящихся паров существенно снижается.



Представляет интерес выяснить, когда из образующегося кратера начинают вылетать первые крупные капли. Однако высокая яркость свечения парового столба (рис. 2) мешает это сделать. Поэтому несколько фотографий были подвергнуты дополнительной цифровой обработке и представлены на рис. 4, а в увеличенном виде на врезках. На фотографии, соответствующей моменту времени 214 мкс, хорошо виден трек от пролёта крупной капли, которая вылетела из кратера и находится недалеко от его устья. Однако на предыдущей фотографии, соответствующей моменту 178 мкс, её ещё нет. Капли разбрызгиваются из расплава под действием реактивного давления пара, их размер составляет 10 мкм и более [9]. С течением времени количество вылетевших из кратера капель только увеличивается, а после 535 мкс большая часть вещества удаляется из

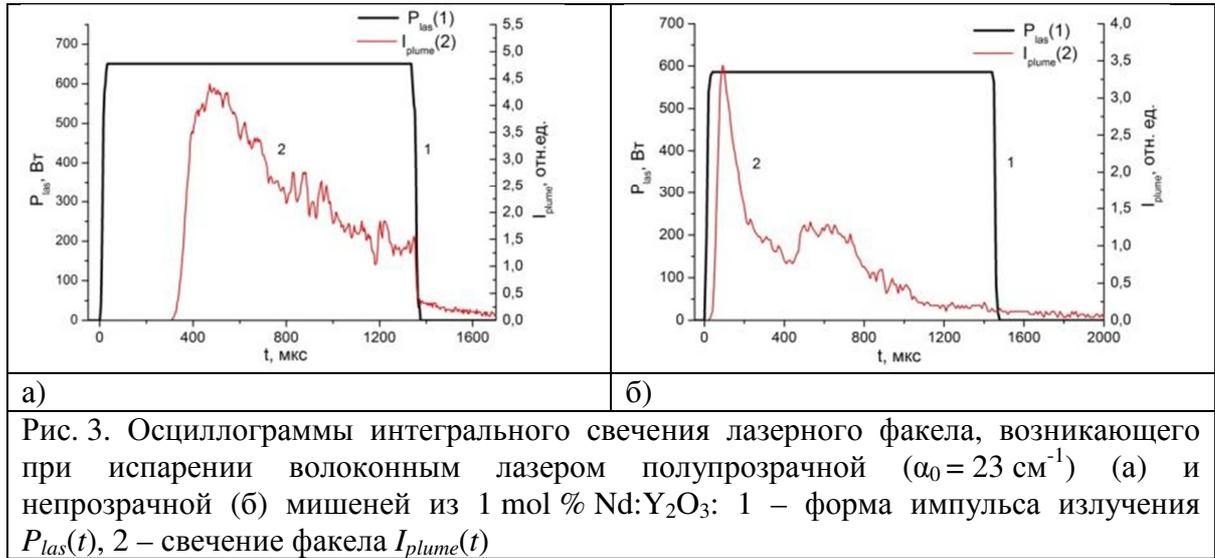
кратера путём разбрызгивания капель. Светящиеся капли видны на фотографиях в течение ещё ~ 400 мкс после окончания лазерного импульса (рис. 3), что объясняет длительное послесвечение факела (рис. 3, а). Разлёт множества жидких капель происходит и при воздействии импульса излучения волоконного лазера на полупрозрачную мишень из Nd:Y₂O₃ с показателем поглощения на длине волны 1,07 мкм $\alpha=21,8 \text{ см}^{-1}$ (рис. 2, б), а также на мишень из YSZ (рис. 2, в). В то же время разлёт крупных частиц не наблюдался при испарении в тех же самых условиях графитовой мишени (рис. 2, г). 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 °С возгоняется без образования жидкого расплава [10]. Это подтверждает наше представление о том, что наблюдаемые при испарении мишеней из Nd:Y₂O₃ и YSZ крупные частицы являются именно каплями жидкого расплава, которые разбрызгиваются из кратера под действием давления пара.

Установление момента появления крупных частиц и жидких капель для данной работы является принципиальным фактом. Однако из-за слишком яркого свечения пара из радикалов треки от пролёта более холодных и менее ярких капель на фотографиях в собственном свете наблюдаются только за пределами парового столба, а также после его исчезновения. В этих условиях невозможно точно определить момент образования первых капель и, тем более, обнаружить отрыв и разлёт осколков мишени в момент образования лазерного факела. Однозначно обнаружить разлёт твёрдых частиц на начальной стадии можно, подавив сильную засветку от пара и сфотографировав их тени с помощью монохроматического и интенсивного излучения другого лазера. Это оказалось возможным при использовании нами лазерного монитора [14] для скоростной видеосъёмки лазерного факела [9]. Эти данные позволили подтвердить, что время появления первой капли в устье кратера действительно составляет ~ 200 мкс, а скорость их разлёта 12...60 м/с, что согласуется с рис. 2, а (вставка). Подчёркнём наиболее важные результаты, полученные в этих экспериментах. Абляция мишени происходит вначале в виде пара, а затем в парокapельной форме. При отсутствии расплава в лазерном кратере абляция происходит только в виде пара.

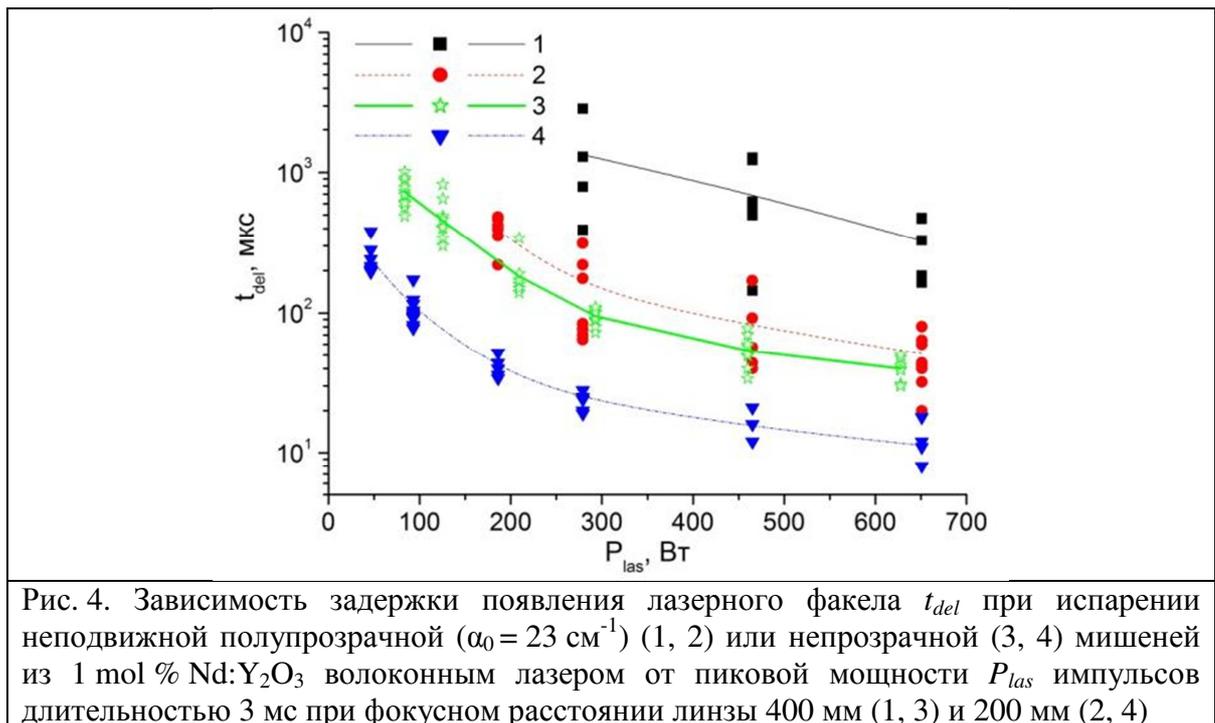
2.2 Свечение лазерного факела

Свечение лазерного факела важное явление, характеризующее воздействие лазерного излучения на вещество. Поэтому рассмотрим его поведение при облучении подвижной и неподвижной мишеней.

На рис. 3. 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 ($\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$) (а) или непрозрачную (б) мишени из 1 % mol Nd:Y₂O₃ [8]. 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 (t_{del}) резко уменьшается при использовании прессованных мишеней. Эти данные существенно отличаются от результатов, наблюдаемых при использовании для этих же целей импульсов излучения CO₂-лазера с примерно той же энергией [11, 12]. 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.3, были использованы для построения зависимостей времени запаздывания появления лазерного факела (t_{del}) от пиковой мощности лазерного излучения, приведённых на рис.4. Как и следовало ожидать, во всех исследованных условиях t_{del} 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%molNd:Y₂O₃ при неизменной мощности лазерного импульса оказывается в 5...10 раз больше, чем для непрозрачной мишени из такого же материала.



При испарении более прозрачной ($\alpha_0 = 13 \text{ см}^{-1}$) мишени из 1 mol % Nd:Y₂O₃ толщиной 3 мм задержка начала испарения превышала длительность импульсов (1,9 мкс), и лазерный факел не появлялся вовсе. Такие «осечки» случались и при испарении менее прозрачной мишени с $\alpha_0 = 23 \text{ см}^{-1}$. Иногда вспышки свечения наблюдались только внутри мишени, а её поверхность оставалась неповреждённой. Это свидетельствует об объёмном характере поглощения энергии излучения в полупрозрачных материалах.

Следующей важной отличительной особенностью воздействия излучения иттербиевого лазера на мишени из 1 mol % Nd:Y₂O₃, 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 Вт и использовании линзы 200 мм разброс задержек составляет 10 мкс (рис. 4, кривые 3, 4) при средней величине задержки 11 мкс. Для полупрозрачных мишеней средняя величина задержек и их разброс оказываются в 5...8 раз больше, и при тех же самых условиях они составляют 48 мкс и 50 мкс соответственно (рис. 4, кривые 1, 2). С уменьшением мощности лазерного импульса и увеличением размеров пятна, т. е. с уменьшением плотности мощности излучения на мишени до 0,2 МВт/см², 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.

Очевидно, что t_{del} будет существенно зависеть также от оптических характеристик материала мишени, особенно с учётом объёмного характера поглощения лазерного излучения, по крайней мере, на стадии запаздывания формирования лазерного факела. Исследования t_{del} выполнялись с использованием широкого набора порошков прозрачных материалов, из которых изготавливались мишени. Результаты измерения t_{del} в зависимости от показателя преломления приведены на рис. 5. Видно, что при увеличении показателя преломления t_{del} уменьшается в сотни раз. Особенно существенно уменьшение t_{del} в диапазоне $n = 1,4...1,75$. Неясными остаются причины увеличения t_{del} при $n > 1,9$. Скорее всего, это связано с особенностями воздействия лазерного излучения на YSZ, для которого наблюдалось это увеличение.

Выше приведённые данные получены при воздействии лазерного излучения на неподвижную мишень. Рассмотрим, какое влияние на испарение мишени оказывает движение мишени. Данные, характеризующие воздействие лазерного излучения на движущую мишень, 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 см/с и 107 см/с соответственно приведены зависимости интенсивности свечения лазерного факела от времени (кривая 2) и глубины кратера $h(t)$ (кривая 3).

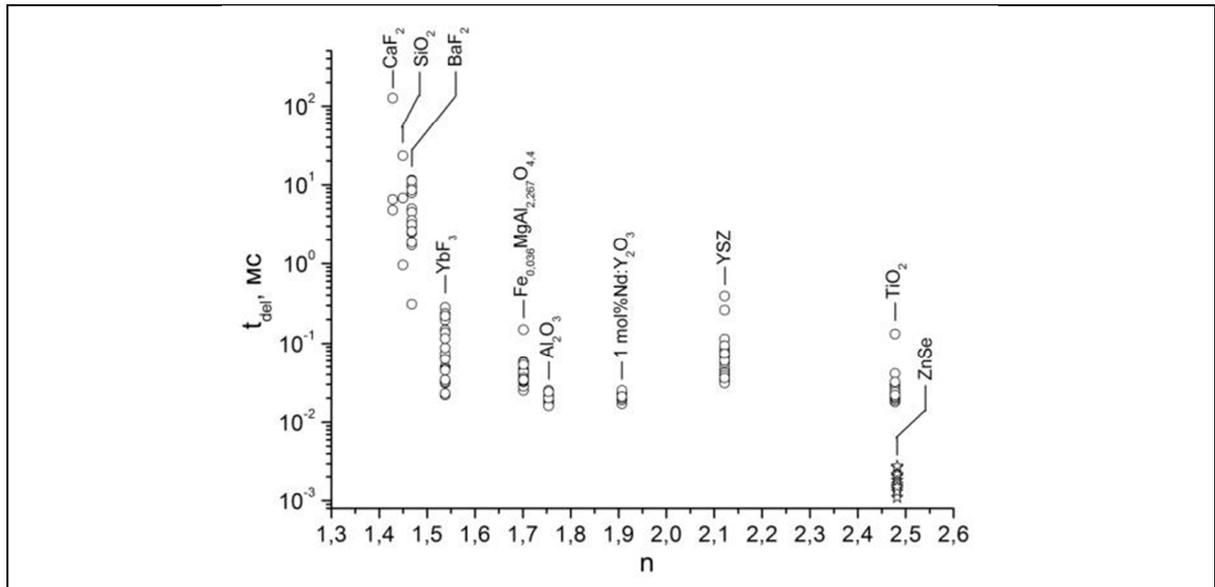


Рис. 5. Зависимость времени задержки появления лазерного факела t_{del} для различных материалов от их показателя преломления при интенсивности излучения волоконного лазера $I = 0,46 \text{ МВт/см}^2$

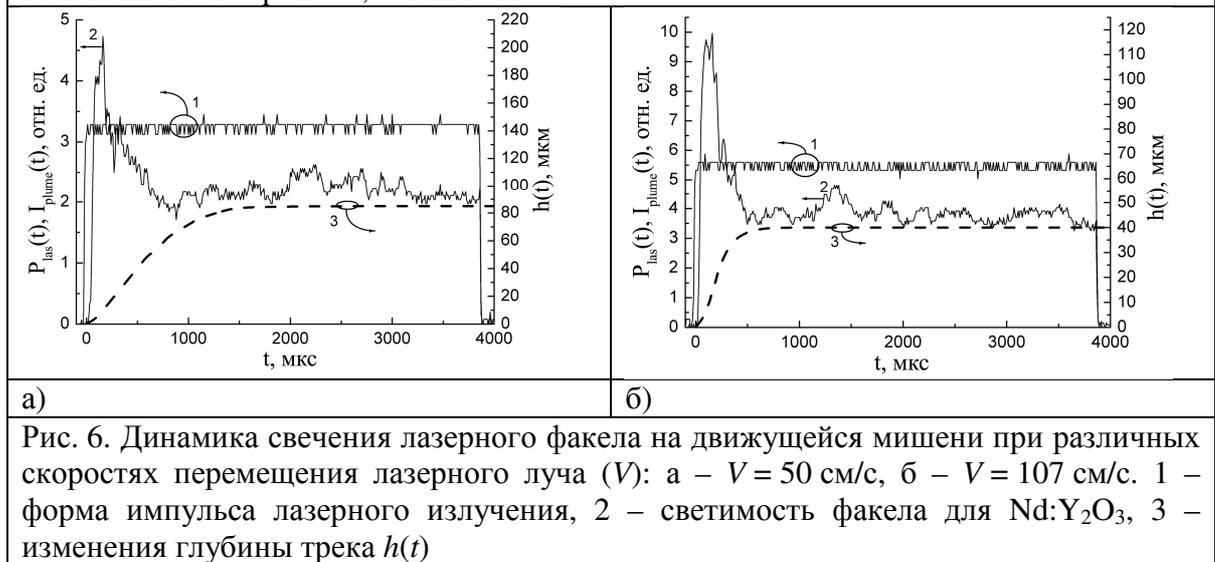


Рис. 6. Динамика свечения лазерного факела на движущейся мишени при различных скоростях перемещения лазерного луча (V): а – $V = 50 \text{ см/с}$, б – $V = 107 \text{ см/с}$. 1 – форма импульса лазерного излучения, 2 – светимость факела для $\text{Nd:Y}_2\text{O}_3$, 3 – изменения глубины трека $h(t)$

Интересно отметить, что время выхода уровня свечения факела и глубины кратера на квазистационар уменьшается с ростом скорости перемещения луча по мишени. Так, для скорости 50 см/с время выхода на квазистационарный режим соответствует $\sim 1000 \text{ мкс}$ (рис. 6, а), тогда как для скорости 107 см/с (рис. 6, б) снижается до 500 мкс . Снижение яркости факела, скорее всего, связано с увеличением глубины лазерного трека и тем самым уменьшением видимой части факела. 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 растёт. При использовании линзы с фокусным расстоянием $f = 400 \text{ мм}$ образуется более широкий кратер с наименьшей глубиной, что даёт более высокую светимость факела на «стационарном» участке, чем при использовании линзы с $f = 200 \text{ мм}$.

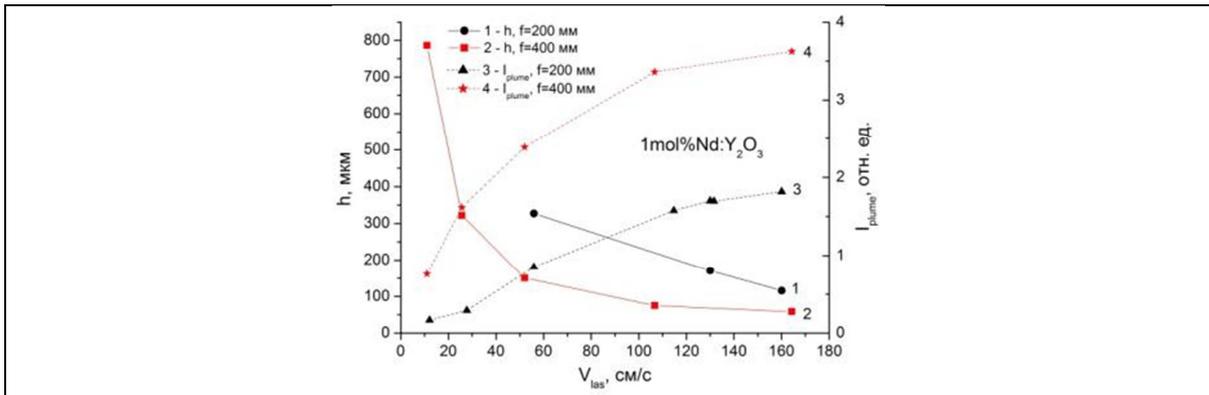
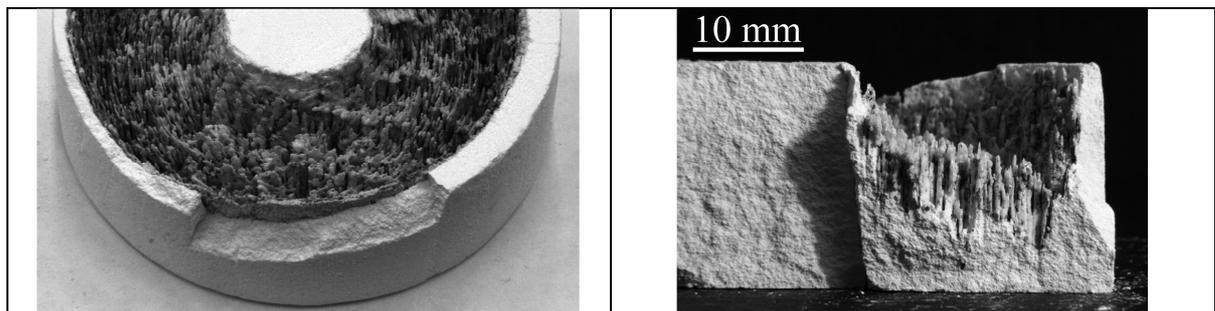


Рис.7. Зависимости глубины трека h (1,2) и интенсивности свечения факела I (3, 4) от скорости перемещения по поверхности мишени 1 mol % Nd:Y₂O₃ лазерного пучка, сфокусированного линзами с фокусным расстоянием $f = 200$ мм (1, 3) и 400 мм (2, 4)

Среди полученных в этом экспериментальном цикле результатов отметим следующее. Свечение факела происходит иррегулярно, его интенсивность уменьшается по мере углубления лазерного кратера. Задержка появления свечения на прозрачной мишени в 5...10 раз больше, чем на непрозрачной мишени из того же материала и зависит от его показателя преломления.

2.3 Следы воздействия лазерного излучения на мишени

Исследовались следы воздействия лазерного излучения на неподвижную (кратеры) и движущуюся (игольчатые треки) мишени. На рис.8,а приведена фотография мишени из Nd:Y₂O₃ после воздействия на нее излучения иттербиевого волоконного лазера мощностью 600 Вт в течение 1 часа, а также профиля ее поверхности (рис. 8,б). Видно, что после воздействия излучения поверхность мишени становилась резко неоднородной. Она содержит в себе множество иглоподобных образований высотой до 6...8 мм с отвесными боковыми стенками, между которыми наблюдаются провалы различной глубины. Эта поверхность была покрыта оплавленным слоем толщиной 150...400 мкм, который является полупрозрачным для излучения 1,07 мкм.



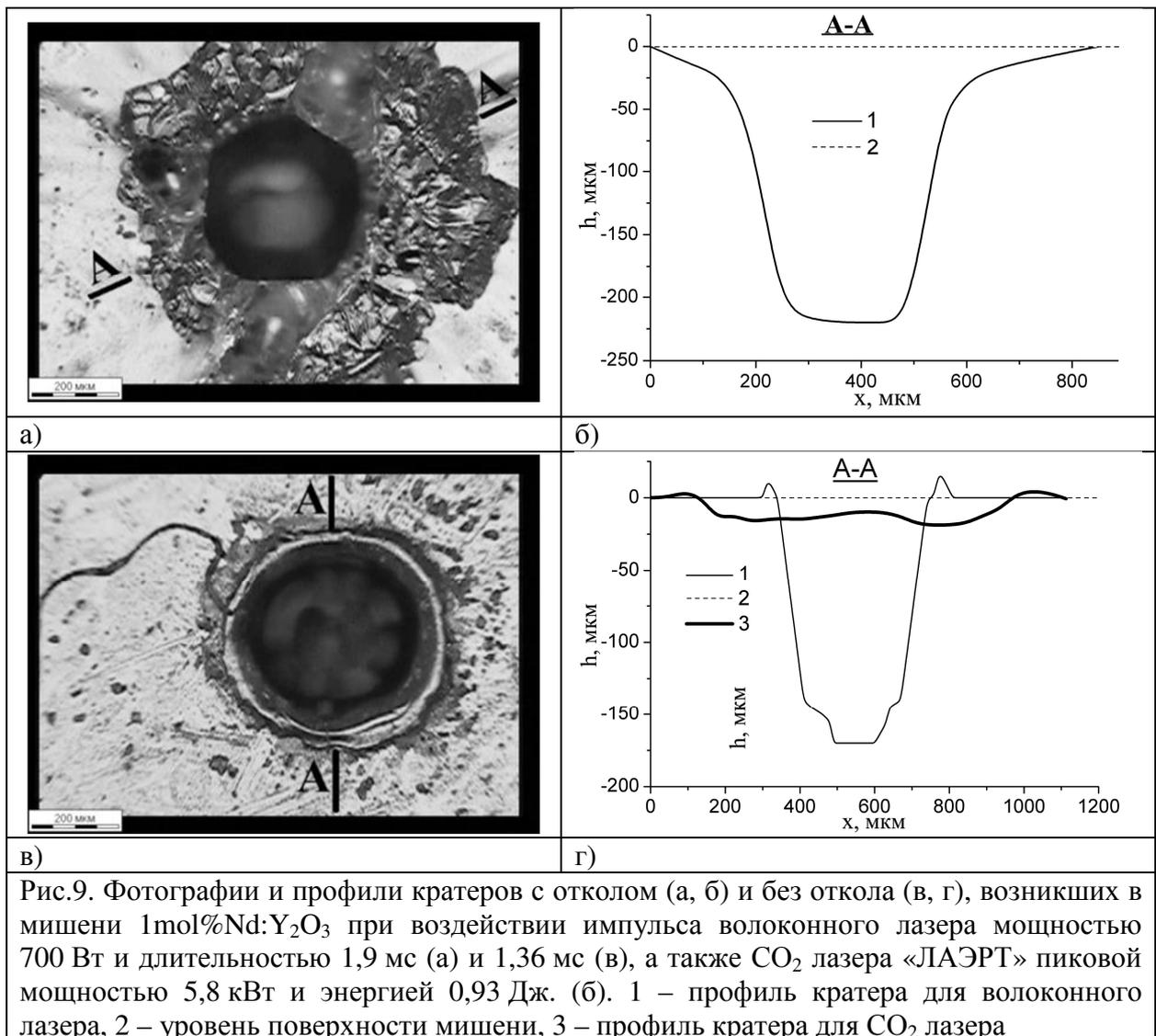
а)

б)

Рис.8. Общий вид (а) и профиль (б) мишени 0,8 mol % Nd:Y₂O₃ после воздействия на нее излучения волоконного лазера (линза $f = 200$ мм, скорость перемещения луча 35 см/с, интенсивность излучения в пятне 1,2 МВт/см²)

Интересными так же оказались факты воздействия излучения иттербиевого лазера на неподвижные пористые мишени из 1 % mol Nd:Y₂O₃. Впервые было установлено, что кроме образования типичных кратеров встречаются кратеры, у которых перед их образованием откалывается поверхность. Об этом свидетельствует оплав на отколе,

который может появиться только из жидкого вещества в кратере после его образования. Данные, свидетельствующие об этом в виде фотографий кратеров с отколом поверхности, приведены на рис. 9, а, а без него – на рис. 9, в. Рядом приведены их профили по линиям «А-А», имеющие следующие отличия. 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 мкм 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 CO_2 -лазера «ЛАЭРТ» длительностью 370 мкс, пиковой мощностью 5,8 кВт и примерно той же энергией 0,93 Дж [15]. Видно, что в результате действия импульса волоконного лазера при почти одинаковой энергии и существенно меньшей плотности мощности излучения образуется кратер, в 8 раз более глубокий, чем в случае CO_2 -лазера. Соответственно, масса удалённого из мишени волоконным лазером вещества (67 мкг) также оказалась гораздо больше, чем для CO_2 -лазера (12 мкг).



С другой стороны, наши эксперименты показали, что максимальная производительность получения нанопорошка 1 % mol Nd:Y₂O₃ непрерывным волоконным лазером при мощности излучения 600 Вт и использовании кварцевой линзы с фокусом 400 мм равна 27 г/час. Эта величина мало отличается от производительности получения этого же нанопорошка (~ 31 г/час) импульсно-периодическим СО₂-лазером «ЛАЭРТ» 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.

Учитывая раннее появление сферических капель и глубину кратера, существенно превышающую глубину кратера после воздействия СО₂-лазера при одинаковом выходе нанопорошка, можно заключить, что основная масса материала мишени при воздействии излучения волоконного лазера удаляется в форме капель. Это может приводить к тому, что, начиная с какого-то момента капли будут экранировать излучение, прекращая его доступ ко дну кратера. Для выяснения этого факта исследовалась зависимость глубины лазерного кратера от длительности импульса излучения. Эти данные для мишеней из Nd:Y₂O₃ с различной прозрачностью приведены на рис. 10. Для учёта статистического разброса были измерены и усреднены глубины десяти кратеров, образовавшихся при одних и тех же условиях облучения. Для повышения достоверности исследования выполнялись на мишенях с различной прозрачностью, а также при разных плотностях мощности излучения, что реализовывалось за счёт использования линз с различными фокусными расстояниями.

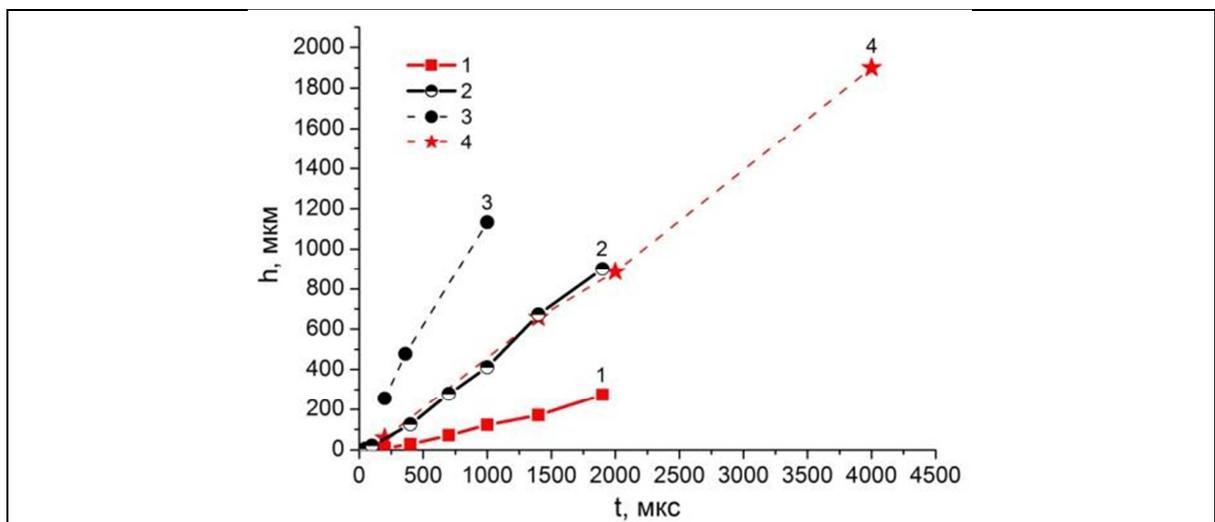


Рис. 10. Зависимость от длительности импульсов излучения волоконного лазера средней глубины кратеров образующихся в непрозрачной (кривые 3 и 4) или полупрозрачной (кривые 1 и 2, $\alpha_\lambda = 21,8 \text{ см}^{-1}$) мишени из 1 % mol Nd:Y₂O₃. Мгновенная мощность импульсов на мишени 670 Вт. Фокусное расстояние линзы 200 мм (кривые 2 и 3, $I = 1,4 \text{ МВт/см}^2$) или 400 мм (кривые 1 и 4, $I = 0,46 \text{ МВт/см}^2$)

Вышеприведённые результаты убедительно показывают, что независимо от интенсивности излучения и плотности мощности во всём исследованном диапазоне зависимость глубины кратера от длительности импульса излучения имеет линейный характер. Отсутствуют какие-либо перегибы, указывающие на изменение выхода материала из мишени в результате смены механизма абляции. Это означает, что температура расплава в кратере в течение действия импульса не уменьшается, а

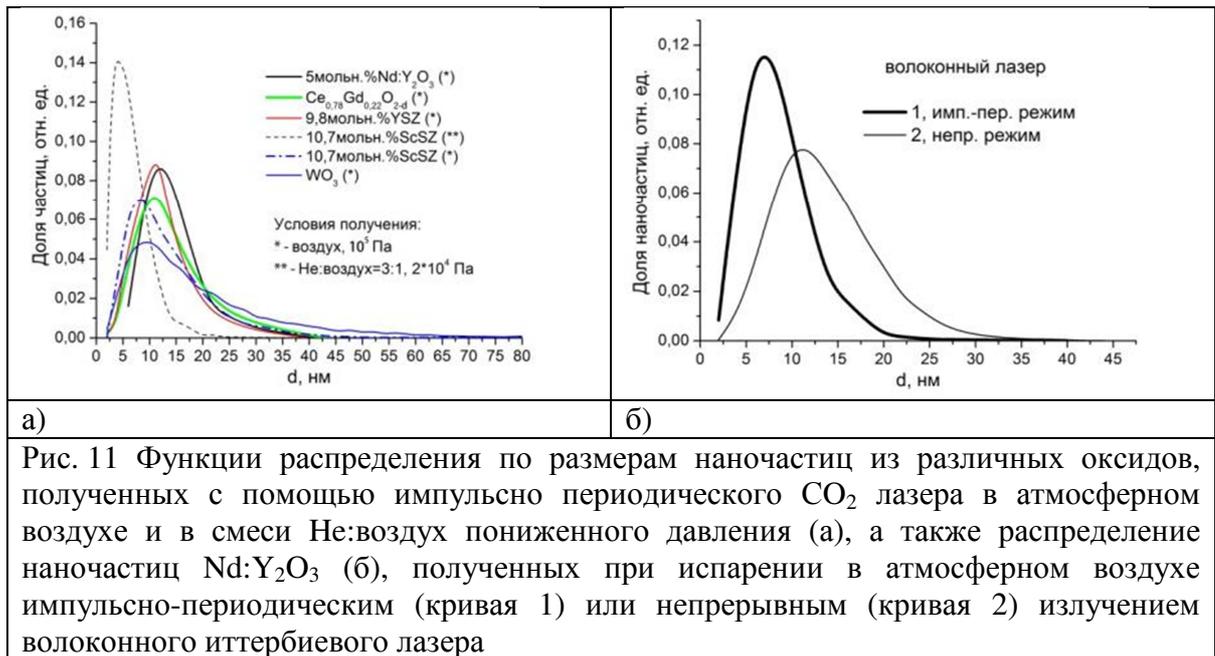
разбрызгивающиеся из кратера капли не препятствуют поступлению энергии лазерного излучения в мишень.

Кроме того, подчеркнём ещё раз следующие наиболее важные обнаруженные факты. При воздействии одиночного импульса излучения иттербиевого лазера на мишень из прозрачного для него материала глубина кратера оказывается в 6...8 раз больше по сравнению с импульсным излучением CO₂-лазера с той же энергией в импульсе, для которого материал мишени не прозрачен. При длительном воздействии излучения на мишень её поверхность приобретает иглоподобный характер с диаметром иглы 1 мм и высотой до 8 мм.

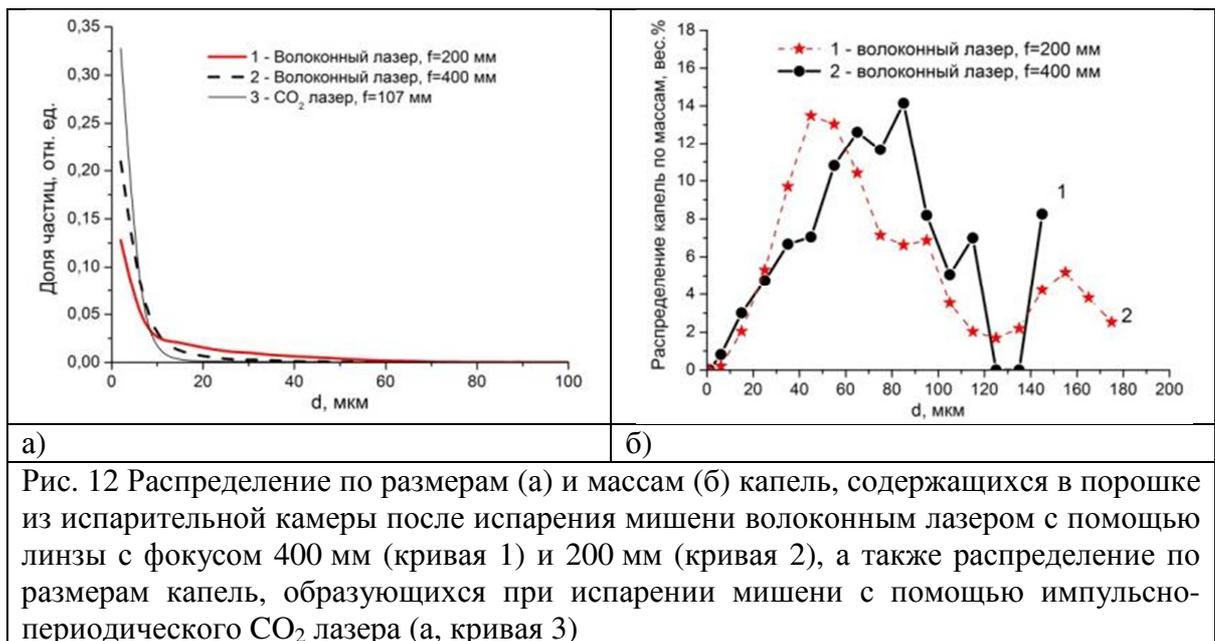
2.4 Получение нанопорошка

Одним из результатов воздействия лазерного излучения на прозрачные пористые мишени является получение нанопорошка. Порошки, синтезируемые таким методом, слабо агломерированы, имеют чистоту, совпадающую с чистотой исходного сырья, узкое распределение по размерам и малый средний размер частиц. Их синтез из исходных порошков происходит в лазерном факеле, т.е. при высокой температуре (близкой к температуре кипения) и быстром остывании (~ 100 мкс). Поэтому конечная наночастица обладает высокой однородностью, а концентрация ионов допируемых компонент может быть очень большой. Анализ работ по получению нанопорошков таким же методом с помощью CO₂-лазера выполнен ранее [16–18]. Здесь приводятся краткие данные о получении нанопорошков с помощью иттербиевого лазера с использованием материалов, прозрачных для его излучения. Блок-схема лазерного комплекса для получения нанопорошка (рис. 1 б) и принцип его действия изложены выше. Отметим существенные факторы, которые необходимо иметь в виду при выборе параметров установки для получения нанопорошков.

Полученные с помощью лазера наночастицы оксидов слабоагломерированы и имеют правильную сферическую форму или небольшую огранку. Снижение давления буферного газа в испарительной камере и замена газа на более лёгкий и теплопроводный газ ведёт к увеличению объёма лазерного факела и уменьшению размера наночастиц. На рис. 11, а приведены распределения наночастиц из различных оксидов, полученных с помощью импульсно-периодического CO₂ лазера [17, 18]. Во всех случаях форма распределения наночастиц по размерам имеет логнормальный вид. Наночастицы 10,7 мольн. % ScSZ, синтезированные в воздухе атмосферного давления имели средний арифметический размер 13 нм. Уменьшение давления буферного газа до 20 кПа и частичная замена воздуха на гелий привели к снижению среднего размера наночастиц до 7 нм и функция распределения по размерам заметно сдвинулась в сторону меньших размеров. В тоже время сорт материала, т.е. изменение его теплофизических свойств, мало влияет на размеры наночастиц. Скорость прокачки буферного газа над поверхностью мишени существенно уступает скорости движения частиц в лазерном факеле и поэтому также не влияет на характеристики получаемых наночастиц. Аналогичные зависимости имеют место быть и при использовании волоконного иттербиевого лазера. Кроме того, было обнаружено, что при испарении мишени из Nd:Y₂O₃ с помощью периодических импульсов волоконного лазера длительностью 120 мкс и пиковой мощностью 600 Вт средний размер наночастиц (8,5 нм) оказался в 1,5 раза меньше, чем в случае непрерывного излучения той же мощности 600 Вт и при той же фокусировке (рис. 11, б) [45].



Длительность воздействия лазерного излучения на мишень при выбранной плотности мощности должна быть меньше времени перехода к паро-капельной абляции. Для того чтобы иглоподобные неоднородности на поверхности мишени не оказывали существенного влияния на производительность получения нанопорошка их высота не должна превышать 2 мм. Это может быть обеспечено выбором плотности мощности излучения и скорости перемещения лазерного луча по поверхности мишени. Анализ данных по получению нанопорошка показывает, что на производительность его получения из материала прозрачного для данной длины волны существенную роль играет показатель преломления. В частности, для $\text{Nd}:\text{Y}_2\text{O}_3$, обладающего более высокой температурой плавления и кипения по сравнению с CaF_2 производительность составляет 28...30 г/час, а в CaF_2 она равна нулю.



Седиментационный анализ в спирте содержания капель в нанопорошке, собранном в электрофильтрах и рукавном фильтре показал, что их наличие не превышает 0,4 % от веса нанопорошка. Основная доля капель 85...93 вес. % оседает в испарительной камере, и именно здесь были взяты пробы для анализа капель по размерам и массе. Результаты подсчетов приведены на рис. 12. Видно, что распределение капель по размерам имеет вид плавно спадающих кривых. Подавляющая часть капель, образовавшихся при испарении мишеней, имеет размеры менее 10 мкм. Однако их суммарная масса во всех случаях составляет не более 0,8 % от общей массы капель. Большую часть веса всех капель составляют капли с размерами от 10 мкм до 125 мкм. При интенсивности лазерного излучения на мишени $I=0,4$ МВт/см² доля таких капель равна 91 % от веса всех капель, а при $I = 1,2$ МВт/см² – 82 вес. %. Необходимо также заметить, что образуются и единичные капли большего диаметра (до 200 мкм). Вследствие массивности этих капель их суммарная масса довольно заметна и оказалась равной ~ 8 вес.% при $I = 1,2$ МВт/см² или 18 вес. % при $I = 0,4$ МВт/см². Ещё раз подчеркнём, что распределение капель по размерам при увеличении плотности мощности излучения смещается в область больших размеров.

3 Модели, результаты расчётов, обсуждение

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 Al₂O₃ (лейкосапфир) [19], Nd:YAG [20] и 1%Nd:Y₂O₃ [21] они равны $2,7 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹, $1,5 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ и $3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹, соответственно. Если на эти монокристаллические материалы воздействовать импульсами излучения длительностью более 10 мкс, попадающем в область их прозрачности, то при плотности мощности 1...10 МВт/см² излучения разрушается только поверхность монокристаллов, а не их объём [22].

Тем не менее, как показали вышеприведенные экспериментальные исследования, пористые мишени из этих материалов довольно хорошо испаряются даже при интенсивности излучения волоконного лазера на мишени менее и порядка 1 МВт/см².

С другой стороны, мы не смогли испарить непрерывным излучением волоконного лазера с интенсивностью 0,16...1,2 МВт/см² спрессованную мишень из CaF₂ (флюорита). В этом случае лазерный факел на поверхности мишени отсутствовал, а продуктов абляции этой мишени после 5 минут воздействия на неё излучения мы не нашли ни в испарительной камере, ни в других местах установки. Это удивительно, если учесть, что температура испарения флюорита ($T_b = 1360$ °C) в 1,86 раза меньше, чем для оксида иттрия ($T_b = 2530$ °C). При этом величина показателя поглощения CaF₂ ($2 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹) близка к тому, что реализуется в 1 % Nd:Y₂O₃ [21, 23]. На длине волны CO₂ лазера показатель поглощения CaF₂ намного выше ($7,2$ см⁻¹) и производительность получения нанопорошка при интенсивности излучения $I = 1,3$ МВт/см² и его средней мощности 500 Вт составила 15 г/час. Подытоживая вышесказанное, можно сформулировать следующие вопросы.

- 1) Почему при этих интенсивности излучения волоконного лазера 0,4...1 МВт/см² вообще возможно испарять пористые мишени из Nd:Y₂O₃, Nd:YAG, ZrO₂:Y₂O₃ (YSZ), Al₂O₃?
- 2) Почему такая же мишень из CaF₂, имеющего примерно тот же показатель поглощения, не только не испаряется, но и с трудом плавится?

Совершенно очевидно, что принципиальным моментом лучевого разрушения диэлектриков с показателем поглощения $\alpha = 10^{-3} \dots 10^{-5}$ см⁻¹ является механизм

инициирования первоначального поглощения излучения, когда в какой-то локальной области мишени они теряют прозрачность. Характер этого процесса сильно зависит от длительности лазерного воздействия, а точнее от интенсивности излучения на мишени. Для однородных и почти идеально прозрачных оптических материалов (монокристаллов, стекол), используемых для изготовления оптических элементов, такие механизмы были предложены и изучены ещё 70-е и 80-е года прошлого века. В 1970 г. был предложен тепловой механизм разрушения кристаллов рубина импульсами излучения с $\lambda = 0,694$ мкм длительностью $3 \cdot 10^{-7} \dots 4 \cdot 10^{-4}$ с при интенсивности на мишени до $I = 10$ МВт/см² [22]. Согласно ему, лазерное излучение вначале поглощается локальными дефектами структуры оптических элементов (порами, дислокациями, микротрещинами, двойниковыми границами, микровключениями), которые всегда имеются в их объёме или на поверхности даже при высоком оптическом качестве их материала. При более импульсах меньшей длительности ($10^{-7} \dots 10^{-12}$ с), т.е. при интенсивности 10^8 Вт/см² и более, разрушение диэлектрика может произойти за счёт многофотонного поглощения излучения, что не требует наличия каких-либо дефектов в кристалле. В этом случае электрон из зоны валентности попадает в зону проводимости и образует электронную лавину [24], что в итоге приводит или к абляции поверхности диэлектрика, или к возникновению трещины в его объёме. Причем для импульсов короче 10^{-8} с разрушение происходит уже после окончания лазерного импульса [25]. Эти исследования позволили выявить основные механизмы лучевого разрушения прозрачных диэлектриков. Необходимо заметить, что эти и другие подобные исследования проводились для оптически достаточно совершенных материалов. Наличие дефектов в их объёме или на их поверхности рассматривалось, как отклонение от идеальности кристалла и часто учитывалось чисто статистически [26]. Исключение, пожалуй, составляли исследования поликристаллических оптических материалов. Например, в [27] сделан вывод о том, что в поликристаллическом CVDZnSe с достаточно низким эффективным показателем поглощения $3 \dots 7,5 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ поглощение излучения 10,6 мкм осуществляется не за счёт многофотонного механизма, а за счёт поглощения дефектными межкристаллитными границами.

Таким образом, прежде чем рассматривать термодинамические процессы в мишени из прессованного порошка необходимо детально исследовать структуру электромагнитного поля, создаваемого лазерным излучением в такой мишени. В частности, необходимо учесть дифракционные и интерференционные эффекты, которые могут возникнуть в подобных средах на микроуровне.

3.1 Исследование структуры электромагнитного поля при взаимодействии лазерного излучения с прессованной мишенью.

Важность учёта рассеивания излучения оптически неоднородной средой подчеркивается совсем недавними работами [28–30], где приведены результаты аналитического расчёта по теории Ми рассеяния света прозрачными диэлектрическими субмикронными частицами коэффициентом преломления n ($n = 4 \dots 7$). Авторами показано, что частица при определённом сочетании длины волны падающего света, её показателя преломления и диаметра может выступать в роли высокодобротного резонатора. Это приводит к резонансному увеличению амплитуды тех сферических мод рассеянного электромагнитного поля, у которых собственная частота совпадает с частотой падающего света. При определённых условиях, это может привести к росту интенсивности света внутри микрочастицы на два порядка. С другой стороны, при интерференции снаружи частицы этих резонансных мод со светом, рассеянным её поверхностью (если бы она была

полностью отражающей) может возникнуть резонанс Фано. Это приводит к модуляции рассеянного излучения, как по углу рассеивания, так и по суммарной интенсивности. Аналогичные исследования проводят и в случае фотонных кристаллов, представляющих собой структуры с периодической модуляцией коэффициента преломления. В частности, в [31] показано, что резонансы Фано возникают при рассеивании видимого света плотноупакованными в ГЦК решётку сферами из SiO_2 с диаметром 320 нм. Механизм резонанса Фано в системе двух связанных осцилляторов имеет общий характер и реализуется в самых разных областях науки. Поэтому работа [32], где он впервые был описан, процитирована уже более семи тысяч раз. В этом же русле проводятся исследования фотонных струй. Под этим термином понимают узкие локальные области с высокой интенсивностью излучения, расположенные в геометрической тени освещенной лазером прозрачной микрочастицы (т.е. в ближней дифракционной зоне) [33]. Их возникновение также связывают с интерференцией рассеянного частицей света и света, прошедшего сквозь частицу. В этом смысле фотонная струя может быть связана с образованием оптического резонанса Фано. В [34] показано, что конфигурация фотонных струй от 2D кластера из одинаковых сферических частиц зависит от способа упаковки частиц, размера частиц и расстояния между ними.

Мишень для лазерного испарения имеет высокую пористость ($\approx 50\%$). Содержащиеся в ней кристаллиты из прозрачного диэлектрика имеют различные размеры и форму, а их расположение случайно. Рассеивание в такой мишени излучения волоконного иттербиевого лазера имеет диффузный, случайный характер и, в этом смысле, оно должно отличаться от оптического резонанса Фано. Поэтому для каждого конкретного условия данные расчёты рассеивания излучения необходимо производить заново. Подобные расчёты были проведены и в [29], где изучалось прохождение лазерного излучения сквозь слой металлического порошка, содержащего сферическими металлическими частицами диаметром 1...12 мкм. Как показали результаты численного решения уравнения Гельмгольца, рассеивание света в таком порошке приводит к образованию множества локальных максимумов интенсивности излучения между частицами.

Здесь также проведены подобного рода исследования применительно к нашим экспериментальным условиям. Для этого нами численно решалось волновое уравнение Гельмгольца для электромагнитной волны (1), распространяющейся через прозрачную порошковую диэлектрическую среду, состоящую из частиц с показателем преломления n_p и воздуха с $n_{air} = 1$:

$$\Delta E + k^2 \cdot \varepsilon_r \cdot E = 0, \quad (1)$$

где E – амплитуда напряжённости электрического поля; $k = 2\cdot\pi/\lambda$ – волновое число; ε_r – диэлектрическая проницаемость материала. В качестве исследуемых материалов были выбраны MgF_2 ($n_p = 1,38$), CaF_2 ($n_p = 1,43$), BaF_2 ($n_p = 1,47$), SiO_2 ($n_p = 1,54$), BeO ($n_p = 1,71$), MgAl_2O_4 ($n_p = 1,70$), Al_2O_3 ($n_p = 1,75$), Y_2O_3 ($n_p = 1,90$) и 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 ($10^{-2} \dots 10^{-4} \text{ см}^{-1}$), т. е. характерная глубина проникновения излучения в идеальные монокристаллы из этих материалов составляет $10^2 \dots 10^4$ см. При размерах расчётной области ≈ 200 мкм собственное поглощение лазерного излучения не оказывает большого влияния на общую картину распространения излучения в мишени, поэтому в данной работе его вкладом пренебрегалось. Кроме того, на данном этапе расчётов не учитывался нагрев частиц лазерным излучением и температурная зависимость их показателя преломления n_p . Все расчёты проводились для излучения волоконного иттербиевого лазера ($\lambda = 1,07$ мкм). На рис. 13 изображена геометрия области, используемая для расчётов рассеяния лазерного излучения прессованными порошками и являющаяся качественной аналогией реальных мишеней,

используемых в экспериментах по получению нанопорошка. В этом случае прямоугольная область с размерами 24×200 мкм заполнялась круглыми частицами, имеющими одинаковый показатель преломления n_p . Функция распределения частиц по размеру была взята на основании исследования исходного порошка оксида иттрия с помощью оптического микроскопа OLYMPUS BX51TRF-5.

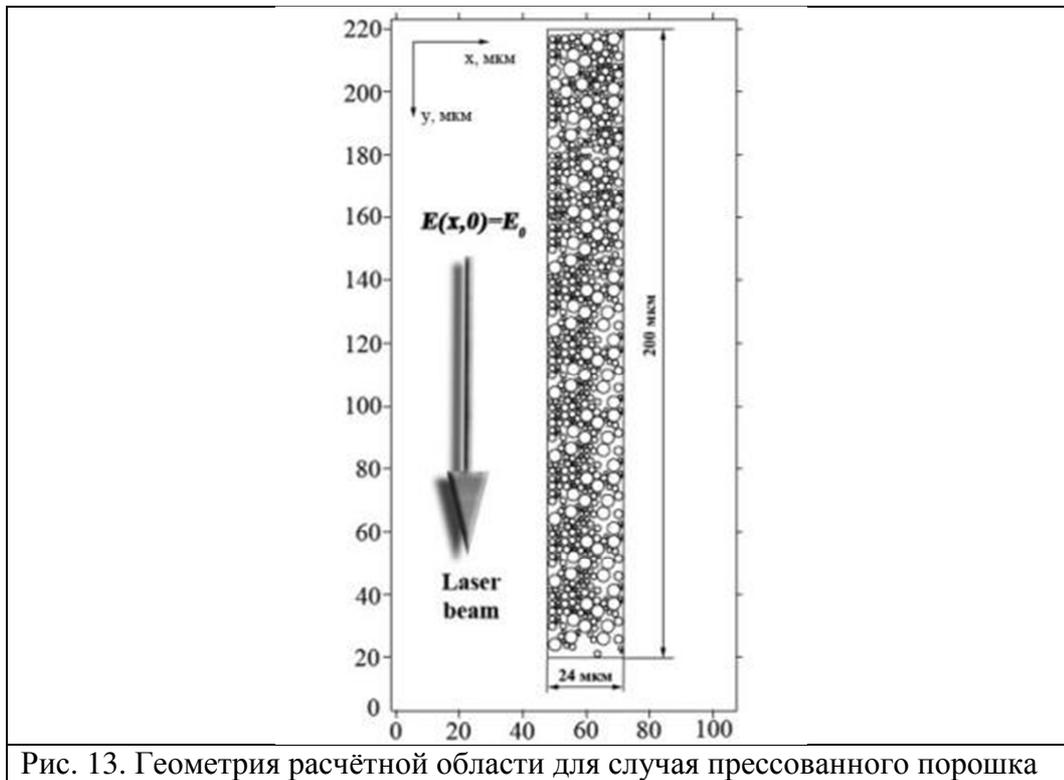


Рис. 13. Геометрия расчётной области для случая прессованного порошка

На рис. 14 приведено распределение интенсивности излучения в порошковой среде из CaF_2 и Y_2O_3 для того участка расчётной области, куда первоначально падает излучение волоконного лазера ($\lambda = 1,07$ 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 «область максимума интенсивности». Их возникновение обусловлено интерференцией двух составляющих лазерного излучения при его взаимодействии с частицами порошка. Появление одной из них вызвано рассеиванием излучения наружной поверхностью частиц, а появление другой вызвано преломлением проходящего сквозь частицы излучения.

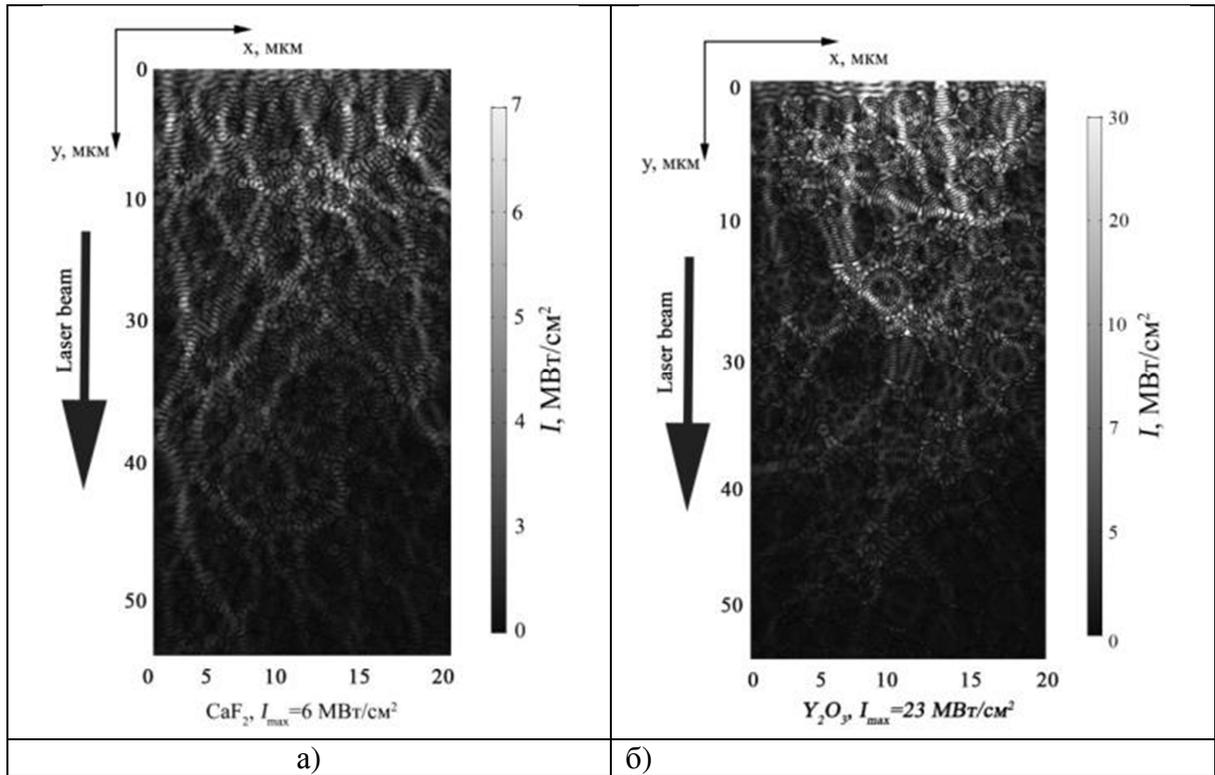


Рис. 14. Распределение интенсивности излучения волоконного лазера, рассеянного при прессованном порошке из CaF_2 (а, $n_p = 1,43$) или из Y_2O_3 (б, $n_p = 1,90$), Интенсивность падающего излучения $I_0 = 0,46 \text{ MBт/см}^2$

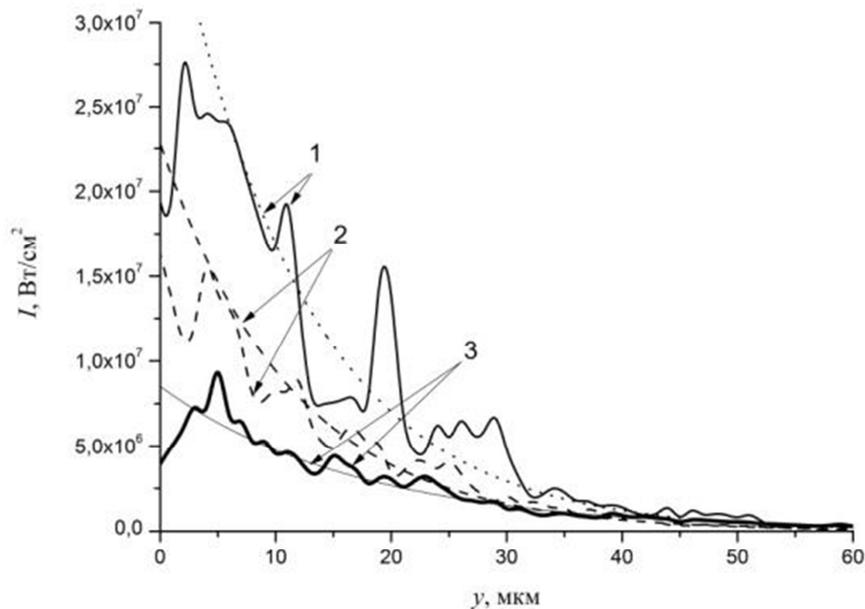


Рис. 15. Усреднённое по слоям расчётной области распределение интенсивности рассеянного излучения по глубине для порошков из различных материалов (YSZ (кривая 1), Al_2O_3 (кривая 2) и CaF_2 (кривая 3)) и его аппроксимация законом Бугера ($\lambda = 1,07 \text{ мкм}$, $I_0 = 0,46 \text{ MBт/см}^2$)

Для более наглядного исследования характера изменения интенсивности лазерного излучения, мы разделили расчётную область с прессованным порошком на слои, перпендикулярные направлению распространения падающего лазерного пучка. Усреднение величины интенсивности рассеянного излучения в каждом слое позволило нам численно охарактеризовать затухание интенсивности излучения по мере его распространения в мишень. На рис. 15 приведены зависимости, полученные для CaF_2 , Al_2O_3 , Y_2O_3 и YSZ. Видно, что в рассеянное излучение концентрируется в приповерхностном слое мишени толщиной до 40 мкм, где усредненная по слоям интенсивность излучения превышает интенсивность падающего излучения. По мере проникновения вглубь мишени интенсивность рассеянного излучения испытывает сильные флуктуации, однако в целом спадает с глубиной. Это затухание оказалось возможным оценить количественно путём аппроксимации обработанных таким образом данных расчёта с помощью закона Бугера (2).

$$I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot z), \quad (2)$$

где I [Вт/см²] – интенсивность излучения, распространяющегося в среде с эффективным показателем затухания α [см⁻¹], учитывающим только рассеивание излучения частицами; I_0 [Вт/см²] – интенсивность падающего излучения. Обработка данных расчёта вышеописанным способом позволила численно оценить характерную глубину его проникновения в прессованные порошки y_α из всех исследуемых нами материалов.

На рис. 16 показана зависимость данного параметра от коэффициента преломления материала частиц для длины волны падающего излучения 1,07 мкм. С ростом показателя преломления материала частиц с $n_p = 1,38$ (MgF_2) до $n_p = 2,12$ (YSZ) характерная глубина ослабления лазерного пучка в такой среде вследствие более сильного рассеивания уменьшается с 19 мкм до 11 мкм. Особенно резкий спад наблюдается в диапазоне коэффициентов преломления $n_p = 1,38 \dots 1,75$. Соответственно, для порошка флюорита (CaF_2) величина этого параметра составляет 17 мкм, что в 1,5 раза больше, чем для оксида иттрия. Совместный анализ этих данных и результатов, приведённых на рис. 10, позволяет сделать вывод: чем меньше показатель преломления материала и, соответственно, больше глубина проникновения излучения в мишень, тем больше время запаздывания формирования лазерного факела.

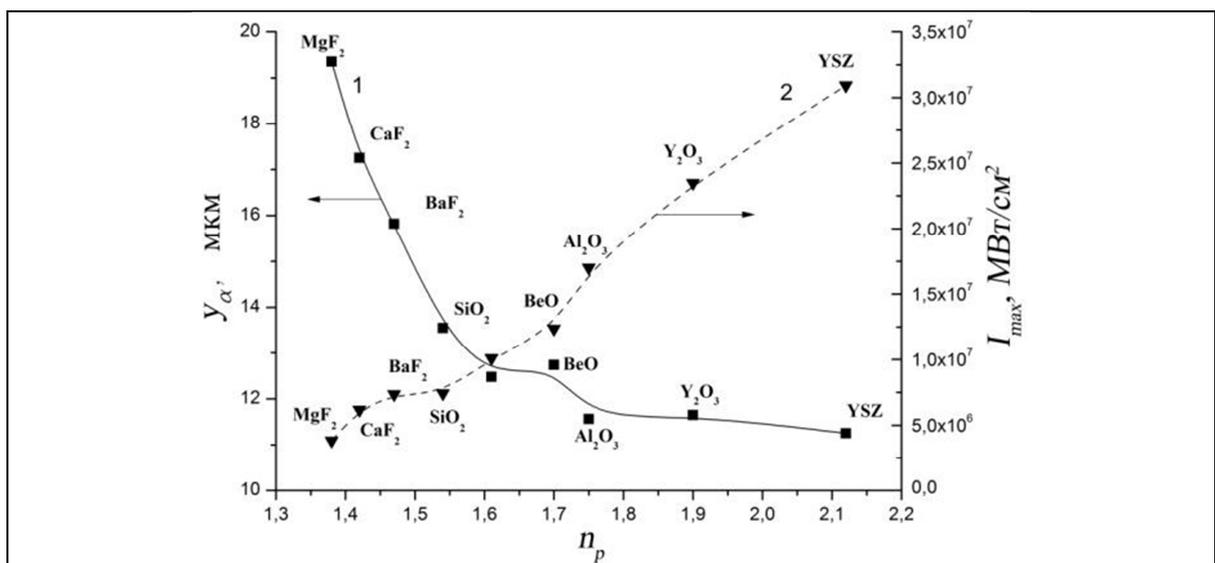


Рис.16. Зависимость характерной глубины ослабления лазерного излучения y_α (кривая 1) и максимальной интенсивности излучения в области самого сильного локального максимума I_{max} (кривая 2) от величины показателя преломления материала частиц ($I_0 = 0,46$ МВт/см²). (сплошная кривая)

С другой стороны, оптический пробой в порошковой среде в первую очередь должен возникать в тех местах, где интенсивность рассеянного излучения превышает пороговое значение. Поэтому важно исследовать не усреднённую по горизонтальным слоям величину интенсивности лазерного излучения, а её значение в локальных максимумах. На рис.15 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 $n_p=2,12$ (YSZ) до $n_p=1,38$ (MgF_2) интенсивность I_{max} уменьшается с ≈ 31 МВт/см² (YSZ) до $\approx 4,8$ МВт/см² (MgF_2). Для флюорита и оксида иттрия эти величина этого параметра составляет ≈ 6 МВт/см² и ≈ 23 МВт/см², 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÷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.

3.2 Модель тепловой волны

При лазерном получении нанопорошка мишень из припеченных друг к другу частиц порошка после многократного испарения покрывается полупрозрачным слоем оплава толщиной 150...400 мкм. Из этих соображений нами была предложена следующая модель лазерного разрушения такого оплава, похожая на модель теплового взрыва. Оплавленный слой содержит в себе некоторый дефект, расположенный на некотором удалении от его поверхности. Вначале он начинает поглощать излучение, что приводит к его нагреву и нагреву его окрестностей. При этом образуются новые дефекты, и прозрачность в этой области оплава снижается, что ускоряет её нагрев.

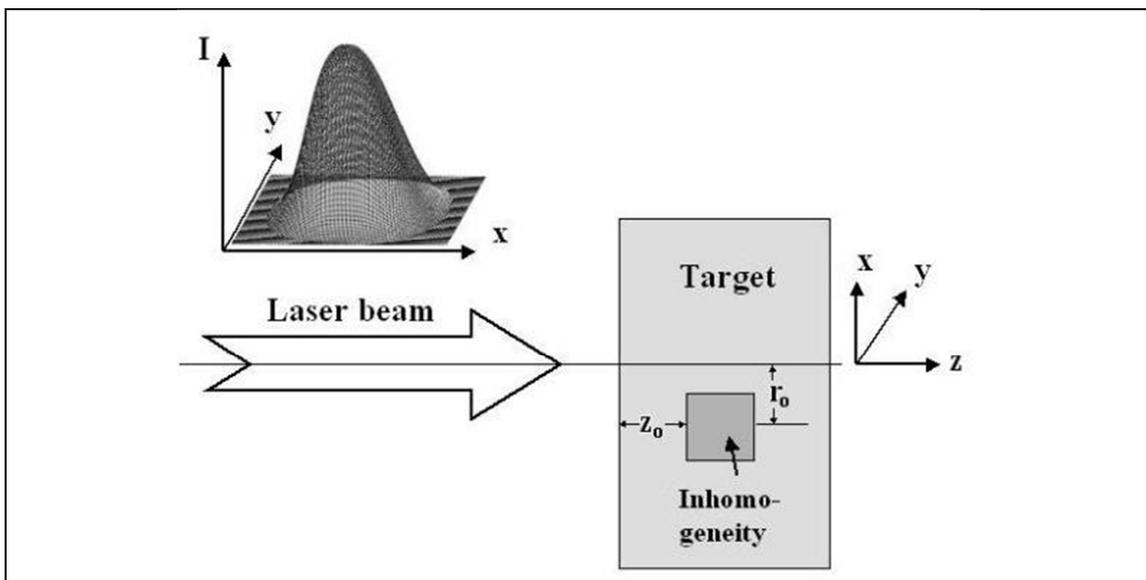


Рис. 17. Геометрия задачи. Вверху на вставке – распределение интенсивности лазерного излучения в пятне фокусировки, принятое в расчётах

Геометрия задачи представлена на рис. 17. Неоднородность располагалась на глубине z_0 , и на расстоянии r_0 от центра фокального пятна. При совмещении локального максимума с одним из дефектов мишени дальнейший анализ кинетики абляции можно провести, используя разработанную ранее [8] численную модель, включающую трёхмерное уравнение теплопроводности (3).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi(T) \cdot \Delta T + \frac{Q}{c(T)}, \quad (3)$$

где $\chi(T)$ – коэффициент температуропроводности, $c(T)$ – теплоёмкость, Q – объёмный источник теплоты, созданный лазерным излучением:

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

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

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

где $I_0(x, y)$ – распределение интенсивности излучения в фокусном пятне, R – коэффициент отражения, равный

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

где n – показатель преломления среды, λ – длина волны.

Зависимость α от температуры T по аналогии с работой [35] была определена следующим образом:

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

где α_0 – значение показателя поглощения при комнатной температуре (300 K), ξ – константа, зависящая от сорта материала. В наших расчётах она выбиралась такой, чтобы при температуре плавления (T_m) значение $\alpha(T_m)$ равнялось бы величине α_m , о которой будет сказано ниже.

В случае начала интенсивного испарения материала мишени в модель включались уравнения движения расплава (4, 5):

$$\operatorname{div}(V) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (V\nabla)V = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla V, \quad (5)$$

где ρ – плотность, P – давление, ν – кинематическая вязкость.

Зависимость давления пара от температуры учитывалась с помощью уравнения Клапейрона–Клаузиуса [35]. Значения теплофизических констант были взяты из книг [36–39].

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. В ходе расчётов варьировалось расположение неоднородности, её размер и соотношение α_{i0}/α_0 , т.е. отношение показателей поглощения неоднородности (α_{i0}) и материала мишени (α_0) при комнатной температуре. Зависимость показателя поглощения неоднородности от температуры также подчинялась зависимости (5), только со своими параметрами α_{i0} и ξ_i . Значение ξ_i выбиралось таким образом, чтобы при температуре плавления α_i равнялся α .

Характерный пример динамики температурного поля представлен на рис. 18, а. В данном случае $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 20$, глубина $z_0 = 100$ мкм, отклонение от центра $r_0 = 25$ мкм. Видно, что на начальном этапе (примерно до 350 мкс) основной нагрев происходит на ближней границе области неоднородности (рис. 18 а, кривые 1, 2). Однако далее картина начинает

изменяться. В результате теплопроводности нагреваются области мишени, граничащие с неоднородностью, и в них, согласно (5), увеличивается α . 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 α . В результате указанная область перехватывает на себя лазерное излучение, экранируя неоднородность. Это приводит к смещению максимума температуры к поверхности мишени (рис. 18, а, кривая 3). К моменту времени приблизительно 625 мкс в максимуме тепловой волны уже на поверхности мишени температура достигает температуры плавления (рис. 18, а, кривые 4, 5).

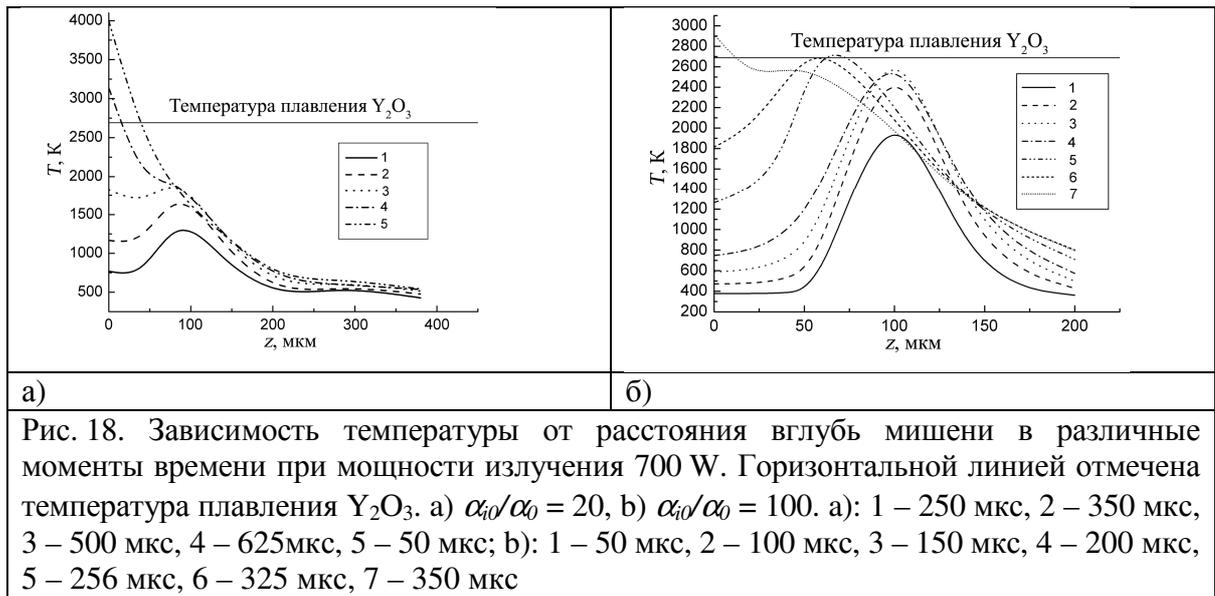


Рис. 18. Зависимость температуры от расстояния вглубь мишени в различные моменты времени при мощности излучения 700 W. Горизонтальной линией отмечена температура плавления Y_2O_3 . а) $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 20$, б) $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 100$. а): 1 – 250 мкс, 2 – 350 мкс, 3 – 500 мкс, 4 – 625 мкс, 5 – 50 мкс; б): 1 – 50 мкс, 2 – 100 мкс, 3 – 150 мкс, 4 – 200 мкс, 5 – 256 мкс, 6 – 325 мкс, 7 – 350 мкс

Увеличение степени неоднородности, т. е. соотношение α_{i0}/α_0 , приводит к более чётко выраженному распространению тепловой волны. Для случая $\alpha_{i0}/\alpha_0 = 100$ динамика её распространения представлена на рис. 18, б. Значения r_0 и z_0 те же, что и для рис. 18, а. В этом случае её движение ускоряется, а максимум температуры в волне достигает температуры плавления к моменту времени 250 мкс внутри образца на глубине 60 мкс (рис. 18, б, 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 могло бы произойти в форме откола (рис. 9, а). Однако нет экспериментальных свидетельств того, что наблюдаемый на фотографии откол материала в устье кратера произошел в момент возникновения лазерного факела, а не в процессе испарения мишени уже после образования кратера или даже после окончания лазерного импульса [9]. Если такой дефект локализован достаточно глубоко в мишени, то температурная волна нагрева может превратиться в волну плавления, которая будет распространяться к поверхности мишени. Когда волна плавления или нагрева достигнет поверхности мишени, то поверхность начнет испаряться и образуется лазерный факел. Если эта волна не успевает за время импульса излучения достигнуть поверхности мишени, то она наблюдается нами в виде вспышки внутри полупрозрачной мишени [9].

Логическим следствием полученных результатов (рис. 18) является объяснение значительного разброса задержки возникновения лазерного факела при испарении полупрозрачной мишени с различными коэффициентами поглощения у дефектов и глубины их расположения. Это ведёт к появлению отличий в скоростях движения

тепловых волн от разных дефектов и времени появления паро-капельной смеси на поверхности мишени, т.е. появления лазерного факела. В то же время данная численная модель не в состоянии объяснить зависимость времени задержки образования лазерного факела от коэффициента преломления материала мишени, а также существенно большее по сравнению с CO_2 -лазером удаление массы из мишени (до 5 раз) за один импульс с одинаковой энергией, что сопровождается пиковым характером интенсивности свечения факела и её уменьшением в течение импульса. Для объяснения этих фактов необходима модель, которая бы учитывала абляцию мишени в форме капель.

3.3 Причины абляции в форме капель

Абляция в форме капель может быть следствием развития в лазерном кратере гидродинамических неустойчивостей Рэлея–Плато, капиллярной, Рэлея–Тейлора, Кельвина–Гельмгольца. Развитие трех последних рассматривалось в работе [40, 41]. При этом неустойчивость Кельвина–Гельмгольца рассматривалась как дополнительный фактор к капиллярной неустойчивости и неустойчивости Рэлея–Тейлора.

Развитие гидродинамических неустойчивостей в лазерном кратере или их отсутствие является принципиально важным как для понимания процессов абляции, так и для получения нанопорошков. В этой связи выполнены эксперименты и расчеты, уточняющие эту ситуацию. В частности, было рассмотрено развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на стенках кратера покрытых слоем расплава, поднимающегося вверх под действием реактивного давления паров материала мишени, формирующих лазерный факел. Подобный анализ не был проведен в [40, 41], хотя, на наш взгляд, подобный механизм может играть существенную роль в образовании капель. Для выяснения этого необходимо провести экспериментальный и теоретический анализ характерных размеров капель и сопоставить с имеющимися аналогичными экспериментальными данными.

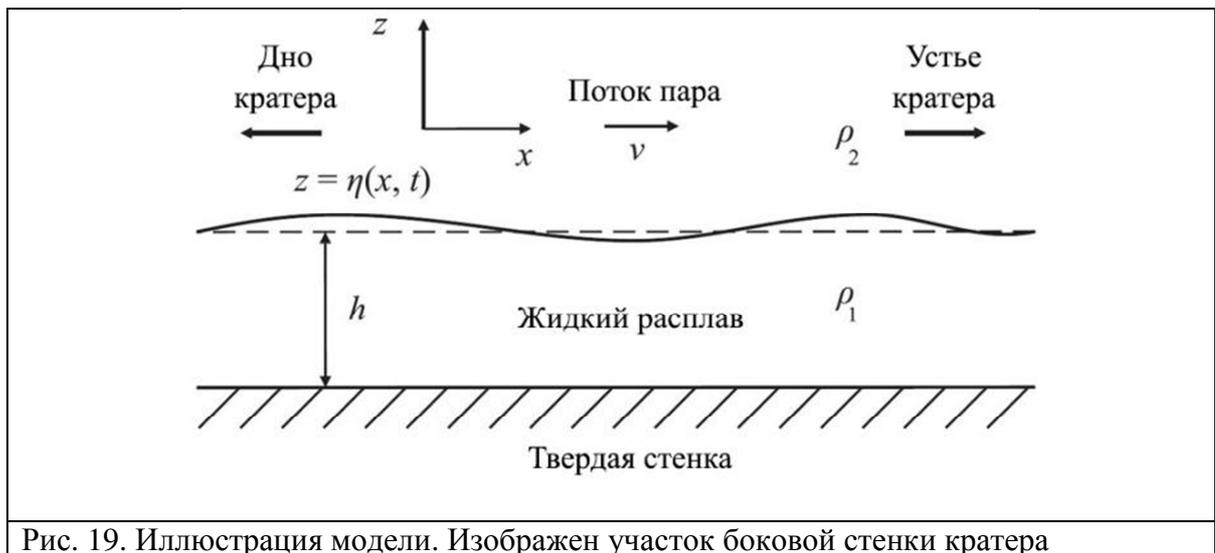


Рис. 19. Иллюстрация модели. Изображен участок боковой стенки кратера

Процесс формирования капель является сложным нелинейным физическим явлением, происходящим в 3D-геометрии, его описание невозможно с использованием моделей, приведённых в [5, 17, 38, 39, 42, 43,]. Поэтому имеет смысл рассмотреть развитие процессов, качественно описывающей процесс формирование неустойчивости, и позволяющей получить оценки для характерных масштабов, т.е. размеров капель и времён их формирования. Поскольку диаметр и глубина кратера существенно больше

(~ 100...1000 мкс) чем основная доля микронных частиц (~ 10 мкс), мы будем считать задачу плоско-симметричной, т.е. рассматриваемая геометрия будет эквивалентна схеме, изображенной на рис. 18. Как отмечалось ранее, избыточное давление паров приводит к сильному деформированию поверхности расплава. Под действием реактивного давления расплав перемещается из области испарения к стенкам кратера. Таким образом, мы исследуем устойчивость расплавленной вертикальной стенки кратера. Область с индексом «1» занимает расплав, а область с индексом «2» занимает восходящий поток плазмы. Также для простоты рассмотрения будем считать, во-первых, что стенки кратера почти вертикальны и поток пара движется параллельно им и, во вторых, что движение расплава и плазмы является несжимаемым и потенциальным (бездиссипативным). Тогда для потенциалов скорости будут выполняться уравнения Лапласа:

$$\Delta\Phi_1 = 0, z > \eta(x, t); \quad \Delta\Phi_2 = 0, z > \eta(x, t), \quad (6)$$

где функция $z = \eta(x, t)$ задаёт профиль границы раздела (в невозмущённом состоянии $z = 0$). На поверхности раздела будут выполняться кинематическое и динамическое граничные условия:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x}, \quad (7)$$

$$\rho_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + \frac{(\Delta\Phi_1)^2}{2} \right) - \rho_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + \frac{(\Delta\Phi_2)^2}{2} \right) = \sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + P_0, \quad (8)$$

где: ρ_1 и ρ_2 – плотности расплава и плазмы, соответственно, σ – коэффициент поверхностного натяжения, P_0 – постоянная Бернулли, определяемая из граничных условий. На границе раздела справедливо условие «не протекания» жидкостей:

$$\partial_n \Phi_1 = \partial_n \Phi_2, \quad (9)$$

где:

$$\partial_n f = \left(\frac{\partial f}{\partial z} - \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) / \sqrt{1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2}$$

– производная, нормальная к поверхности.

Запишем граничные условия на удалении от границы:

$$\Phi_1 = 0 \text{ при } z = -h; \quad \Phi_2 = v \cdot x \text{ при } z \rightarrow +\infty, \quad (10)$$

где h – глубина расплавленного слоя (для простоты рассмотрения будем считать ее константой), v – скорость потока плазмы, значение которой близко к скорости звука. Заключительным уравнением будет являться граничное условие на дне жидкости:

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0 \text{ при } z = -h. \quad (11)$$

Эта система уравнений описывает движение двух идеальных несжимаемых жидкостей (расплавленной стенки кратера и восходящего потока плазмы) с границей раздела под действием дестабилизирующего сдвигового давления и поверхностного натяжения, стремящегося обеспечить устойчивость границы. Как нетрудно заметить, эта система включает в себя нелинейные дифференциальные уравнения (2) и (3), поэтому ее полное описание затруднено. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением линейных стадий развития неустойчивости, т.е. будем считать возмущения границы бесконечно малыми. Нелинейная эволюция неустойчивости Кельвина–Гельмгольца рассматривалась, например, в работах [41, 43].

Система уравнений движения (1)–(6) имеет точное невозмущенное решение в виде: $\eta = 0; \Phi_1 = 0; \Phi_2 = v \cdot x$, из которого можно найти постоянную Бернулли в уравнении (8) $P_0 = -\rho_2 v^2 / 2$. Введём возмущения потенциалов скорости:

$$\phi_1 = \Phi_1, \quad \phi_2 = \Phi_2 - v \cdot x, \quad (12)$$

и перепишем уравнения (7)–(9) в терминах новых переменных, ограничившись линейными слагаемыми,

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi_1}{\partial z}, \rho_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} - \rho_2 \cdot v \frac{\partial \phi_2}{\partial x} = \sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}, \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = \frac{\partial \phi_2}{\partial z} - v \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (13)$$

Из данной системы несложным образом [42] находим дисперсионное соотношение для линейных волн на границе:

$$\eta \sim \exp(ikx - i\omega t),$$

$$\rho_1 \omega^2 = \tanh(kh)(\sigma k^3 - \rho_2(\omega - vk^2)), \quad (14)$$

где: ω – частота, k – волновое число, отметим, что при выводе (14) мы учли, что $\rho_2 \ll \rho_1$. Соотношение (14) можно разрешить относительно ω [43]:

$$\omega = \frac{\rho_2 vk \tanh(hk)}{\rho_1} \pm \sqrt{\frac{\tanh(hk)}{\rho_1} \sqrt{\sigma k^3 - \rho_2 v^2 k^2}}. \quad (15)$$

Таким образом, устойчивость границы раздела зависит от знака выражения $(\sigma k^3 - \rho_2 v^2 k^2)$. При отрицательных значениях будет наблюдаться неустойчивость и мнимая часть ω будет иметь смысл инкремента $\delta = \text{Im}(\omega)$. Поверхность раздела жидкостей устойчива, если $\delta = 0$. Как нетрудно заметить, это условие выполняется для возмущений следующего масштаба:

$$\lambda_c = \frac{2\pi\sigma}{\rho_2 v^2}. \quad (16)$$

Можно так же записать выражение для доминантной моды колебаний, то есть моды, для которой инкремент развития неустойчивости максимален.

$$k_d = \frac{2\rho_2 v^2}{3\sigma} \rightarrow \lambda_d = \frac{3}{2} \lambda_c. \quad (17)$$

По причине того, что величины, входящие в правую часть соотношений (16, 17), сложно определить экспериментально с высокой точностью, мы взяли их значения в достаточно широком диапазоне (см. табл. 1), а для плотности плазмы и ее скорости из экспериментальных данных, в частности [5, 17]). Как видно из таблицы характерный масштаб развития неустойчивости (размер формирующихся капель), определяющийся преимущественно доминантной модой находится в диапазоне от 30 мкм до 135 мкм, что неплохо согласуется с экспериментальными данными.

Таблица 1

Характерные значения параметров задачи.

σ , Н/м	ρ_2 , кг/м ³	v , м/с	λ_c , 10 ⁻⁶ м	λ_d , 10 ⁻⁶ м
0,5...1,5	1,8...2,2	220...300	20...90	30...135

Из дисперсионного соотношения (15) мы также можем найти максимальный инкремент развития неустойчивости τ , т. е. время в течение которого амплитуда возмущений границы достигает значений порядка длины волны доминантной моды (18).

$$\tau = \frac{2\pi}{\delta_{max}} \approx \frac{3\sqrt{3}\pi\sigma}{\rho_2 v^3} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}. \quad (18)$$

Здесь мы учли, что глубина проплавленного слоя порядка размера формирующихся частиц, т. е. $(2\pi h/\lambda_c) \ll 1$. Оценка для времени формирования капли из формулы (18) дает $\tau = 20...50$ мкс (плотность расплава $\rho_2 \sim 4 \cdot 10^3$ кг/м³). Таким образом, время формирования капли меньше, чем время импульса СО₂-лазера (370 мкс) и намного меньше времени импульса волоконного лазера (1360 мкс). Это означает, что в процессе облучения излучение иттербиевого лазера формируется значительно большее количество частиц микронного масштаба, за счёт чего и возникают глубокие кратеры на поверхности мишеней Nd³⁺:Y₂O₃.

Выводы модели качественно подтверждаются полученными нами функциями распределения капель по размерам (рис. 11, б) для линз с фокусным расстоянием 200 мм и

400 мм. Поскольку размеры фокального пятна пропорциональны фокусному расстоянию линзы, то при одинаковой мощности излучения будут отличаться интенсивности в фокальном пятне. В частности, для мощности излучения 600 Вт интенсивность в случае линзы с фокусным расстоянием 200 мм составит величину $1,2 \text{ МВт/см}^2$, а в случае линзы с фокусным расстоянием 400 мм – $0,4 \text{ МВт/см}^2$. Таким образом, плотность потока пара в случае линзы с меньшим фокусным расстоянием будет выше, как это следует из соотношения Герца–Кнудсена, давление пара тоже будет выше. Это значит, что размер преобладающей моды в случае линзы с фокусным расстоянием 200 мм будет меньше, чем в случае линзы с $f = 400 \text{ мм}$. На рисунке 11 б мы видим, что в случае $f = 200 \text{ мм}$ максимум функции распределения приходится на капли размером 45 мкм, а в случае $f = 400 \text{ мм}$ максимум сдвигается в сторону капель большего размера и составляет 85 мкм.

Следует заметить, что, строго говоря, рассмотренная нами неустойчивость Кельвина–Гельмгольца будет работать только в достаточно глубоких кратерах, т.е. глубина которых равна или превышает его диаметр. Вынос материала на меньших глубинах обеспечивается другими механизмами.

Действительно, экспериментально измеренные времена перехода к капельному режиму абляции τ_p ($\sim 100 \text{ мкс}$ или $\sim 200 \text{ мкс}$) превосходят расчетную величину инкремента развития неустойчивости τ ($30 \dots 50 \text{ мкс}$), по крайней мере, на 70 мкс. Именно за такое время должен сформироваться кратер, глубина которого достаточна для развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Для расчёта начальной стадии абляции использовалась модель, описанная в пункте 3.2 в которой дополнительно предполагалось парообразное удаление материала. В дополнении к уравнению теплопроводности модель включала в себя уравнения движения жидкого расплава под действием давления паров мишени, однако она не учитывала формирование и вылет капель во время процесса абляции. Расчёт проводился для мишеней с относительной плотностью близкой к 100 %. В случае воздействия излучения CO_2 -лазера «ЛАЭРТ» результаты расчётов неплохо совпали с экспериментальными данными, как по форме кратера, так и по объёму вынесенного материала. В случае волоконного лазера такое совпадение отсутствовало. Было найдено, что даже за всё время длительности лазерного импульса (1400 мкс), глубина кратера не превосходит 60 мкм при мощности $0,46 \text{ МВт/см}^2$. В то время как в экспериментах при такой мощности глубина кратера достигает 60 мкм за время $\sim 500 \text{ мкс}$. Очевидно, что кроме абляции в виде пара параллельно действует более эффективные и более быстрые механизмы абляции материала. Возможно, что таким механизмом на начальном этапе формирования кратера является развитие неустойчивости Рэлея–Плато. Следует добавить, что переход к капельной абляции объясняет не только образование глубоких кратеров, но и, в какой-то мере, уменьшение интенсивности свечения факела в течение одного импульса (раздел 2.2). По-нашему мнению, это обусловлено углублением кратера, рассеянием на каплях и поглощением излучения вертикальными стенками кратера.

Заключение

В работе излагаются теоретические и экспериментальные результаты по воздействию лазерного излучения на пористые материалы (компакты, керамики различной плотности) и обнаружен ряд особенностей, среди которых выделяем следующие.

Показано, что при распространении лазерного излучения с интенсивностью ниже порога повреждения в среде из плотноупакованных частиц прозрачного материала интерференция падающего, отражённого и преломлённого излучения приводит к тому, что в некоторых локальных участках интенсивность превышает в десятки раз

интенсивность падающего излучения. Это обеспечивает развитие оптического пробоя согласно одному из известных механизмов. Установлено, что интенсивность излучения в такой среде резонансно зависит от размера частиц, коэффициента преломления и длины волны излучения.

Обнаружено, что в результате непрерывного воздействия лазерного излучения на пористые мишени из прозрачного материала, её поверхность приобретает иглоподобный характер. Этот факт связывается с развитием тепловой волны в пористом веществе от дефекта по лучу к поверхности материала. Разная глубина и неравномерное радиальное расположение дефектов ведёт к большому разбросу времени запаздывания образования лазерного факела. Показывается, что при острой фокусировке (плотности мощности $1,2 \text{ МВт/см}^2$) и длительном воздействии на поверхности мишени формируются иглоподобные образования с диаметром иглы 1 мм и высотой до 8 мм.

Найдено, что глубина кратера, образованного излучением иттербиевого лазера, для которого материал мишени прозрачен, оказывается в 6...8 раз глубже кратера, созданного излучением CO_2 -лазера той же энергии, для которого этот материал непрозрачен. Это связывается с переходом от паровой к более эффективной с точки зрения удаления материала парокапельной абляции. Её наличие было экспериментально установлено путём скоростного фотографирования лазерного факела. При этом показано, что при плотности мощности излучения иттербиевого лазера $0,46 \text{ МВт/см}^2$ такой переход происходит спустя 200 мкс, а при плотности мощности $1,2 \text{ МВт/см}^2$ – после 100 мкс. Выполненные теоретические оценки показывают, что формирование паро-капельной абляции обусловлено развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Остаётся неясным, какие механизмы разбрызгивания капель могут ещё реализоваться до этого момента времени. Предполагается, что это может быть связано с развитием более быстрой неустойчивости Рэлея-Плато.

Финансовая поддержка

Настоящая работа выполнена за счёт средств Российского научного фонда и правительства Свердловской области (грант №22-29-20039, <https://rscf.ru/project/22-29-20039/>).

Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

Список литературы

1. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И., Михэилеску И. Н. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. Москва: Наука, 1988, 537 с.
2. Minh N. Q., Takahashi T. Science and Technology of Ceramic Fuel Cells. Amsterdam: Elsevier science, 1995, 366 p.
3. Ikesue A., Aung I. L., Lupei V. Cambridge: Cambridge University Press, 2013, 445 p.
4. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Нечитайло В. С./ Исследование объёмного лазерного разрушения и рассеяние света в кристаллах и стёклах // Труды ФИАН. 1978, Т. 101, С. 31–74.

5. Osipov V. V., Lisenkov V. V., Platonov V. V. Ablation of oxide materials and production of nanopowders by ytterbium fiber laser // *Applied Physics A: Materials Science and Processing*. 2015. Vol. 118, P. 1133-1144. DOI: 10.1007/s00339-014-8928-8
6. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Тихонов Е. В. Процессы взаимодействия лазерного излучения с пористыми прозрачными материалами при их абляции // *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. Исследование воздействия импульсов мощного волоконного иттербиевого лазера на вещество с неоднородным показателем поглощения. II. Получение и характеристики нанопорошков Nd:Y₂O₃ // *Журнал технической физики*. 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. Исследование воздействия импульсов мощного волоконного иттербиевого лазера на вещество с неоднородным показателем поглощения. I. Особенности воздействия на мишени из оксида иттрия // *Журнал технической физики*. 2014, Т. 84, № 5, С. 88-96.
9. Осипов В. В., Евтушенко Г. С., Лисенков В. В., Платонов В. В., Подкин А. В., Тихонов и др. Эволюция лазерного факела в процессе получения нанопорошка с использованием волоконного иттербиевого лазера. // *Квантовая электроника*. 2016, Т. 46, № 9, С. 821-828.
10. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М., Бродов М. Е., Быстров М. В., Виноградов Б. В. и др. Физические величины: Справочник. / под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. М.: Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
11. Osipov V. V., Solomonov V. I., Ivanov M. G., Platonov V. V., Snigireva O. A., Lisenkov V. V. Dynamics and spectroscopy of the laser plume from solid targets // *Laser physics*. 2006, Vol. 16, № 1, P. 134-145. DOI: 10.1134/S1054660X06010130
12. Осипов В. В., Платонов В. В., Лисенков В. В. Динамика лазерного факела в процессе синтеза наночастиц // *Квантовая электроника*. 2009, Т. 39, № 6, С. 541-546.
13. Осипов В. В., Соломонов В. И., Спирина А. В., Лисенков В. В., Платонов В. В., Подкин А. В. Спектроскопия лазерного факела, возникающего под действием излучения иттербиевого волоконного лазера // *Оптика и спектроскопия*. 2017, Т. 122, № 1, С. 169–176
14. Evtushenko G. S., Trigub M. V., Gubarev F. A., Evtushenko T. G., Torgaev S. N., Shiyonov D. V. Laser monitor for non-destructive testing of materials and processes shielded by intensive background lighting // *Review of Scientific Instruments*. 2014. Vol. 85, № 3, Article number 033111. DOI: 10.1063/1.4869155
15. Осипов В. В., Лисенков В. В., Платонов В. В. Лазерный синтез нанопорошков в стехиометрии иттрий-алюминиевого граната // *Письма в ЖТФ*. 2011, Т. 37, № 1, С. 103–110.
16. Muller E., Oestreich Ch., Popp U., Michel G., Staupendahl G., Henneberg K.-H. Characterisation of nanocrystalline oxide powders prepared by CO₂ laser evaporation // *J. KONA – Powder and Particle*. 1995. Vol. 13, P. 79–88.
17. Osipov V. V., Platonov V. V., Lisenkov V. V. Laser Ablation Synthesis and Properties of Nanocrystalline Oxide Powders // *Handbook of Nanoparticles* / ed.: Aliofkhaeaei M., Springer International Publishing Switzerland, 2015, Vol. 2, P. 1-22. DOI 10.1007/978-3-319-13188-7_8-1.
18. Osipov V. V., Kotov Yu. A., Ivanov M. G., Samatov O. M., Lisenkov V. V., Platonov V. V. et al. Laser synthesis of nanopowders // *Laser Physics*. 2006, Vol. 16, № 1, P. 116–125. DOI: 10.1134/S1054660X06010105
19. Белов Н. Н. Комплексный показатель преломления окиси алюминия // *Кристаллография*. 1989. Т. 34, Вып. 5, С. 1185-1189.

20. Innocenzi M. E., Swimm R. T., Bass M., French R. H., Kokta M. R. Optical absorption in undoped yttrium aluminum garnet // *Journal of Applied Physics*. 1990. V. 68, P.1200-1204. doi: 10.1063/1.346717
21. Hideyasu Tsuiki, Toshiaki Masumoto, Koichi Kitazawa, Kazuo Fueki. Effect of point defect on laser oscillation properties of Nd-doped Y_2O_3 // *Japanese Journal of Applied Physics*. 1982. V. 21, № 7, P. 1017-1021.
22. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Хаимов-Мальков В. Я. Поверхностное разрушение кристаллов рубина лазерным излучением // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1970, Т. 58, № 1, С. 31-36.
23. Палашов О. В., Хазанов Е. А., Мухин И. Б., Смирнов А. Н., Миронов И. А., Дукельский К. В. и др. Измерения оптического поглощения образцов нанокерамики из CaF_2 // *Квантовая электроника*. 2009, Т. 39, № 10, С. 943–947.
24. Епифанов А. С., Маненков А. А., Прохоров А. М. / Теория лавинной ионизации в твердых телах под действием электромагнитного поля // *Труды ФИАН*. 1978, Т. 101, С. 87-129.
25. Колдунов М. Ф., Маненков А. А., Покатило И. Л. Механическое разрушение прозрачных твердых тел лазерными импульсами разной длительности // *Квантовая электроника*. 2002, Т. 32, № 4, С. 335-340.
26. Горшков Б. Г., Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Прохоров А. М., Сидорин А. В. Размерный эффект и статистика лазерного разрушения щелочно-галогидных кристаллов на длине волны 10,6 мкм. // *Квантовая электроника*. 1981, Т. 8, № 1, С.148-154.
27. Skolnik L. H., Lipson H. G., Bendow B., Schott J. T. Temperature dependence of the absorption coefficient of GaAs and ZnSe at 10,6 μm // *Applied Physics Letters*. 1974, Vol. 25, № 8, P. 442-445. DOI: 10.1063/1.1655541
28. Галактионов А. В., Степанов С. В. Воздействие излучения на сильно рассеивающие керамики. // *Теплофизика высоких температур*. 1990, Т. 28, № 1, С. 124-130.
29. Трибельский М. И. / Особенности рассеяния света частицами с большим коэффициентом преломления // *Оптический журнал*, 2017, Т. 84, № 7, С. 4-12.
30. Tribelsky M. I., Miroshnichenko A. E. Giant in-particle field concentration and Fano resonances at light scattering by high-refractive-index particles // *Physical review A*. 2016, V. 93, Iss. 5, article number 053837. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.053837
31. Rybin M. V., Khanikaev A. V., Inoue M., Samusev K. V., Steel M. J., Yushin G. and Limonov M. F. / Fano Resonance between Mie and Bragg Scattering in Photonic Crystals // *Physical Review Letters*. 2009, V. 103, Article number 023901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.023901
32. Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // *The Physical review*. 1961, V. 124, Iss. 6, P. 1866–1878.
33. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Панина Е. К. Эффект «фотонной наноструи» в многослойных микронных сферических частицах. // *Квантовая электроника*. 2011, Т. 41, № 6, С. 520-525.
34. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Панина Е. К. Характеристики фотонных наноструй от упорядоченных микросборок диэлектрических сфер // *Квантовая электроника*. 2016, Т. 46, № 3, С. 236-241.
35. Скрипов В. П., Файзуллин М. З. Фазовые переходы кристалл-жидкость-пар и термодинамическое подобие. М.: Физматлит, 2003. 160 с.
36. Балкевич В. Л. Техническая керамика. М.: Стройиздат, 1984. 256 с.
37. Казенас Е. К., Цветков Ю. В. Испарение оксидов. М.: Наука, 1997, 543 с.
38. Брайловский А. Б., Дорофеев И. А., Езерский А. Б., Ермаков В. А., Лучин В. И., Семенов В. Е. Формирование крупномасштабного рельефа поверхности мишени при

многократном импульсном воздействии лазерного излучения // Журнал технической физики. 1991. Т. 61, № 3, С. 129-138.

39. Brailovsky A. B., Gaponov S. V., Luchin V. I. Mechanisms of melt droplets and solid-particle ejection from a target surface by pulsed laser action // *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. 1995. Vol. 61, № 1, P. 81–86. DOI: 10.1007/BF01538216

40. Мин Г., Юн Т., Сюнь Г., Боши Ю., Гуанюн Ц. Температурное поле в монокристаллическом кремнии, облучаемом лазером с миллисекундной длительностью импульса // *Прикладная механика и техническая физика*. 2017. Т. 58, № 4, С. 142-152. DOI: 10.15372/PMTF20170414

41. Зубарев Н. М., Кузнецов Е. А. Формирование особенностей на поверхности раздела жидкостей при развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2014. Т. 146. № 1. С. 194-204.

42. Moore D. W. The spontaneous appearance of a singularity in the shape of an evolving vortex sheet // *Proc R Soc London Ser A*. 1979. Vol. 365, Iss. 1720, P. 105-119. DOI: 10.1098/rspa.1979.0009

43. Platonov V. V., Kochurin E. A., Osipov V. V., Lisenkov V. V., Zubarev N. M. Characteristic properties of laser ablation of translucent targets // *Laser Physics*. 2018. Vol. 28, №7, Article number 076002. DOI: 10.1088/1555-6611/aabdb4

44. Balakrishnan A., Pizette P., Martin C. L., Joshi S. V., Saha B. P. Effect of particle size in aggregated and agglomerated ceramic powders // *ActaMaterialia*. 2010. Vol. 58, №3, P. 802-812. DOI: 10.1016/j.actamat.2009.09.058

45. Osipov V. V., Platonov V. V., Lisenkov V. V., Tikhonov E. V., Podkin A. V. // *Applied Physics A*. 2018. Vol. 124, Iss.1, article number 3. DOI: 10.1007/s00339-017-1348-9

The effect of laser radiation on porous targets made of transparent materials

Osipov V. V., Platonov V. V., Lisenkov V. V., Tikhonov E. V.

*Institute of Electrophysics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences.
 106 Amundsen Str., Yekaterinburg, 620016, Russia*

The paper reports on a number of new physical phenomena discovered during the study of the effect of laser radiation on porous transparent materials. It is shown that when radiation propagates in a medium of densely packed particles, some of them play the role of a high-quality resonator, significantly increasing its intensity. In the future, the interference of incident, refracted and scattered radiation leads to the fact that in some local areas the intensity is tens of times higher than the intensity of incident radiation, ensuring the development of optical breakdown by one of the known mechanisms. It is established that the intensity in such local maxima depends on the refractive index, particle sizes and wavelength of radiation. It is shown that with prolonged exposure to radiation on the moving surface of the target, it acquires a needle-like character with a needle diameter of ~ 1 mm and a height of up to 8 mm. The glow of the torch, which occurs under the action of a single pulse, in a translucent target has an irregular peak character. It is found that the depth of the crater formed by the radiation of the ytterbium laser, for which the target material is transparent, is 6-8 times deeper than the crater formed by the radiation of a CO₂ laser with the same pulse energy, for which this material is not transparent. This is associated with the transition from steam to steam-drop ablation, which is more effective in terms of material removal. Its presence was detected during high-speed

Лазеры. Измерения. Информация. 2023. Том № 03. № 02 (10)

<https://lasers-measurement-information.ru>

photography of the glow of a laser torch. Mathematical models explaining the reasons for the implementation of the above-mentioned processes and facts are given.

Key words: laser, laser torch, nanoparticle, distribution, delay time, instability, crater, flow, vapor, composition.