

05

Микроскопия второй гармоники из приповерхностной плазмы, зажигаемой остросфокусированным пучком фемтосекундного волоконного лазера

© А.А. Гарматина¹, Е.И. Мареев¹, А.А. Коршунов^{1,2}, М.Д. Можаева^{1,2}, Н.В. Минаев¹, А.Э. Муслимов¹, Д.Н. Хмеленин¹, В.Е. Асадчиков¹, В.М. Гордиенко^{1,3}

¹ Курчатовский комплекс кристаллографии и фотоники НИЦ Курчатовский институт, 123182 Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Россия

e-mail: e-mail: alga009@mail.ru

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

В окончательной редакции 09.01.2024 г.

Принята к публикации 16.01.2024 г.

Разработана методика измерения в режиме реального времени размера микроплазмы, создаваемой на поверхности мишени остросфокусированным ($NA = 0.2$) пучком импульсно-периодического фемтосекундного (280 fs) волоконного лазера с энергией одиночного импульса в диапазоне 10–25 μJ и являющейся источником рентгеновских фотонов. Методика использует обратно-отраженный от микроплазмы сигнал второй гармоники. Установлено, что размер пучка лазерно-плазменной второй гармоники составляет $\sim 8.5 \mu\text{m}$ при энергии 10 μJ , частоте генерации лазерных импульсов 2 MHz, что отвечает режиму достижения максимального выхода рентгеновских фотонов и минимального размера пятна микроплазмы. Эффективность конверсии лазерного излучения во вторую гармонику при интенсивности $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ составляет порядка 10^{-6} .

Ключевые слова: волоконные лазеры, фемтосекундные лазерные импульсы, вторая оптическая гармоника.

DOI: 10.61011/OS.2024.01.57546.11-24

Введение

В настоящее время мощные волоконные лазеры, генерирующие импульсы пико- и фемтосекундной длительности, находят все возрастающее применение как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях [1,2]. По сравнению с твердотельными лазерами волоконные лазеры отличаются не только хорошим качеством пучка ($M^2 \sim 1$), высокой средней мощностью (десятки ватт), но и долговременной стабильностью работы, что имеет существенное значение для таких приложений, например, как лазерно-плазменная микрообработка материалов. Для коммерчески доступных фемтосекундных лазеров характерна малая энергия одиночных импульсов (10–50 μJ), но из-за высокой частоты повторения генерируемых импульсов (0.1–10 MHz) достигается и высокая средняя мощность, что и обеспечивает высокую производительность процесса.

Режим лазерно-плазменной микрообработки материала сопровождается явлением абляции — эмиссией стимулированных лазерным импульсом частиц материала мишени, существующей на временном интервале вплоть до нескольких сотен наносекунд. При интенсивности порядка и более 10 TW/cm^2 микрообработка может сопровождаться генерацией рентгеновского излучения [3]. Генерация рентгеновских фотонов, с одной стороны, может служить индикатором эффективности вложения

энергии в создание горячей приповерхностной плазмы. С другой стороны, при вакуумных интенсивностях порядка 1 PW/cm^2 и более рентгеновское излучение представляет самостоятельный интерес для создания рентгеновских источников в качестве альтернативы обычно используемым рентгеновским трубкам [4].

Новое поколение фемтосекундных лазеров, работающих в режиме высокой частоты повторений, отличается также изменением парадигмы в микро-лазерно-плазменной обработке материалов и сопровождающих ее процессов, таких как генерация рентгеновского излучения. Последнее усиливает интерес использования этого явления для создания устройств для радиографических исследований, альтернативных стандартным микрофокусным источникам [5]. Однако в схеме с низкоэнергетическими фемтосекундными волоконными лазерами (энергия в импульсе $\sim 1\text{--}40 \mu\text{J}$) для достижения интенсивностей, необходимых для генерации рентгеновского излучения и создания рентгеновского источника минимального размера, необходимо применение острой фокусировки ($NA > 0.1$).

В большинстве случаев режим микрообработки мишени осуществляется в условиях стандартной атмосферы и сопровождается не только процессом абляции, но и рядом паразитных сопутствующих явлений [6]. Одним из существенных ограничивающих моментов, связанных с доставкой энергии лазерного излучения на мишень,

является ионизация атмосферы окружающей среды (как правило, воздуха), которая приводит к поглощению воздействующего лазерного излучения, а также к искажению профиля пучка в результате развития процесса ионизационной самодифракции [7]. Хотя ионизационное влияние зависит от таких факторов, как состав окружающей атмосферы, длительность импульса, длина волны, давление и фокальный объем, обычно пороговое значение плазмообразования для пико-фемтосекундных импульсов в ближнем инфракрасном диапазоне в воздухе составляет $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Отметим, что для импульсов длительностью порядка 100–200 fs эффективные потери энергии в режиме острой фокусировки ($NA \sim 0.2$ и более) и вакуумной интенсивности порядка 10–100 TW/cm^2 незначительны из-за малого фокального объема [7], однако дефокусировка может приводить к значительному увеличению диаметра пучка (более чем в 1.5 раза), приводя к ограничению эффективной интенсивности.

Значимыми эффектами в процессе микрообработки фемтосекундными лазерными импульсами, следующими с большой частотой, является экранирование лазерной энергии абляционными частицами, находящимися в приповерхностной области и не успевающими осесть к моменту прихода следующего импульса или поглощение энергии в остаточной абляционной плазме. Важным отличием от эффекта ионизации атмосферы в этом случае является время жизни и плотность абляционного облака частиц, что обеспечивает поглощение последующих импульсов на масштабе времени вплоть до нескольких микросекунд [8].

В литературе также наблюдается эффект аккумуляции тепла, влияющий на режим взаимодействия лазерного излучения с мишенью [6,9]. Отмечается также, что фемтосекундная лазерная абляция металлов сопровождается выбросом кластеризованного вещества и процессами агрегирования в плазменном факеле [10].

Все вышеотмеченные обстоятельства указывают на то, что в импульсно-периодическом режиме лазерно-плазменного взаимодействия ультракоротких импульсов с веществом возникает необходимость оперативного контроля параметров индуцированного микроплазменного пятна в режиме реального времени. Это относится как к процессу настройки (прицеливания) остросфокусированного фемтосекундного лазерного пучка на поверхность мишени, так и к контролю размера сформированного микроплазменного образования, являющегося источником рентгеновских фотонов.

Для решения этой проблемы может быть эффективным использование процесса генерации второй гармоники (ГВГ), синхронно генерируемой с рентгеновскими фотонами в приповерхностной лазерно-индуцированной микроплазме [11]. В этом отношении ГВГ может служить в качестве инструмента, обеспечивающего мониторинг размера микроплазменного пятна и соответственно размера рентгеновского источника. В геометрии нормального падения фемтосекундного лазерного пучка

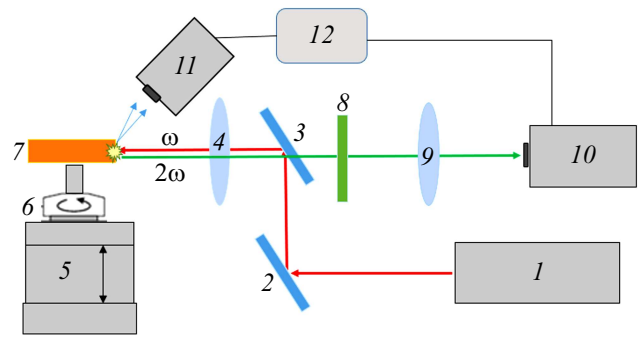


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — фемтосекундный волоконный лазер; 2, 3 — зеркала; 4 — фокусирующий объектив $NA \sim 0.2$; 5 — линейный транслятор; 6 — мотор; 7 — медная мишень; 8 — оптические фильтры; 9 — фокусирующая линза; 10 — ПЗС-камера/волоконный спектрометр; 11 — рентгеновский детектор; 12 — персональный компьютер.

на поверхность мишени ГВГ в приближении плоской волны запрещена. Однако для остросфокусированных пучков существование продольной составляющей электрического поля позволяет генерировать обратно отраженный сигнал второй гармоники [12]. Кроме того, локальное поле, индуцированное лазером на шероховатой лазерно-модифицированной в результате абляции поверхности мишени, может привести к эффективной ГВГ за счет резонансного возбуждения поверхностно-плазмон-поляритонных мод, которые могут существовать в плазме, индуцированной фемтосекундным лазером [13]. Отметим, что ранее нами регистрировалась вторая гармоника при лазерно-плазменной микрообработке металлической мишени фемтосекундным лазерным пучком с интенсивностью 10^{16} W/cm^2 [14]. Таким образом, опыт проведения такого рода исследований свидетельствует о том, что выход рентгеновского излучения и сигнал второй гармоники взаимосвязаны [14–16] и определяются параметрами приповерхностной горячей плазмы.

Предметом настоящего исследования является разработка метода оперативного контроля размера инициированной на поверхности мишени фемтосекундным волоконным лазером микроплазмы, являющейся источником рентгеновских фотонов и второй гармоники. В основу схемы положена оптическая микроскопия пятна обратно-отраженной лазерно-индуцированной второй гармоники, образующейся в приповерхностной плазме под действием остросфокусированного пучка фемтосекундного волоконного лазера, работающего в режиме высокой частоты повторения генерируемых импульсов.

Экспериментальная установка

В экспериментах использовался фемтосекундный волоконный лазер ANTAUS-10W-40u/250K, генерирующий излучение на длине волны $1.03 \mu\text{m}$ с максимальной

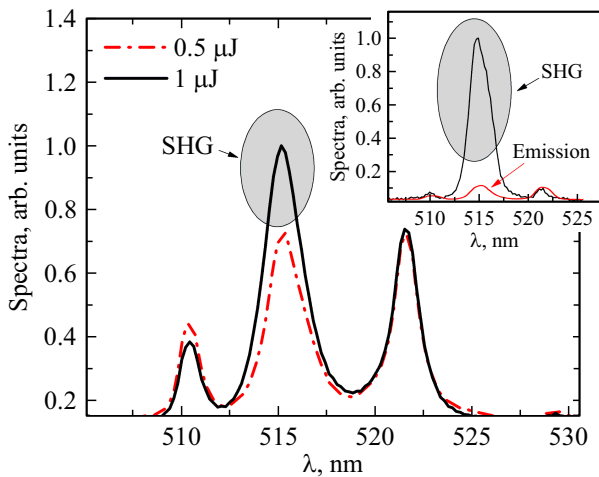


Рис. 2. Эмиссионный спектр меди при энергии $0.5 \mu\text{J}$ (красный) и спектр второй гармоники на фоне эмиссионного спектра при энергии $1 \mu\text{J}$ (черный). На врезке приведен эмиссионный спектр при энергии $0.5 \mu\text{J}$ (красный) и спектр второй гармоники совместно с эмиссионным спектром при энергии $10 \mu\text{J}$ (черный), частота 2 MHz . Везде спектры нормировались на амплитуду линии 521 nm . Вторая гармоника (SHG) отмечена серыми овалами.

энергией в импульсе до $40 \mu\text{J}$, длительностью импульса 280 fs , средней мощностью до 20 W . Энергия одиночного импульса рассчитывалась исходя из задаваемой частоты и средней мощности излучения. Частота следования импульсов в лазере в эксперименте варьировала до 2 MHz , $M^2 = 1.2$, диаметр пучка 4 mm . Концепция и детали экспериментальной установки описаны в [17].

Лазерное излучение фокусировалось по нормали на боковую поверхность цилиндрической медной мишени диаметром 44 mm и высотой 8 mm объективом PAL-20-NIR-HR-LC00 с фокусным расстоянием $f = 10 \text{ mm}$ (числовая апертура $NA = 0.2$). Мишень крепилась на ось мотора и устанавливалась на пятикоординатную моторизованную подвижку. Специальный алгоритм обеспечивал циклическое перемещение вращающейся мишени по вертикали с постоянной скоростью. Угловая скорость вращения составила 5000 rpm , скорость перемещения по вертикали 50 mm/min .

За один проход по вертикали воздействующего остророфокусированного лазерного пучка в результате абляции на поверхности мишени образовались микрократеры. Причем за время около 10 s поверхность становилась однородно модифицированной. Темп выработки материала мишени составлял примерно $9 \mu\text{m}$ за 5 min .

Для предотвращения напыления аблированных частиц на фокусирующую оптику использована система поддува сжатого воздуха в область воздействия. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Контроль положения фокуса относительно мишени осуществлялся по выходу рентгеновского излучения, которое измерялось с помощью одноканального сцинтилляционного детектора SCSD-4.

Для получения изображений пятна второй гармоники был собран микроскоп, включающий в себя короткофокусную линзу с фокусным расстоянием $f = 6 \text{ cm}$ и переносящий увеличенное изображение плазмы и сигнала второй гармоники на ПЗС-матрицу цифровой камеры ХСАМ1080РНА с целью измерения размера области горячей плазмы. Оптическая система достигла пространственного разрешения $0.3 \mu\text{m/pixel}$. Для одновременной регистрации оптических спектров и изображения пучка на ПЗС-камере в оптический тракт могла быть установлена светоделительная пластинка, отводящая часть излучения, которое затем фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f = 5 \text{ cm}$ на вход оптического волокна. Регистрация спектров плазмы и второй гармоники осуществлялась спектрометром USB4000.

Результаты

В процессе создания лазерной микроплазмы на поверхности медной мишени при воздействии фемтосекундного волоконного лазера при варьировании лазерных параметров (частота, энергия в импульсе) достигнут максимальный выход рентгеновских фотонов $N \sim 1.6 \cdot 10^9 \text{ ph/s}$ в $2\pi \text{ sr}$ при частоте повторения лазерных импульсов 2 MHz [17]. В этом режиме максимальная энергия одиночного импульса была $10 \mu\text{J}$ при средней мощности 20 W . Таким образом, этот режим представлял для нас наибольший интерес с точки зрения измерения размера пучка.

В рамках разработки методики контроля размера области горячей плазмы по второй гармонике были проведены спектральные измерения обратно отраженного спектра с целью установления наличия в нем спектра второй гармоники. Поскольку лазерно-индуцированный эмиссионный спектр меди „накрывает“ спектр излучения второй гармоники волоконного лазера, то было важно установить возможность выделения сигнала второй гармоники из плазменного фона в условиях эксперимента. Для этого были измерены спектры второй гармоники и плазмы в зависимости от энергии и частоты. Было установлено, что в режиме повторения лазерных импульсов 2 MHz эмиссионный спектр регистрировался при энергии $0.5 \mu\text{J}$. Отметим, что при этой интенсивности амплитуды линий 521 и 515 nm оказываются сопоставимыми. Вторая гармоника приходится на линию 515 nm , совпадая с эмиссионной линией меди, поэтому ее наличие в спектре идентифицировалось по заметному превышению амплитуды линии 515 nm над линией 521 nm . При повышении энергии до $1 \mu\text{J}$ (отвечает вакуумной интенсивности до $I \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$) амплитуда сигнала спектральной линии 515 nm оказывается выше амплитуды эмиссионных линий 510 и 521 nm , свидетельствуя о начальной стадии выделения сигнала второй гармоники из эмиссионного фона (рис. 2).

Для удобства сравнения на рисунке графики были нормированы на амплитуду линии 521 nm . При дальнейшем увеличении энергии превышение амплитуды линии 515

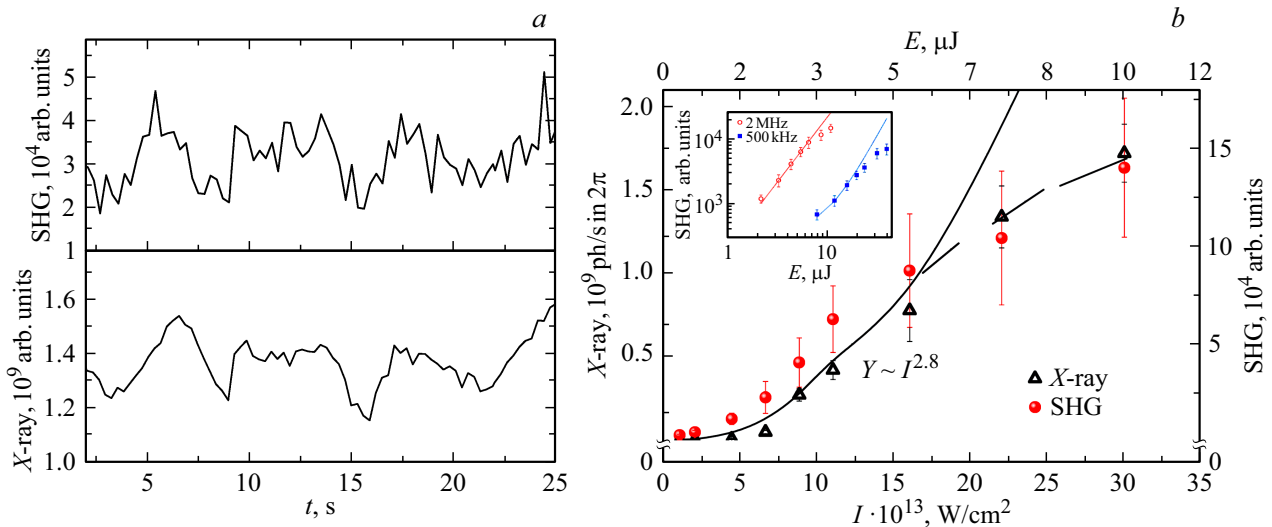


Рис. 3. Временная динамика сигнала второй гармоники (амплитуда в спектре) (сверху) и интегрального сигнала рентгеновского излучения (снизу) при энергии $10 \mu\text{J}$ и частоте генерации 2 MHz (a). Зависимость выхода рентгеновского сигнала (черный, треугольники) и амплитуды сигнала второй гармоники (красный, круги) от вакуумной интенсивности и энергии фемтосекундного импульса при частоте генерации 2 MHz . На врезке показана зависимость сигнала второй гармоники от энергии одиночного импульса при частоте 2 MHz (красный) и 500 kHz (синий) (b).

над эмиссионным спектром растет, и при максимальной энергии $10 \mu\text{J}$ контраст второй гармоники к эмиссии достигает ~ 10 (см. врезку на рис. 2), демонстрируя уверенное выделение второй гармоники над плазменным фоном. Вторая гармоника обозначена серыми овалами на рис. 2. Отметим, что в случае, когда сигнал второй гармоники находится вне эмиссионной линии материала мишени, отношение сигнал/шум должно существенно повышаться. Что касается реперной точки, то для этого используется излучение второй гармоники основного лазерного излучения, получаемое с помощью стандартного нелинейно-оптического преобразователя.

В процессе выполнения поставленной задачи нами были измерены зависимости выхода рентгеновского излучения и амплитуды сигнала второй гармоники (в максимуме спектра) от времени, демонстрирующие корреляционную связь. Пример такой зависимости при энергии одиночного импульса $10 \mu\text{J}$ и частоте генерации 2 MHz показан на рис. 3, a. Существенной оказывается схожесть поведения выхода рентгеновских фотонов и амплитуды сигнала второй гармоники при варьировании лазерной энергии (и соответственно вакуумной интенсивности) (рис. 3, b).

Таким образом, на основе ранее известных в литературе данных о корреляции сигналов [11,16], так и на основе полученных данных в настоящей работе мы считаем, что размер горячей плазмы, ответственной за сигнал второй гармоники, близок к размеру плазмы, ответственному за генерацию рентгеновского излучения. Поэтому оценка размера пятна второй гармоники может использоваться для оценки размера рентгеновского источника.

Видно, что экспериментально полученные точки для сигнала второй гармоники аппроксимируются степенной

функцией с показателем степени $Y_{2w} \sim I^{2.3}$, в то же время выход рентгеновских фотонов аппроксимируется зависимостью $Y \sim I^3$. Оба сигнала демонстрируют нелинейный рост при увеличении энергии до $6 \mu\text{J}$, которой отвечает соответствующая величина вакуумной интенсивности $\sim 1.5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Для наглядности на рис. 3, b проведена усредненная для двух кривых зависимость $Y \sim I^{2.8}$. Отметим, что близкий по величине показатель степени 2.6 наблюдался в работе [18], в которой исследован процесс ГВГ при наклонном (45°) воздействии одиночного фемтосекундного лазерного импульса микроджоульного уровня на алюминиевую мишень, находящуюся в вакуумной камере. В наших экспериментах, однако, с дальнейшим ростом энергии одиночного импульса (более $6 \mu\text{J}$) зависимость демонстрирует возникновение режима насыщения. В этом режиме экспериментальные точки как в случае рентгеновского излучения, так и второй гармоники находятся ниже кривой аппроксимации. Такое поведение зависимости и наличие насыщения, на наш взгляд, связаны с особенностями высокочастотного режима взаимодействия с мишенью излучения фемтосекундного волоконного лазера.

Поскольку при увеличении энергии импульса растет и скорость абляции, то это означает увеличение массы выносимого материала. Кроме того, как было отмечено в [8], время рекомбинации плазмы, находящейся в приповерхностной области, достигает единиц микросекунд. Таким образом, увеличение энергии (соответственно и вакуумной интенсивности) одиночного остросфокусированного фемтосекундного лазерного импульса инициирует повышение концентрации электронов в создаваемой двухкомпонентной среде (смесь воздуха с аблярованными медными микрочастицами). Это является следствием развивающегося процесса ионизации среды

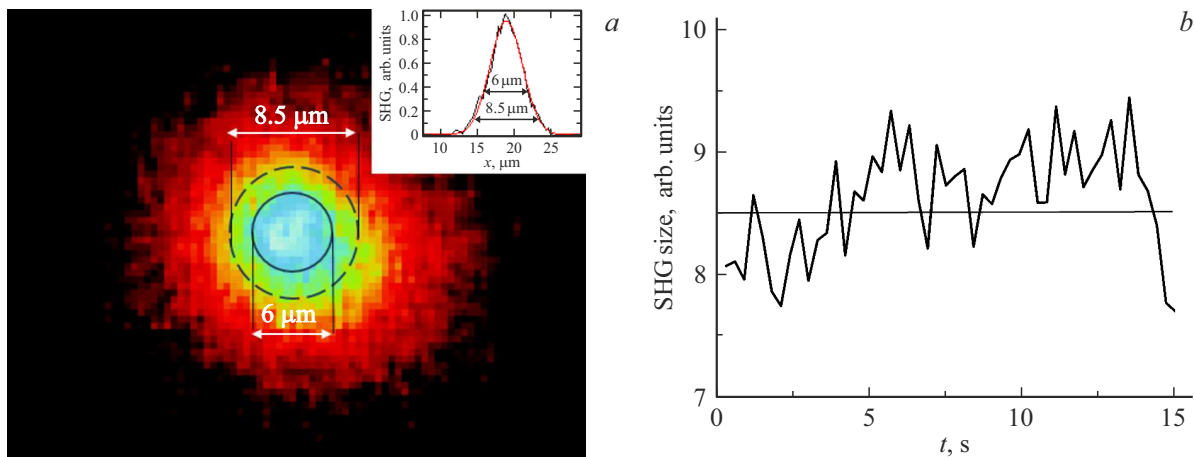


Рис. 4. Изображение пучка второй гармоники на ПЗС-камере при энергии $10\ \mu\text{J}$ и частоте генерации $2\ \text{MHz}$. На врезке показан профиль пучка второй гармоники (а). Временная динамика диаметра пучка второй гармоники, взятого по уровню $1/e^2$, при энергии импульса $10\ \mu\text{J}$ и частоте генерации $2\ \text{MHz}$ (b).

с одновременным проявлением процесса ограничения интенсивности (clamping effect) [7,19] из-за сопутствующей ионизационной самодефокусировки лазерного пучка. При этом поверхность мишени в межимпульсном временном интервале находится в заметно нагретом состоянии, что дополнительно усложняет картину процесса взаимодействия [6,9].

Из проведенных экспериментов следует (см. врезку на рис. 4), что при частоте следования лазерных импульсов $500\ \text{kHz}$ насыщение наступает при большей энергии одиночного импульса, $\sim 20\ \mu\text{J}$. Это свидетельствует о влиянии изменения частоты генерации на процесс ионизации и соответственно на концентрацию электронов. Отметим, что селекция сигнала второй гармоники на фоне эмиссионного спектра при данной частоте происходила также при большей лазерной энергии ($2\ \mu\text{J}$, вакуумная интенсивность порядка $6 \cdot 10^{13}\ \text{W}/\text{cm}^2$), и, как было указано выше, это значение в 4 раза выше, чем при частоте следования импульсов $2\ \text{MHz}$.

Сигнал второй гармоники зависит от интенсивности лазерного излучения, как и рентгеновский сигнал. Между рентгеновским сигналом и сигналом второй гармоники существует корреляционная связь. Как отмечено в [17], зависимость сигнала рентгеновского излучения от частоты воздействующих фемтосекундных лазерных импульсов является сильно нелинейным процессом. Подобная зависимость от частоты при фиксированной энергии получена и для второй гармоники (не приведена в работе). Мы полагаем, что интенсивность воздействующих на мишень лазерных импульсов возрастает с увеличением частоты лазерных импульсов при фиксированной энергии в импульсе. Это, по нашему мнению, происходит в силу складывающихся газодинамических условий в приповерхностной области мишени (см. ниже по тексту). С этим связано и уменьшение порога по энергии выделения сигнала второй гармоники с увеличением частоты лазерных импульсов. Изменение времени регистрации спектральных данных не влияло на

соотношение амплитуд эмиссионной линии меди $521\ \text{nm}$ и линии $515\ \text{nm}$, на которую „накладывалось“ излучение второй гармоники.

Добавим, как следует из [18], коэффициент конверсии во вторую гармонику для электронной плазмы имеет порядок $10^{-20}\ \text{cm}^2/\text{W}$. Измеренная величина мощности сигнала второй гармоники составила $20\ \mu\text{W}$, таким образом эффективность конверсии составляет порядка 10^{-6} . Отметим, что данная величина эффективности конверсии может служить для оценки интенсивности лазерного излучения на мишени. Из-за ионизации и дефокусировки реальная интенсивность, доводимая до мишени, будет отличаться от вакуумной и не измеряема прямым образом. Зная же эффективность конверсии и ее связь с интенсивностью, можно оценить реальную лазерную интенсивность на мишени, которая составляет порядка $10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$.

Зарегистрировав наличие второй гармоники, с высоким контрастом выделяющейся из эмиссионного спектра, мы перешли к микроскопии второй гармоники с целью определения ее размера для характеристики лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения. Нами были выполнены измерения плазменного пятна с использованием схемы построения его увеличенного изображения. Для оценки размера пучка обратно отраженной второй гармоники нами регистрировалось изображение пучка на ПЗС-камере. По полученным данным восстанавливались ее профили, которые аппроксимировались гауссовой функцией. Программа рассчитывала размер пучка по уровню $1/e^2$ и выводила данные на экран. Данные размера пучка в пикселях выводились на экран каждые $0.3\ \text{s}$ синхронизованно с рентгеновским сигналом и значением амплитуды второй гармоники. Затем производилось усреднение за промежуток времени порядка $15\ \text{s}$. Далее, после измерений мишень вынималась, и на ее место ставилась мишень с известной ценой деления $50\ \mu\text{m}$, по полученному изображению которой на камере считалось увеличение, которое в

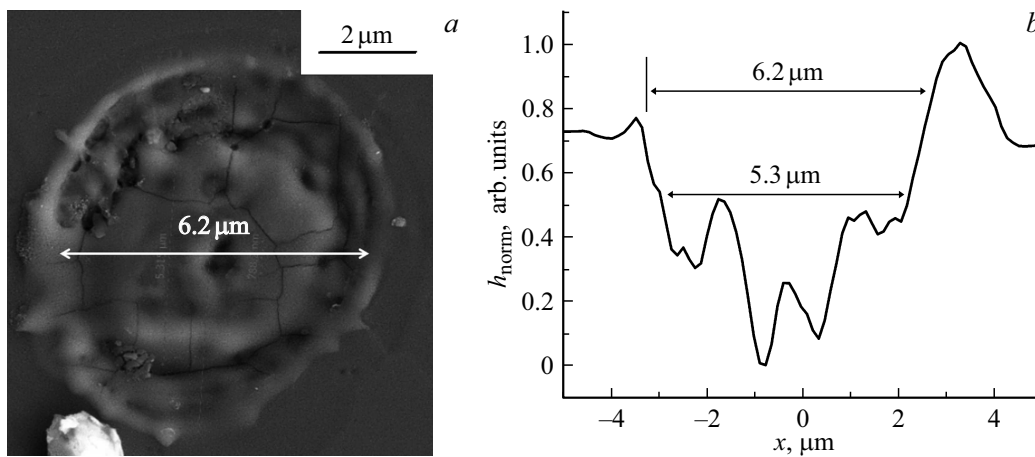


Рис. 5. Изображение поверхностной модификации сапфира на электронном микроскопе при энергии одиночного лазерного импульса $9 \mu\text{J}$, вакуумная интенсивность $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ (a); профиль кратера, созданного на поверхности пластинки сапфира по данным атомно-силовой микроскопии, энергия одиночного лазерного импульса $9 \mu\text{J}$ (b).

данной схеме составило около 8, и размер пучка в пикселах пересчитывался в микроны.

Регистрация обратно-отраженного от лазерно-индуцированной микроплазмы пучка второй гармоники осуществлялась в диапазоне частот 0.8–2 MHz и средней мощности 20 W, что соответствовало диапазону энергий 8–25 μJ . На рис. 4, a приведено изображение пучка второй гармоники, зарегистрированное ПЗС-камерой для режима 2 MHz. Динамика размера по уровню $1/e^2$ за 15 s приведена на рис. 4, b. Как можно заметить на рис. 4, a, самая интенсивная область горячей плазмы (ядро, бело-голубой цвет) составляет порядка $6 \mu\text{m}$, это соответствует размеру пучка по уровню $1/e$. Дальше идет область с меньшей интенсивностью, но содержащей вторую гармонику, которая выделена желтым цветом и соответствует размеру пучка по уровню $1/e^2$. Ее размер составляет порядка $8.5 \mu\text{m}$. Последняя пограничная зона соответствует изображению плазмы и выделена красным цветом. Размер изображения, ограниченный динамическим диапазоном камеры, составляет порядка $15 \mu\text{m}$. Так как процентное соотношение плазмы в спектре составляет порядка 10%, то размер пучка по уровню $1/e^2$, на наш взгляд, отражает размер пучка второй гармоники.

Важным моментом исследования было получение оценки влияния индуцированной ионизационной нелинейности воздушной среды на параметры лазерного пучка, которое должно проявиться при взаимодействии одиночного острогофокусированного импульса с поверхностью мишени [20]. В эксперименте для этого медная мишень заменялась полированным плоским кристаллом сапфира, установленным перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения. Порог абляции сапфира $\sim 9 \text{ J/cm}^2$ или $\sim 6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ при длительности импульса около 150 fs [21], что близко в нашем случае к начальной фазе регистрации рентгеновского излучения и второй гармоники. Поэтому размер кратера можно использовать для характеристики размера

области горячей плазмы, ответственной за исследуемые процессы, а затем сопоставить этот размер с размером пятна индуцированной в плазме второй гармоники с целью верификации предложенной методики и определения влияния облака аблированных частиц на размер пучка.

Для получения кратеров при однократном воздействии частота лазерных импульсов (50 Hz) устанавливалась таким образом, чтобы скорости шагового двигателя хватало для перемещения мишени на свежую область перед каждым новым актом воздействия. При помощи составленного алгоритма смещения мишени были получены кратеры при разном положении фокуса относительно поверхности кристалла при разных энергиях. Затем полученные кратеры анализировались на электронном и атомно-силовом микроскопах. Кратеры, отвечающие фокусу на поверхности, отбирались по следующему критерию: наименьший диаметр и наибольшая глубина.

Нами было исследовано влияние индуцированной ионизационной нелинейности воздушной среды в зависимости от энергии в диапазоне энергий 9–30 μJ (вакуумная интенсивность лазерного пучка $3 \cdot 10^{14}$ – $9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, вакуумный диаметр сфокусированного пучка $3.9 \mu\text{m}$), которое может проявиться в виде дефокусировки, возникающей при взаимодействии одиночного острогофокусированного лазерного пучка с поверхностью мишени. Изображение кратера и его профиль, полученные с помощью электронного и атомно-силового микроскопов при энергии лазерного импульса $9 \mu\text{J}$, представлены на рис. 5. Если профиль кратера аппроксимировать гауссовой функцией, то в нем можно выделить характерный размер по уровню $1/e^2$, который оказывается $\sim 6.2 \mu\text{m}$, и размер по уровню $1/e$, который оказывается порядка $5.3 \mu\text{m}$. Для сопоставления с диаметром пятна второй гармоники был взят уровень $1/e^2$.

Отметим, что профиль кратера, полученный с помощью атомно-силового микроскопа подобен картине, ко-

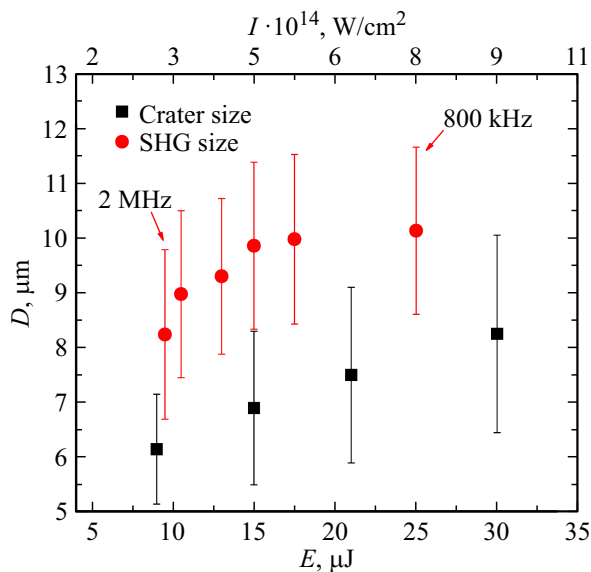


Рис. 6. Зависимость лазерно-плазменного диаметра пучка второй гармоники (красный, овалы) и кратера (черный, квадраты), созданного на поверхности кристаллической пластинки сапфира при различных значениях энергии лазерного импульса и средней мощности 20 W.

торая анализировалась в работе [22] при сопоставимых условиях воздействия острогофокусированного фемтосекундного лазерного пучка на диэлектрическую мишень.

По результатам, приведенным на рис. 6, следует, что размер кратера демонстрирует почти линейный рост, начиная с энергии около $9 \mu\text{J}$ ($I_{\text{вак}} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$) вплоть до энергии $30 \mu\text{J}$ ($I_{\text{вак}} \sim 9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$). Такое поведение отвечает проявлению эффекта ионизационной самодифракции из-за эффекта ограничения интенсивности [7], за счет которой она стабилизируется на определенном уровне, а последующее увеличение энергии приводит только к росту диаметра пучка. Отметим, что дефокусировка проявляется уже при энергии $9 \mu\text{J}$, приводя к увеличению размера кратера ($\sim 6.2 \mu\text{m}$) по сравнению с вакуумным размером пучка ($\sim 4 \mu\text{m}$) в 1.5 раза.

Выполненные референтные измерения диаметра кратера, сформированного в сапфире (находящегося в воздухе) под действием острогофокусированного одиночного фемтосекундного импульса, позволяют оценить ионизационное влияние теперь уже двухкомпонентной (облако аблированных частиц в воздухе) среды на размер пучка второй гармоники в условиях технологического импульсно-периодического воздействия излучения волоконного лазера на медную мишень. Сравнивая размеры кратеров и диаметр пятна второй гармоники при сопоставимой энергии (данные размера второй гармоники получены не только при разных значениях энергии, но и частотах 0.8–2 МГц генерируемых лазерных импульсов) (рис. 6), получаем, что, несмотря на большие ошибки измерений, средние значения размеров кратеров оказываются меньше размера пятна лазерно-плазменной

второй гармоники примерно в 1.5 раза. Так, для $10 \mu\text{J}$ размер второй гармоники составляет $8.5 \mu\text{m}$, а размер кратера — $6.2 \mu\text{m}$. Такое расхождение связано с тем, что на диаметр пятна второй гармоники, по-видимому, оказывает дополнительное влияние процесс ионизационной самодифракции в двухкомпонентной среде (воздух, содержащий аблированные частицы), находящейся над поверхностью мишени. Результаты измерения диаметра второй гармоники во всем диапазоне энергий демонстрируют характерную тенденцию увеличения диаметра плазменного пятна и пятна второй гармоники из-за обнаруженного нами эффекта.

Что касается измерений размера плазменного пятна с использованием сигнала второй гармоники, то режим „стабилизации“ диаметра плазменного пятна, по-видимому, связан с особенностями процесса взаимодействия импульсно-периодического излучения фемтосекундного лазера (обладающего высокой плотностью энергии в одиночном импульсе) с мишенью в условиях окружающей газовой среды, когда в приповерхностной области мишени возникает сложная газодинамическая картина. Теоретическая модель такого процесса, возникающего при воздействии высокочастотных (0.5–1 МГц) интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на мишень, пока не разработана. Однако известны некоторые особенности высокочастотного (до 100 кГц) импульсного (наносекундного) лазерного воздействия (плотность энергии десятки J/cm^2) на мишень в режиме абляции [23]. В приповерхностной области мишени образуется в этом случае относительно долгоживущая область разрежения (пониженная концентрация газа при повышенной температуре). При этом параметры этой области, естественно, зависят от плотности энергии и частоты повторения импульсов генерации. Причем разреженность приповерхностной среды уменьшает эффект плазменной экранировки и дефокусировку из-за снижения количества плазмообразующего вещества, а повышение температуры в приповерхностной области снижает вероятность агрегации аблированных частиц, тем самым влияя на условия ионизации. В итоге могут возникать квазиравновесные условия плазмообразования и соответственно стабилизация плазменного пятна второй гармоники. Работы, направленные на создание модели процесса, нами будут продолжены.

Заключение

Нами разработана методика мониторинга в режиме реального времени размера микроплазмы, создаваемой на поверхности мишени острогофокусированным ($NA = 0.2$) пучком импульсно-периодического (частота генерации 0.8–2 МГц) фемтосекундного (280 fs) волоконного лазера с энергией одиночного импульса в диапазоне $10\text{--}25 \mu\text{J}$, используя обратно-отраженный от микроплазмы сигнал второй гармоники. Было обнаружено, что на процесс самосогласованной ГВГ (сопровождающийся выходом рентгеновских фотонов), возникающей

при воздействии остросфокусированного импульсно-периодического фемтосекундного волоконного лазера на поверхность медной мишени в режиме создания микроплазмы, влияет нелинейность лазерно-индуцированной двухкомпонентной среды (аблированные частицы в воздухе). Также было установлено, что размер пучка лазерно-плазменной второй гармоники и соответственно размер микроплазменного пятна (ответственного за генерацию рентгеновских фотонов) при энергии $10\ \mu\text{J}$ и вакуумной интенсивности $3 \cdot 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ одиночного импульса в последовательности генерируемых волоконным лазером импульсов составляет $8.5 \pm 1.6\ \mu\text{m}$. Эффективность конверсии лазерного излучения во вторую гармонику оказалась порядка 10^{-6} , что отвечает реальной лазерной интенсивности на мишени $\sim 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$.

Полученные в настоящей работе результаты открывают перспективу применения разработанной методики для оперативного мониторинга не только размера микрофокусного лазерно-плазменного рентгеновского источника по сигналу обратно-отраженной второй гармоники, но и процесса точного прицеливания на поверхность мишени, микроканалирования, перфорирования пленок по схеме лазерно-плазменной абляционной микрообработки материалов с использованием нового поколения фемтосекундных волоконных лазеров, работающих с высокой частотой повторения импульсов.

Благодарности

Авторы благодарны И.Г. Дьячковой, Ю.М. Дымшицу и В.В. Колдаеву за помощь в проведении экспериментов.

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“ в части оптических исследований и по соглашению с Минобрнаукой № 075-15-2021-1362 в части создания микрофокусного источника.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Wang, C. Li, B. Ren et al. High Power Laser Science and Engineering, **11**, e25 (2023). DOI: 10.1017/hpl.2023.12
- [2] A. Tünnermann, C. Momma, S. Nolte. Appl. Phys. A, **129**, 157 (2023). DOI: 10.1007/s00339-023-06403-9
- [3] J. Thøgersen, A. Borowiec, H. Haugen, F. McNeill, I. Strohach. Appl. Phys. A, **73**, 361–363 (2001). DOI: 10.1007/s003390100741
- [4] L. Martín, J. Benlliure, D. Cortina-Gil, A. Haruna, C. Ruiz. Physica Medica, **82**, 163–170 (2021). DOI: 10.1016/j.ejmp.2020.12.023
- [5] А.А. Гарматина, В.Е. Асадчиков, А.В. Бузмаков, И.Г. Дьячкова и др. Кристаллография, **67** (6), 1012 (2022). DOI: 10.1134/S1063774522060074
- [6] D. Brinkmeier, D. Holder, A. Loescher, Ch. Röcker et al. Appl. Phys. A, **128**, 35 (2022). DOI: 10.1007/s00339-021-05156-7
- [7] V.A. Aleshkevich, V.M. Gordienko, B.G. Bravy. JOSA B, **40** (5), 1031–1038 (2023). DOI: 10.1364/JOSAB.484265
- [8] K. Pangovski, O. Otanocha, Sh. Zhong, M. Sparkes et al. Appl. Phys. A, **123**, 114 (2017). DOI: 10.1007/s00339-016-0589-3
- [9] J. Finger, M. Reininghaus. Optics Express, **22** (15), 18790n (2014). DOI: 10.1364/OE.22.018790
- [10] M. Oujja, J. Izquierdo, L. Bañares, R. de Nalda, M. Castillejo. Chem. Phys., **20**, 16956 (2018). DOI: 10.1039/C8CP02825G
- [11] A.B. Savelev, S.A. Akhmanov, I.M. Bayanov, S.V. Gaponov et al. Proc. SPIE, **1627**, 334 (1992). DOI: 10.1117/12.60175
- [12] N.I. Koroteev, V.A. Makarov, S.N. Volkov. Optics Commun., **138**, 113–117 (1997). DOI: 10.1016/S0030-4018(97)00032-1
- [13] В.М. Гордиенко, С.А. Магницкий, Т.Ю. Москалев, В.Т. Платоенко. Известия РАН. Сер. физическая, **60** (3), 10–17 (1996).
- [14] V.M. Gordienko, I.A. Zhvaniya, A.S. Khomenko. SPIE Proceed., **7994**, 79940P (2011). DOI: 10.1117/12.881882
- [15] L. Gizzi, D. Giulietti, A. Guilletti, P. Audebert, S. Bastiani, J. Geindre, A. Myayrowicz. Phys. Rev. Lett., **76** (13), 2278 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.2278
- [16] V.M. Gordienko, I.A. Makarov, E.V. Rakov. Proc. SPIE, **6606**, 66060S (2007). DOI: 10.1117/12.729640
- [17] A.A. Garmatina et al. Optics Express, **31** (26), 44259–44272. (2023). DOI: 10.1364/OE.502200
- [18] D. von der Linde, H. Schulz, T. Engers, H. Schiiler. IEEE J. QE, **28** (10), 2388 (1992). DOI: 10.1109/3.159545
- [19] A.A. Garmatina, B.G. Bravy, F.V. Potemkin, M.M. Nazarov, V.M. Gordienko. J. Phys. Conf. Ser., **1692**, 012004 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1692/1/012004
- [20] R. Yamada, W. Komatsubara, H. Sakurai, K. Konishi et al. Optics Express, **31** (5), 7363–7382 (2023). DOI: 10.1364/OE.482986
- [21] L. Qi, K. Nishii, M. Yasui, H. Aoki, Y. Namba. Optics and Lasers in Engineering, **48** (10), 1000–1007 (2010). DOI: 10.1016/j.optlaseng.2010.05.006
- [22] S. Kudryzshov, P. Danilov, A. Rupasov, S. Khonina et al. Optical Materials Express, **10** (12), 3291 (2020). DOI: 10.1364/OME.412399
- [23] С.М. Климентов, П.А. Пивоваров, В.И. Конов, Д. Брайтлинг, Ф. Даусингер. Квант. электрон., **34** (6), 537–540 (2004). DOI: 10.1070/QE2004v034n06ABEH002769