

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Лазерно-индуцированная микроплазма как инструмент
микроструктурирования прозрачных сред*****В.П.Вейко, С.А.Волков, Р.А.Заколдаев, М.М.Сергеев,
А.А.Самохвалов, Г.К.Костюк, К.А.Миляев**

Исследованы свойства лазерно-индуцированной микроплазмы (ЛИМП), возникающей при абляции сильно поглощающей свет мишени, в режиме ограничения пространственного расширения плазмы. Показано, что в этом случае температура частиц ЛИМП больше, чем при свободном разлете. Обнаружено, что в режиме пространственного ограничения ЛИМП амплитуда импульса давления увеличивается на порядок по сравнению со случаем открытой поверхности. Продемонстрированы возможности записи микроструктур на прозрачных диэлектриках с помощью ЛИМП: получены массивы микролинз и различные дифракционные элементы.

Ключевые слова: лазерная плазма, абляция, графит, прозрачный диэлектрик, микроструктурирование.

1. Введение

Под лазерно-индуцированной микроплазмой (ЛИМП) в настоящей работе будем понимать лазерную эрозионную плазму, возникающую на границе прозрачной и поглощающей сред при абляции последней. Особыми условиями существования ЛИМП является режим ограничения ее расширения, когда прозрачной средой является не воздух, а конденсированная среда – жидкость или твердое тело. Если размеры зазора между прозрачной и поглощающей средами сравнимы с размерами шероховатости поверхностей, возникает особая разновидность этой плазмы, которая характеризуется специфическими параметрами и требует особых методов изучения. Повышенный интерес к такой микроплазме связан с возможностями управления ее локализацией и физическими параметрами, что позволяет широко применять ЛИМП для микроструктурирования поверхности прозрачных диэлектриков. На действии ЛИМП, возникающей при абляции поглощающей среды, основан целый ряд методов обработки прозрачных диэлектриков, начиная с пионерского применения – лазерного сверления отверстий в алмазных фильерах [1], и заканчивая методами LIPAA (Laser-Induced Plasma-Assisted Ablation), LIBDE (Laser-Induced Backside Dry Etching), LIFE (Laser-Induced Frontside Etching) и др. [2–8]. Прозрачная для лазерного излучения среда может иметь как полный контакт с поглощающей мишенью [1, 4, 5, 8], так и находиться на некотором расстоянии от нее [5–7]. Величина зазора при этом в случае одинаковых параметров лазерного излучения существ-

венно влияет на свойства ЛИМП и конфигурацию микроструктур, получаемых на поверхности прозрачной среды.

Отметим, что свойства ЛИМП в режиме ограничения расширения сильно отличаются от ее свойств при свободном разлете. Так, известно, что при наличии ограничивающей среды интенсивность свечения ионной компоненты лазерной плазмы резко возрастает [9, 10], другим значительным эффектом является увеличение амплитуды импульса давления на мишень (эффект лазерного наклепа) [11] и т. п. Однако работы по структурированию прозрачных диэлектриков с помощью ЛИМП [1–8] в основном имеют технологическую направленность, без измерений и анализа физических особенностей механизма и специфики применения ЛИМП как нового технологического инструмента микрообработки прозрачных сред. В связи с этим исследование свойств ЛИМП в режиме ограничения ее пространственного расширения является актуальной задачей как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения осмысления возможностей ее оптимизации и дальнейших приложений.

Цель настоящей работы – изучение свойств ЛИМП, образующейся при полном контакте прозрачного диэлектрика и сильно поглощающей лазерное излучение мишени, а также демонстрация возможностей предлагаемой разновидности метода, а именно LIBBA (Laser-Induced Black Body Ablation), для обработки прозрачных диэлектриков.

**2. Анализ эффективности ЛИМП
как инструмента микрообработки
прозрачных диэлектриков**

Если обратиться к обобщенной схеме ЛИМП (рис.1), то применительно к поставленной задаче становится понятно, что для оптимального использования ЛИМП она должна обладать следующими параметрами.

1. Высокой температурой ($(0.5–1) \times 10^4$ °C) и достаточной концентрацией ионов, что легче всего обеспечить при наносекундных длительностях лазерных импульсов и

* Доложена на международном симпозиуме «Фундаментальные основы лазерных микро- и нанотехнологий» (FLAMN-2016) (Пушкин, Ленинградская обл., 27 июня–1 июля 2016 г.).

В.П.Вейко, С.А.Волков, Р.А.Заколдаев, М.М.Сергеев, А.А. Самохвалов, Г.К.Костюк, К.А.Миляев. Университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49;
e-mail: vadim.veiko@mail.ru, samokhvalov.itmo@gmail.com

Поступила в редакцию 24 марта 2017 г.

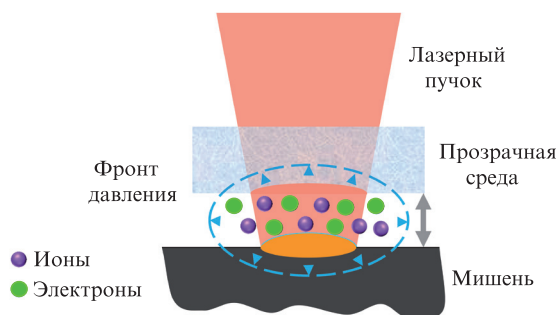


Рис.1. Обобщенная схема ЛИМП.

их достаточной для оптического пробоя вблизи мишени интенсивности при фокусировке в пятно размером 30–50 мкм. Кроме того, плазма должна представлять собой источник импульсно-периодической (не непрерывной, что неприемлемо для прецизионной обработки [12]) концентрированной энергии.

Сопоставление требуемых параметров с параметрами существующих лазеров, а также проведенные эксперименты и общие соображения об эффективности и надежности этих лазеров приводят к выводу о том, что оптимальным лазерным источником для возбуждения ЛИМП с приемлемыми параметрами является в настоящее время импульсный иттербиевый волоконный лазер, имеющий хорошее качество пучка и достаточную энергию в импульсе.

2. Высокой эффективностью преобразования энергии лазерного пучка в энергию микроплазмы, для достижения которой оптические и тепловые потери должны быть минимальными, что требует малого коэффициента отражения света от материала мишени и кратковременных лазерных воздействий.

Совокупность этих условий привела нас к выбору в качестве мишени графита, который при наносекундных длительностях воздействия излучения волоконного лазера удовлетворяет вышеприведенным требованиям. Так, коэффициент отражения R на длине волны 1.06 мкм для графита составляет 0.1–0.2 (при $T < 7000$ К) [13], а тепловые потери, которые можно оценить из соотношения между нагреваемым и испаряемым объемами, в наших условиях не превышают 5%, хотя сильно зависят от размеров лазерного пятна.

Таким образом, энергетическая эффективность ЛИМП, индуцированной излучением волоконного лазера, применительно к графитовой мишени фактически близка к 100%. А если сопоставить эффективность использования ЛИМП для обработки прозрачных сред с эффективностью их прямой лазерной обработки, то преимущество ЛИМП становится очевидным.

Эффективность действия ЛИМП также существенно зависит от величины зазора между прозрачной и поглощающей средами, и в случае исходного отсутствия такового она значительно выше, чем при даже небольшой (несколько десятков мкм) его величине, что, по-видимому, связано с критическими изменениями свойств ЛИМП на границе раздела при появлении зазора.

3. Небольшим (микро)плазменным факелом с управляемым размером сечения и положением в пространстве. Что касается положения такого факела на поверхности раздела сред, то очевидно, что оно определяется положением лазерного пучка и жестко привязано к нему, а поперечное сечение горячего ядра плазмы определяется раз-

мером лазерного пятна и величиной зазора. Из этого следует третья принципиальная особенность ЛИМП как орудия микрообработки – требование полного контакта прозрачной среды и поглощающей мишени, так называемая confinement mode.

Все изложенные выше условия заложены в предложенной авторами конфигурации ЛИМП, получившей название LIBVA.

3. Схема и условия эксперимента

В эксперименте, схема которого приведена на рис.2,а, использовался импульсный волоконный лазер 1 (IPG-Photonics) с длиной волны излучения 1.06 мкм, энергией в импульсе до 1 мДж при длительности импульсов $\tau = 200$ нс и частоте их следования 1.6–100 кГц. Излучение лазерного источника фокусировалось объективом плоского поля 2 в пятно диаметром ~ 50 мкм на поверхность графитовой мишени 3. Ограничивающей расширение ЛИМП средой служил плавленный кварц 4, пластина которого плотно прижималась к пластине графита. Для исследования эмиссионных спектров ЛИМП был использован спектрометр 5 (Ocean Optics, LIBS2500-5, спектральный диапазон 395–890 нм, спектральное разрешение 0.1 нм) с волоконным входом, приемное волокно находилось под углом $\sim 70^\circ$ к поверхности мишени. Регистрация спектров и управление лазером осуществлялись с помощью персонального компьютера (ПК) 6.

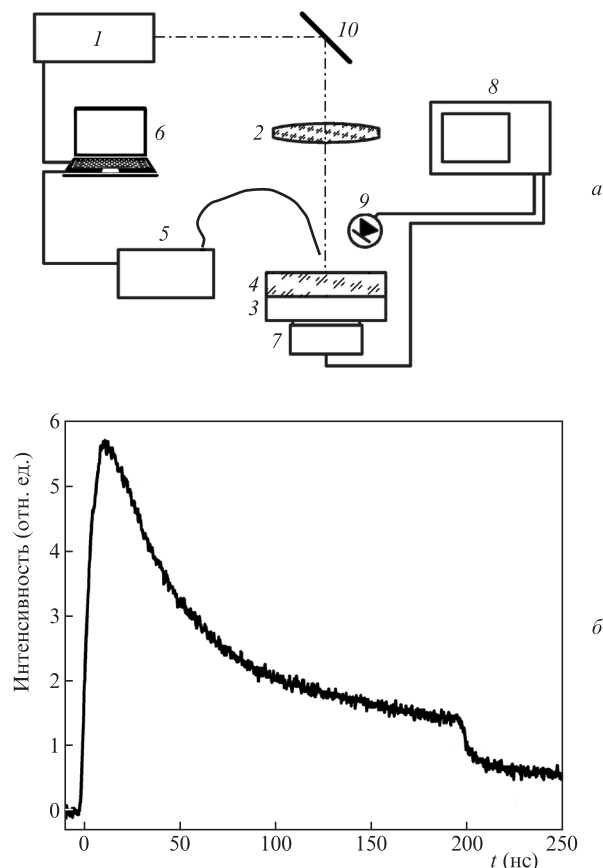


Рис.2. Схема экспериментальной установки (1 – импульсный волоконный лазер; 2 – фокусирующий объектив; 3 – графитовая мишень; 4 – прозрачный диэлектрик; 5 – волоконный спектрометр; 6 – ПК; 7 – УЗ датчик; 8 – осциллограф; 9 – pin-фотодиод; 10 – система сканирования) (а) и осциллограмма лазерного импульса, использованного в экспериментах (б).

Частота следования лазерных импульсов при записи эмиссионных спектров составляла 20 кГц, при этом мишень вращалась с помощью электродвигателя с линейной скоростью 5 м/с, чтобы за время экспозиции спектрометра (10 мс) исключить повторную абляцию одного и того же участка графитовой мишени. При исследовании акустических параметров ЛИМП применялся датчик 7 на основе ниобата лития (полоса пропускания ~30 МГц при нагрузке 50 Ом). Датчик монтировался на тыльную поверхность графитовой мишени, акустический контакт с которой обеспечивался вакуумной смазкой, лазерный источник работал в моноимпульсном режиме, регистрация фотоакустических сигналов осуществлялась с помощью осциллографа 8 (Tektronix TDS3052C), начало прихода оптического импульса контролировалось pin-фотодиодом 9.

Для формирования микроструктур путем изменения рельефа поверхности плавленного кварца использовалась сканирующая система 10 (GSI Lumonics G325DT), состоящая из двух зеркал с гальваническим приводом, программа сканирования задавалась через ПК. Внешний вид полученных микроструктур исследовался с помощью оптического микроскопа (Carl Zeiss) в проходящем и отраженном свете. Глубина микрорельефа и шероховатость поверхности измерялись контактным профилометром (Hommel Tester T8000), одиночные кратеры изучались с помощью атомно-силового микроскопа (NT-MDT).

4. Результаты экспериментов

На рис.3 приведены эмиссионные спектры ЛИМП, полученные при абляции графитовой мишени в случае свободного разлета ЛИМП и в режиме ограничения ее расширения.

Интенсивность эмиссионных спектров ЛИМП при абляции графитовой мишени под плавленным кварцем оказалась на порядок ниже, чем при свободном разлете плазмы. В полученных спектрах ЛИМП, кроме системы полос Свана, были идентифицированы линия возбужденного атома углерода CI ($\lambda = 437.13$ нм) и некоторые линии ионов кислорода ОIII (393.15 нм), ОII (396.62 нм). Зависимости интенсивности свечения различных частиц от интенсивности лазерного излучения I_{las} для обоих случаев абляции графитовой мишени приведены на рис.4.

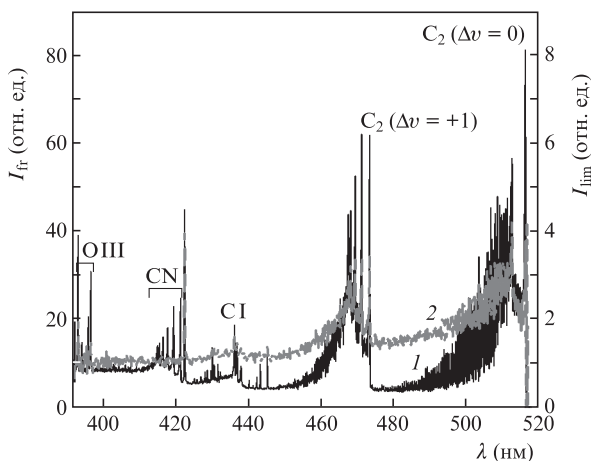


Рис.3. Типичные эмиссионные спектры ЛИМП при абляции графита в случае свободного расширения ЛИМП (1) и при его ограничении (2). Интенсивность лазерного излучения 70 МВт/см².

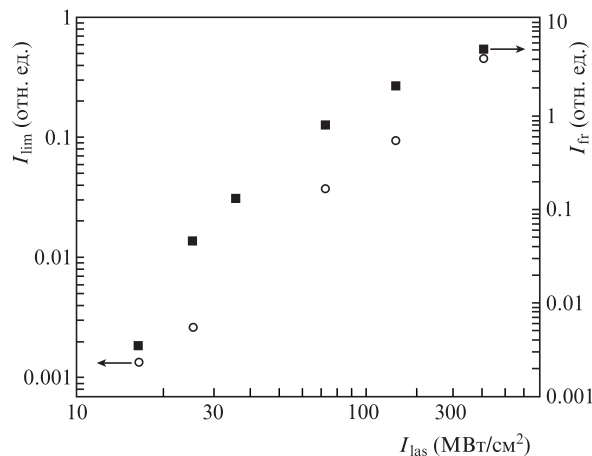


Рис.4. Зависимости интенсивности свечения радикала C₂ ($\Delta v = 0$, $\lambda = 516.4$ нм) от интенсивности лазерного излучения при ограничении расширения ЛИМП плавленным кварцем (кружки) и при свободном расширении плазменного факела (квадраты).

Видно, что зависимости свечения ЛИМП от I_{las} при абляции на воздухе и под пластиной кварца различны.

Существенной особенностью эмиссионного спектра при ограничении расширения ЛИМП является наличие мощного континуума, который мы связываем с излучением графитовой мишени как абсолютно черного тела и на который наложен линейчатый спектр. Отметим, что возможность существенного перегрева вещества в случае ограничения его разлета при лазерном воздействии была исследована в работах [14, 15], где показано, что данная техника может успешно применяться для исследования фазовых диаграмм вещества вплоть до критических параметров.

Оценка температуры плазмы была проведена нами по экспериментальным спектрам излучения молекулы C₂, полученным как в режиме ограничения расширения ЛИМП, так и при ее свободном разлете. Для оценки колебательной температуры плазмы T_{vib} измерялись интенсивности излучения полос секвенции $\Delta v = +1$ в электронно-колебательно-вращательном спектре системы Свана молекулы C₂. Использовалась формула, связывающая интенсивности полос с колебательной температурой:

$$\ln \frac{I_{v'v''}}{v_{v'v''}^4 q_{v'v''}} = -\frac{G(v')}{kT_{vib}} + C, \tag{1}$$

где $G(v')$ – колебательная энергия; $I_{v'v''}$ – интенсивность излучения с колебательного уровня v' ; $q_{v'v''}$ – фактор Франка–Кондона для данного перехода; $v_{v'v''}$ – частота излучения; k – постоянная Больцмана. Формула (1) известна и получена логарифмированием классической формулы для интенсивности излучения одной вращательной линии [16] с учетом больцмановского распределения населенностей колебательных и вращательных уровней с соответствующими температурами T_{vib} , T_{rot} (последнее условие является допущением, принятым в нашей работе). Колебательные температуры определялись по наклону характеристических прямых, проведенных по методу наименьших квадратов через экспериментальные точки, отвечающие пространственно-ограниченной ЛИМП и ЛИМП при свободном разлете (рис.5). Видно, что в режиме пространственного ограничения ЛИМП $T_{vib} \sim 14400$ К,

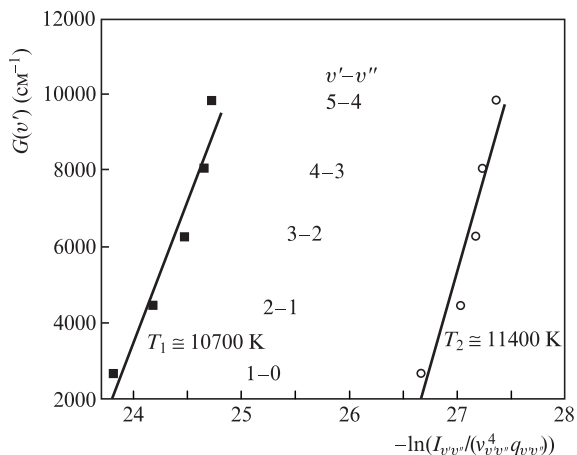


Рис.5. Зависимости $-\ln(I_{v'v''}/(v_{v'v''}^4 q_{v'v''}))$ от колебательной энергии $G(v')$ ЛИМП углерода при ее свободном (квадраты) и ограниченном (кружки) расширениях.

что значительно больше температуры T_{vib} при свободном разлете (~ 10700 К).

Для оценки вращательной температуры плазмы численно моделировался спектр излучения секвенции $\Delta v = +1$ в электронно-колебательно-вращательной системе Свана молекулы C_2 . Расчетный спектр сравнивался с экспериментальным, при этом подгоночными параметрами являлись колебательная и вращательная температуры плазмы. Модельный спектр формировался суммированием интенсивностей излучения вращательных линий в каждой электронно-колебательной полосе секвенции $\Delta v = +1$ (с учетом перекрытия хвостов полос) по формуле

$$I_{j'j''}(\lambda) = \sum_{v'=1}^8 \sum_{j'j''} \epsilon_{j'j''}(v', \lambda) g(\lambda - \lambda_{j'j''}), \quad (2)$$

где $\epsilon_{j'j''}$ – интенсивность излучения отдельной вращательной линии; $g(\lambda - \lambda_{j'j''})$ – форм-фактор линий. Интенсивность излучения отдельной вращательной линии рассчитывалась по классической формуле, для расчета использовались факторы Франка–Кондона, взятые из [17]; силы вращательных линий рассчитывались с учетом λ -расщепления по формулам из [16]. Результаты модельного расче-

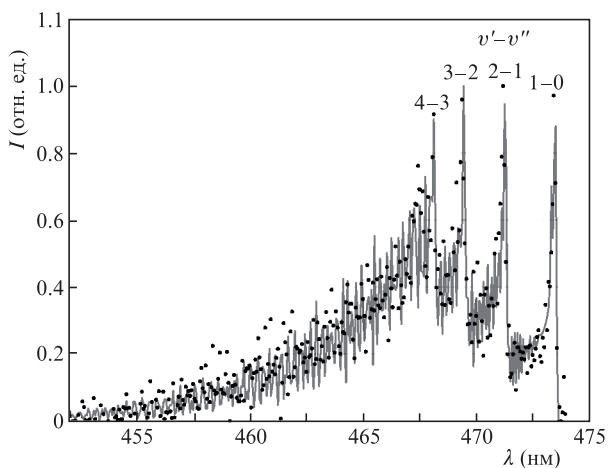


Рис.6. Расчетный эмиссионный спектр ЛИМП полосы молекулы C_2 под плавленным кварцем (точки) и данные эксперимента (сплошная кривая) при интенсивности лазерного излучения 70 МВт/см^2 и $T_{\text{vib}} \sim 11500$ К, $T_{\text{rot}} \sim 4500$ К.

та вместе с экспериментальным спектром представлены на рис.6. Из сравнения расчетного и экспериментальных спектров следует, что расчетное значение колебательной температуры хорошо согласуется с ее значением, полученным методом относительных интенсивностей. Полученные расчетные значения вращательной и колебательной температур также не противоречат результатам работ [18, 19].

При проведении фотоакустических измерений были обнаружены существенные различия в поведении фотоакустического сигнала в зависимости от интенсивности лазерного излучения при абляции на воздухе и под плавленным кварцем. В первом случае фотоакустический сигнал линейно зависит от интенсивности, во втором случае он растет по закону, близкому к степенному ($\sim I_{\text{las}}^{0.5}$), и выходит практически на насыщение при больших интенсивностях (рис.7). Заметим также, что при абляции под плавленным кварцем фотоакустический сигнал значительно (в разы) больше, чем при абляции на воздухе.

Для случая абляции в режиме ограничения расширения ЛИМП давление, возникающее под действием генерируемой лазерной плазмой ударной волны, было оценено по модели [11], в которой давление P имеет степенную зависимость от интенсивности: $P \sim I_{\text{las}}^{0.5}$. Как видно из рис.7, экспериментальная зависимость близка к модельной, и максимальные давления составляют ~ 1 ГПа.

Таким образом, свойства ЛИМП под плавленным кварцем существенно отличаются от ее свойств при свободном расширении. Эффект ограничения расширения ЛИМП приводит к увеличению давления плазмы на мишень, что в свою очередь влияет на ионизационный состав и термодинамические параметры плазмы – плотность и температуру частиц. Вместе с тем уменьшение интенсивности свечения плазмы в режиме ограничения ее расширения может быть связано с изменением кинетики протекающих в ней реакций вследствие изохоричности процесса расширения лазерного факела. И, по всей видимости, уменьшение интенсивности свечения может быть вызвано перераспределением энергии между ионной и молекулярной компонентами ЛИМП. Отсюда можно сделать вывод о том, что степень ионизации ЛИМП при ограничении ее расширения выше, чем при свободном разлете.

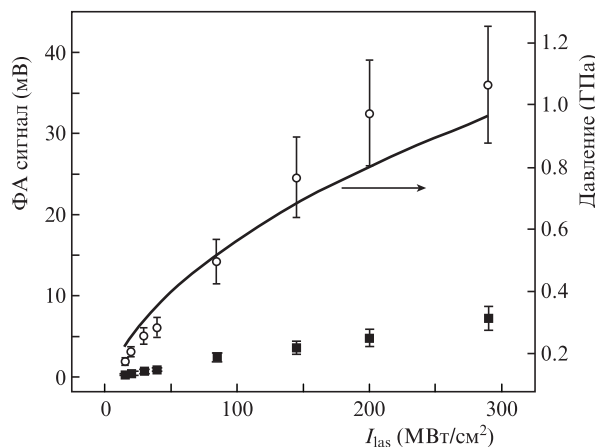


Рис.7. Зависимости фотоакустического (ФА) сигнала от интенсивности лазерного излучения при свободном (квадраты) и ограниченном (кружки) расширениях ЛИМП. Сплошная кривая – расчетная зависимость давления ЛИМП в режиме ограничения ее расширения от лазерной интенсивности по модели из работы [10].

5. Использование ЛИМП в режиме ограничения ее расширения для структурирования прозрачных диэлектриков

Возможность управления точностью формируемого микрорельефа при обработке стекла методом ЛИМП является важной задачей, для решения которой потребовалось детально изучить зависимости глубины рельефа от условий обработки. В частности экспериментально была определена зависимость глубины формируемого рельефа от интенсивности лазерного излучения. На рис.8 пред-

ставлен профиль одиночного кратера в плавленом кварце при моноимпульсном воздействии; видно, что кратер имеет валик высотой около 100 нм.

Глубина рельефа при сканировании поверхности со скоростью $v = 250$ мм/с, обеспечивающей заданное перекрытие лазерных пятен, приведена на рис.8,б. Видно, что она линейно зависит от I_{las} .

Путем управляемого сканирования лазерного пучка с помощью экспериментальной установки (см. рис.2) были получены массивы микролинз с диаметрами линз от 80 до 300 мкм, стрелкой прогиба до 1–2 мкм, радиусом кривизны до 3 мм и фокусным расстоянием от 5 до 10 мм (рис.9,а,б). Массивы микролинз были протестированы в

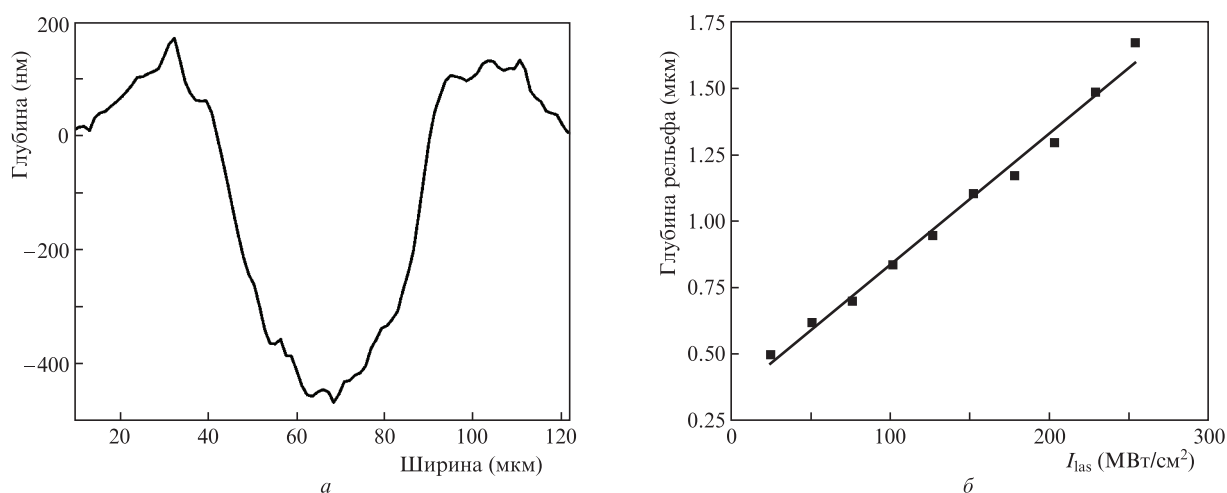


Рис.8. Кратер (сечение получено с помощью атомно-силового микроскопа) в плавленом кварце, возникший при воздействии одиночного лазерного импульса ($I_{\text{las}} = 20$ МВт/см², $\tau = 200$ нс) на графитовую мишень (а), и зависимость глубины формируемого рельефа от I_{las} при лазерном облучении ($v = 250$ мм/с, $\nu = 20$ кГц, $t = 200$ нс) (б).

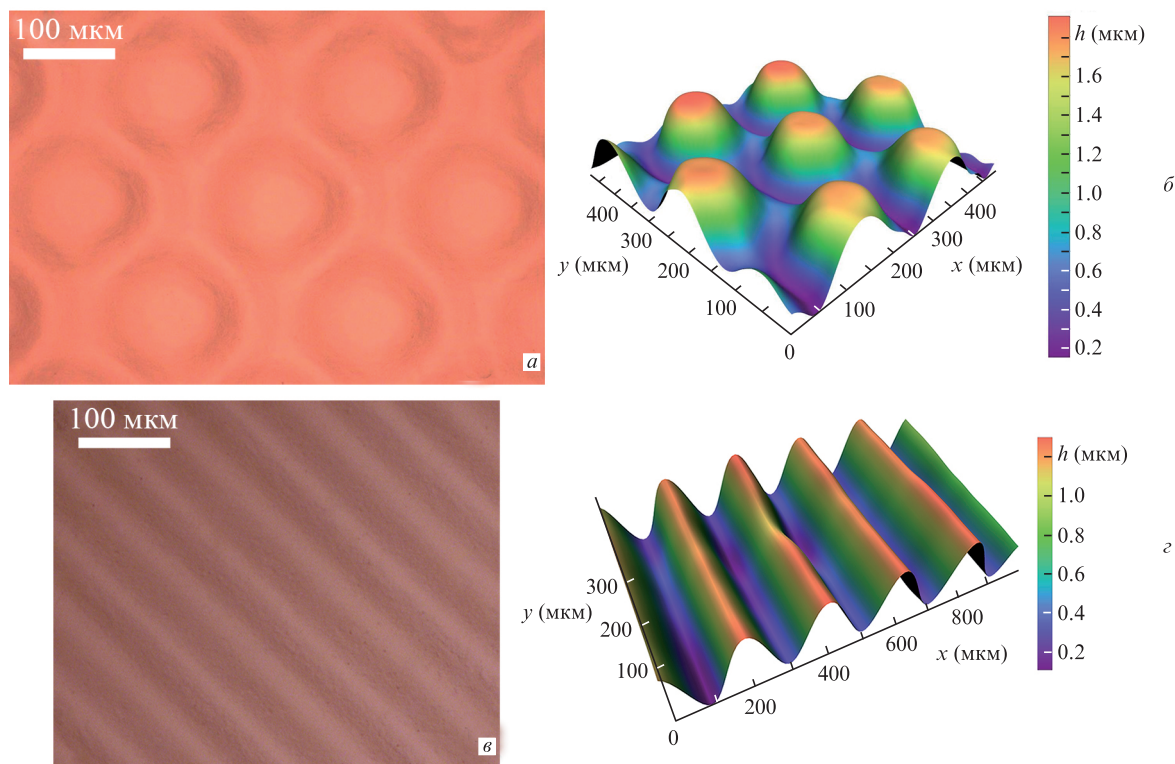


Рис.9. Внешний вид массива микролинз (а) и его трехмерный профиль (б), а также внешний вид дифракционной фазовой решетки (в) и ее трехмерный профиль (г). Фотографии сделаны в отраженном свете.

оптических схемах неизображающего интегратора и использованы для многолучевой микрообработки тонких пленок титана [5].

Сканирование лазерным пучком по прямолинейной траектории позволило осуществить запись фазовых дифракционных решеток (ФДР) с прямоугольным и синусоидальным профилями (рис.9,а,з). Период таких ФДР варьировался в диапазоне 25–200 мкм и мог плавно изменяться, что также обеспечивалось системой сканирования. Оказалось возможным варьировать высоту рельефа в диапазоне 0.2–5.0 мкм с шагом 60 ± 10 нм. Экспериментальные образцы ФДР, предварительно рассчитанные под длины волн излучения 0.645 и 1.064 мкм, а затем изготовленные с помощью обработки ЛИМП, тестировались в различных оптических схемах. В частности была показана возможность их использования в качестве расщепителей лазерных пучков. В зависимости от режимов лазерной обработки изготавливались ФДР, способные расщеплять лазерный пучок на три пучка равной интенсивности, а также на большее количество пучков, интенсивности в которых плавно уменьшались при увеличении порядка дифракции от нулевого [4]. Дифракционные элементы данного типа обладают малыми оптическими потерями (менее 10%) и могут быть использованы в оптических схемах многолучевой микрообработки, например, тонких пленок.

Более того, способ обработки стекла ЛИМП позволил записывать многоуровневые (до пяти уровней) дифракционные элементы оптического качества. Эта возможность была успешно применена для изготовления случайных фазовых пластин с бинарной и дискретной структурами. Дифракционные оптические элементы подобного типа использовались для гомогенизации лазерных пучков высокой мощности [5]. Глубина формируемого рельефа в таких элементах варьировалась в диапазоне 0.15–5 мкм и могла задаваться с шагом 60 ± 10 нм при размере фазового элемента 250–350 мкм.

Заметим, что эффективность (и управляемость) обработки прозрачных диэлектриков, например кварцевого стекла, в конфигурации ЛІВВА в целом сопоставима с эффективностью (и точностью) абляции металлов с близкими теплофизическими характеристиками (например, стали) при тех же интенсивностях поглощенного излучения и длительностях воздействия. В экспериментах, где существует зазор между поглощающей мишенью и диэлектриком [2], достигаемая за одиночный лазерный импульс длительностью 7 нс глубина обработки составляет несколько десятков нанометров. При наличии плотного контакта в конфигурации ЛІВВА глубина абляции может быть больше в сотни раз, доходя до единиц микрометров за импульс [5]. Вместе с тем при изменении (уменьшении) интенсивности лазерного излучения метод позволяет получать рельеф глубиной в несколько десятков нанометров и контролировать таким образом его глубину с точностью до 50 нм.

6. Обсуждение механизма структурирования прозрачных диэлектриков в конфигурации ЛІВВА

В этом разделе обратим внимание на наличие в эмиссионном спектре плазмы как линий возбужденных молекул C_2 , колебательная температура которых достигает

~14400 К, так и значительно более интенсивных линий ионов углерода. Ионная компонента, бомбардируя поверхность диэлектрика, безусловно вызывает его распыление. В настоящее время механизм ионного распыления рассматривается как молекулярный аналог макроскопических процессов механической бомбардировки: образование микротрещин и последующая «кластерная» абляция (в отличие от испарительной – атомарной). Эффективность такого механизма (удельный вынос вещества) при наличии избыточного давления, превышающего 1 ГПа, намного больше эффективности испарения или двухфазной термической абляции [20].

Кроме того, ионы, в отличие от фотонов, практически полностью передают свою энергию решетке из любого материала, в том числе прозрачного для оптического излучения. Вместе с тем следует иметь в виду, что наличие в лазерной плазме ионов с энергией, большей ширины запрещенной зоны диэлектрика, приводит не только к его прямой абляции, но и к изменению его оптических свойств, в частности к появлению в диэлектрике наведенного поглощения света, которое существует более нескольких десятков микросекунд [21], что может вызывать более эффективное поглощение последующих лазерных импульсов.

Другим существенным аспектом воздействия микроплазмы на вещество является время жизни углеродной ЛИМП, значительно превышающее длительность лазерного импульса [22]. В наших экспериментах использовались наносекундные лазерные импульсы с длительностью по полувысоте ~50 нс и хвостом длительностью ~150 нс (см. рис.2,б). Плазма при таком режиме абляции образуется в максимуме лазерного импульса или с некоторой задержкой на его переднем фронте (в зависимости от интенсивности I_{las}). Поэтому как энергия в хвосте лазерного импульса, так и излучение долгоживущей углеродной ЛИМП могут эффективно поглощаться в образовавшейся среде, чем можно объяснить слабую интенсивность свечения ЛИМП в режиме ограничения ее расширения.

7. Заключение

В настоящей работе методами оптической эмиссионной спектроскопии и фотоакустики исследована углеродная ЛИМП в режиме ограничения ее расширения. Было проведено сравнение данного режима с режимом свободного расширения ЛИМП и показано, что в первом случае происходит существенное увеличение давления ЛИМП на мишень и уменьшение интенсивности молекулярной компоненты эмиссионного спектра. В связи с этим были сделаны предположения о механизме абляции прозрачной среды данным методом, в основе которого лежит воздействие ионов. Также были отмечены достоинства метода ЛИМП при обработке прозрачных сред, к которым относятся: 1) высокая эффективность использования лазерной энергии; 2) большой удельный вынос материала, достигаемый за счет использования процессов ионной бомбардировки прозрачной среды в плазме и избыточного давления при полном контакте с мишенью; 3) хорошая управляемость микроплазмы вследствие полной привязки ее положения и размера к размеру и положению сфокусированного лазерного пучка.

В результате метод ЛИМП в предложенной конфигурации ЛІВВА обладает высокой точностью и производительностью, что вполне позволяет ему конкурировать с

прямым лазерным воздействием при обработке прозрачных сред. Продемонстрированы возможности технологического применения данного «лазерно-плазменного инструмента» для микроструктурирования поверхности прозрачных диэлектриков и создания различных микрооптических элементов, таких как дифракционные оптические элементы, массивы микролинз и т. п.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение №14.587.21.0037 (RFMEFI58717X0037).

1. Вейко В.П., Либенсон М.Н. А.с. № 300977. Приоритет от 05.09.1969 г. Зарегистрировано в Госреестре изобретений СССР 22.01.1971 г.
2. Hanada Y., Sugioka K., Gomi Y., Yamaoka H., Otsuki O., Miyamoto I., Midorikawa K. *Appl. Phys. A*, **79**, 1001 (2004).
3. Lorenz P., Ehrhardt M., Zimmer K. *Phys. Procedia*, **39**, 542 (2012).
4. Блонский И.В., Данько А.Я., Кадан В.Н., Орешко Е.В., Пузилов В.М. *ЖТФ*, **75**, 74 (2005).
5. Kostyuk G.K., Sergeev M.M., Zakoldaev R.A., Yakovlev E.B. *Opt. Las. Eng.*, **68**, 16 (2015).
6. Chao H., Furong L., Min W., Jianwen Y., Jimin C. *J. Las. Applic.*, **24**, 022005 (2012).
7. Zhang J., Sugioka K., Midorikawa K. *Appl. Phys. A*, **67**, 545 (1998).
8. Hopp B., Smausz T., Vass C., Szabó G., Böhme R., Hirsch D., Zimmer K. *Appl. Phys. A*, **94**, 899 (2009).
9. Popov A.M., Colao F., Fantoni R. *J. Anal. At. Spectrom.*, **24**, 602 (2009).
10. Shen X.K., Sun J., Ling H., Lu Y.F. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 081501 (2007).
11. Fabbro R., Fournier J., Ballard P., Devaux D., Virmont J.J. *Appl. Phys.*, **68**, 2 (1990).
12. Metev S.M., Veiko V.P. *Laser-Assisted Microtechnology* (Springer, 1994).
13. Булгаков А.В., Булгакова Н.М. *Квантовая электроника*, **27**, 154 (1999) [*Quantum Electron.*, **29**, 433 (1999)].
14. Карабутов А.А., Кубышкин А.П., Панченко В.Я., Подымова Н.Б., Саватеева Е.В. *Квантовая электроника*, **25**, 690 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 670 (1998)].
15. Ivochkin A.Yu., Kaptilniy A.G., Karabutov A.A., Ksenofontov D.M. *Laser Phys.*, **22**, 1220 (2012).
16. Очкин В.Н. *Спектроскопия низкотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2006).
17. Кузяков Н.Е., Кузьменко Л.А., Кузнецова Ю.Я. *Факторы Франка–Кондона двухатомных молекул* (М.: Изд-во МГУ, 1984).
18. Демьяненко А.В., Летохов В.С., Пурецкий А.А., Рябов Е.А. *Квантовая электроника*, **24**, 1012 (1997) [*Quantum Electron.*, **27**, 983 (1997)].
19. Демьяненко А.В., Летохов В.С., Пурецкий А.А., Рябов Е.А. *Квантовая электроника*, **25**, 36 (1998) [*Quantum Electron.*, **28**, 33 (1998)].
20. Veiko V.P., Metev S.M., Kaidanov A.I., Libenson M.N., Jakovlev E.B. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **13**, 1565 (1980).
21. Hanada Y., Sugioka K., Midorikawa K. *Proc. SPIE*, **6261**, 626111 (2006).
22. Harilal S.S., Hassanein A., Polek M. *Appl. Phys.*, **110**, 053301 (2011).