

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Гарматина Алена Андреевна

**Генерация рентгеновских фотонов при взаимодействии
импульсно-периодического фемтосекундного лазерного
излучения ближнего ИК диапазона с твердотельной
мишенью в газовой среде**

1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Д.ф.-м.н., профессор
Гордиенко В.М.

Москва – 2024

Оглавление

Оглавление.....	2
Введение.....	4
Актуальность темы и степень ее разработанности	4
Цели и задачи работы.....	7
Объект и предмет исследования	8
Научная новизна	8
Научная и практическая значимость	9
Методология исследования	10
Защищаемые положения.....	11
Достоверность полученных результатов	11
Список публикаций по теме диссертации	12
Апробация работы.....	14
Личный вклад.....	15
Глава 1. Взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью в газовой среде (литературный обзор)	16
1.1 Нелинейно-оптическое взаимодействие сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями в режиме плазмообразования, генерация рентгеновского излучения.....	16
1.2 Генерация второй гармоники в приповерхностной лазерной плазме.....	21
1.3 Фемтосекундная лазерная абляция в режиме плазмообразования	22
1.4 Увеличение выхода рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на модифицированную поверхность	24
1.5 Особенности доставки фемтосекундного лазерного излучения до мишени в режиме ионизации окружающей газовой среды	26
1.6 Дистанционное взаимодействие мощного фемтосекундного лазерного излучения с мишенью в режиме филаментации	29
1.7 Особенности импульсно-периодического взаимодействия остросфокусированного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью, находящейся во вневакуумных условиях.....	32
Глава 2. Рентгеновское излучение как диагностический инструмент при фемтосекундной лазерной абляции мишени.....	36
2.1. Генерация лазерно-индуцированного рентгеновского излучения при воздействии мягкофокусированного фемтосекундного лазерного излучения на медную мишень в режиме создания микроканала.....	36

2.2. Генерация лазерно-индуцированного рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундного излучения в режиме филаментации на твердотельную мишень.....	46
2.3 Диагностика межслойного перехода при абляции многослойной мишени с использованием лазерно-индуцированного рентгеновского сигнала.....	58
2.4. Выводы по главе	64
Глава 3. Минимизация влияния ионизации газовой среды на доставку интенсивного (10^{14}-10^{16} Вт/см²) лазерного излучения до мишени.....	67
3.1. Генерация рентгеновского излучения (6,4 кэВ) при воздействии сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения на структурированную магнитную ленту, содержащую наночастицы оксида железа	68
3.2 Генерация спектрально-яркого лазерно-индуцированного рентгеновского излучения (8 кэВ) при воздействии чирпированных фемтосекундных лазерных импульсов на медную мишень в режиме локального поддува гелия	79
3.3 Выводы по главе	90
Глава 4. Микрофокусный источник рентгеновского излучения на основе низкоэнергетического высокочастотного фемтосекундного волоконного лазера	92
4.1. Генерация рентгеновского излучения при воздействии излучения низкоэнергетического волоконного лазера на твердотельную мишень. Выбор материала мишени и способа ее перемещения.	92
4.2 Зависимость потока рентгеновских фотонов от частоты следования и энергии фемтосекундных лазерных импульсов.....	97
4.3 Измерение размера пучка используя данные о второй оптической гармонике	106
4.4. Получение демонстрационных абсорбционных и фазово-контрастных изображений с использованием лазерно-плазменного рентгеновского источника	114
4.5 Выводы по главе	116
Основные результаты диссертации	119
Благодарности	121
Список используемых источников.....	122

Введение

Актуальность темы и степень ее разработанности

В настоящее время мощные лазеры, генерирующие импульсы фемто- и пикосекундной длительности и воздействующие на мишень в режиме генерации микроплазмы, находят все большее применение в различных областях фундаментальных и прикладных исследований. К ним следует отнести, например, оперативную бесконтактную диагностику элементного состава вещества по методу лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [1], создание источников терагерцового [2] и рентгеновского [3] диапазона, а также лазерную абляцию материалов [4].

Лазерно-индуцированная абляция, сопровождающаяся возникновением плазмы при плотностях энергии $1 - 100 \text{ Дж/см}^2$, обеспечивает создание микроструктур и микроканалов как в металлах, так и в диэлектриках, что является предметом активных исследований в последние годы [5–7]. Для медицинских приложений часто требуется оптимизировать условия создания микроканалов в биообъектах, таких как, например, костная ткань [8]. В элементах микроэлектроники возникает потребность создания микроотверстий для установки межслоевых контактов [9]. Абляция также используется и в аэрокосмической отрасли для изготовления охлаждающих отверстий в газовых турбинах [7]. Обработка материала сверхкороткими импульсами позволяет создавать аккуратные каналы, сопоставимые по длине с размером лазерной перетяжки.

На модифицированной поверхности, которую представляет собой кратер и микроканал, возможно увеличение поглощения лазерного излучения и рост интенсивности за счет увеличения локального поля. В глубоком канале вероятно агрегация аблированных микрочастиц, которые будут препятствовать доставке лазерного излучения на дно [10]. Обычно микрообработка проводится в условиях газовой среды, наличие которой приводит к ионизационным потерям энергии и дефокусировке лазерного пучка [11]. В случае дистанционной микрообработки с помощью фемтосекундного филамента [12], в самом филаменте может происходить трансформация спектра и длительности импульса [13,14], что в свою очередь может влиять на его интенсивность. Все эти процессы показывают, что контроль величины лазерной интенсивности на мишени в процессе создания микроканала является необходимым для мониторинга режима воздействия. При этом, отметим, что если обрабатываемые объекты представляют собой сэндвич-структуры [8,9], то часто требуется

контролировать процесс послойной перфорации отдельных слоев в процессе лазерной абляции.

Известно [15], что при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью более 10^{13} Вт/см² (что соответствует плотности энергии 1 Дж/см² при длительности импульсов 100 фс) на твердотельную мишень, процесс лазерно-плазменной абляции сопровождается генерацией рентгеновских фотонов. Выход рентгеновского излучения определяется не только лазерной интенсивностью, но и материалом мишени (атомным номером, и соответственно, числом свободных электронов) [16,17]. Таким образом, связь выхода рентгеновского излучения с величиной лазерной интенсивности может быть использована для создания методики оценки уровня интенсивности на мишени, а также мониторинга динамики ее изменения в процессе создания микроканала. В то же время связь выхода рентгеновского излучения с атомным номером материала мишени может быть использована для контроля материала мишени при переходе между слоями многослойных структур в процессе абляции. Это позволяет использовать возникающее рентгеновское излучение для диагностики процесса изменения интенсивности в процессе создания микроканала при фемтосекундной лазерной абляции, а также для диагностики межслойных переходов при абляции многослойных структур. Стоит отметить, что до настоящего времени не проводилось исследований, связанных с определением возможности использования рентгеновского излучения для *in situ* диагностики таких процессов.

Рентгеновское излучение является мощным диагностическим инструментом, используемым в физике твердого тела, кристаллографии, микроскопии, спектроскопии, и др. [18]. В последние годы, было показано, что фемтосекундные лазерно-плазменные источники могут излучать сверхкороткие рентгеновские импульсы [19], что позволяет их применять для проведения рентгено-структурной диагностики с высоким временным разрешением [18].

В стандартной схеме лазерно-плазменного рентгеновского источника, используемого для время-разрешенных дифракционных экспериментов, сверхинтенсивное ($10^{16} - 10^{18}$ Вт/см² с частотой воздействующих импульсов 10 Гц – 1 кГц) фемтосекундное лазерное излучение взаимодействует с металлической мишенью (обычно медь или молибден) расположенной в вакуумной камере, что создает мощный лазерно-плазменный рентгеновский источник характеристических фотонов с потоком $10^8 - 10^{10}$ фот/с/2πsr [20,21]. Однако проблемой такой схемы являются неизбежное загрязнение вакуумной камеры разлетающимися продуктами абляции мишени, громоздкие размеры самой камеры,

трудности размещения в ней элементов, а также необходимость элементов автоматизации, что делают такую схему сложной в использовании.

Альтернативная схема опирается на создание вневакуумного лазеро-плазменного рентгеновского источника. Во вневакуумных условиях, окружающая мишень газовая среда предотвращает разлет продуктов абляции и загрязнение фокусирующей оптики и иных устройств. Однако, в воздушной среде, при достижении лазерной интенсивности порядка 10^{13} Вт/см², возникает ионизация газа, изменяющая показатель преломления за счет появления электронной компоненты и создающая условия для самодефокусировки, что приводит к потерям энергии в лазерном пучке [11]. Все эти факторы приводят к ограничению доставляемой на мишень интенсивности, а значит, и к понижению выхода рентгеновского излучения.

Пороговую интенсивность лазерного излучения, которая определяет условия возникновения ионизации, можно увеличить за счет замены воздуха на газ с большим потенциалом ионизации – например, на гелий, который имеет почти в 2 раза больший потенциал ионизации, чем воздух – 24,6 эВ [11]. Это позволяет оптимизировать доставляемую на мишень интенсивность и повысить выход рентгеновских фотонов при создании лазерно-индуцированного микроплазменного источника [22]. Однако, при достижении вакуумной интенсивности порядка 10^{15} Вт/см² гелий также ионизируется [23]. Поэтому актуальной является задача оптимизации такой схемы с точки зрения доставки энергии на мишень при варьировании лазерных параметров (например, длительность импульса) для увеличения выхода рентгеновского излучения.

Для задачи получения рентгеновского фазо-контрастного изображения кроме высокого потока фотонов требуется также использовать рентгеновский источник минимального диаметра для получения качественного пространственного разрешения [24,25]. При решении такой задачи обычно используются рентгеновские трубки, [18,26], которые излучают непрерывный поток рентгеновских фотонов, в спектре которого содержится как характеристическое так и тормозное излучение. Изготавливаемые в РФ микрофокусные трубки имеют минимальный размер пятна на аноде не менее 20 мкм [27]. Альтернативой им могут быть лазеро-плазменные рентгеновские источники. В стандартной схеме в настоящее время используется излучение импульсно-периодических (10 Гц – 1 кГц) фемтосекундных милиджоульных лазеров, которое при острой фокусировке на мишень обеспечивает в фокальном пятне диаметром около 4 мкм интенсивность $10^{16} - 10^{18}$ Вт/см² [20,21,28]. При этом, размер рентгеновского источника обычно оказывается в 2 – 5 раз больше диаметра

лазерной перетяжки и составляет не менее 8 – 15 мкм [20,21,28]. Увеличение размера происходит в основном за счет диффузии высокоэнергетических электронов, которые возникают в микроплазме при воздействии фемтосекундного лазерного излучения с высокой интенсивностью на мишень.

Новые возможности предоставляют современные фемтосекундные волоконные лазеры, которые достаточно компактны и просты в использовании, а также имеют относительно высокое качество лазерного излучения ($M^2 < 1,5$). Такие лазеры нашли применение, например, в задачах прецизионной микрообработки материалов [4]. Максимальная энергия в лазерном импульсе коммерчески доступных фемтосекундных волоконных лазерах варьируется в пределах 10 – 100 мкДж, при длительности импульса 0,3 – 3 пс [29]. Достоинством таких лазеров является способность работать с высокой частотой следования импульсов в единицы-десятки мегагерц (а в режиме генерации пачек импульсов еще выше), за счет чего достигается и высокая средняя мощность в десятки ватт [30]. Остро фокусируя лазерное излучение микрожоульного уровня можно достичь интенсивности на мишени порядка 10^{14} Вт/см², достаточной для зажигания горячей микроплазмы и, соответственно, генерации рентгеновского излучения [15]. При этом высокий поток рентгеновских фотонов за секунду может быть достигнут за счет высокой частоты следования импульсов. Таким образом, следует ожидать, что использование фемтосекундного низкоэнергетического высокочастотного волоконного лазера в режиме микроплазменной генерации для создания лазерно-плазменного рентгеновского источника позволит выйти на новый уровень микрофокусных рентгеновских источников, что также потребует и разработку методики контроля размера источника в режиме реального времени.

Цели и задачи работы

Целью работы является исследование возможности использования рентгеновского сигнала, получаемого при воздействии фемтосекундного лазерного излучения, сфокусированного на твердотельную мишень в газовой среде, в качестве диагностического инструмента процесса абляции мишени, а также экспериментальной разработке методов повышения выхода рентгеновского излучения с целью создания источника рентгеновского излучения для задач радиографии.

Для этого были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование возможности использования лазерно-индуцированного рентгеновского излучения для контроля динамики изменения лазерной интенсивности и оценки ее

среднего значения в лазерно-плазменном процессе формирования микроканала в твердотельной мишени, а также для диагностики послойного процесса абляции многослойной мишени.

2. Управление влиянием ионизации газовой среды на доставку интенсивного ($10^{14} - 10^{16}$ Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения до мишени путем оптимизации длительности импульса в интересах создания вневакуумного источника характеристического рентгеновского излучения, подходящего для проведения время-разрешенных дифракционных экспериментов.
3. Создание микрофокусного лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения на основе излучения низкоэнергетического высокочастотного фемтосекундного волоконного лазера, воздействующего в режиме острой фокусировки на твердотельную мишень, в газовой среде, и разработка методики оценки размера полученной микроплазменной области, ответственной за генерацию рентгеновского излучения.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в диссертационной работе является рентгеновское излучение, возникающее в приповерхностной горячей микроплазме, инициируемой фемтосекундным лазерным излучением.

Предметом исследования в диссертационной работе являются методы управления выходом рентгеновских фотонов в результате оптимизации параметров фемтосекундного лазерного излучения при фокусировке на твердотельную мишень, находящуюся в газовой среде.

Научная новизна

1. Установлено, что лазерно-индуцированное рентгеновское излучение может быть использовано для контроля динамики изменения лазерной интенсивности в лазерно-плазменном процессе создания микроканала в твердотельной мишени, а также для диагностики послойного процесса абляции многослойной мишени. Проведена оценка величины лазерной интенсивности в микроканале, сформированном в мишени

- фемтосекундным лазерным монофиламентом, с использованием сигнала рентгеновского излучения, сопровождающего абляцию мишени.
2. Обнаружено, что, управление длительностью острогофокусированного ($NA = 0.1; 0.4$, $f = 10$ Гц) фемтосекундного лазерного излучения позволяет минимизировать влияние ионизированных электронов газовой среды (воздух, гелиевый поддув) на доставку лазерного излучения до мишени. Установлено, что при воздействии сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов ($\lambda = 0.8$ мкм, $E = 6$ мДж, $NA = 0.1$) на медную мишень при гелиевом поддуве, выход характеристического ($Cu K\alpha$) рентгеновского излучения возрастает в 10 раз при увеличении длительности импульса с 30 фс до 300 фс и достигает $2 \cdot 10^7$ фот/импульс/2 π ср. Это удовлетворяет требованиям для проведения время-разрешенных дифракционных экспериментов.
 3. Впервые создан вневакуумный микрофокусный лазерно-плазменный рентгеновский источник для задач рентгенографии, функционирующий на базе высокочастотного низкоэнергетического фемтосекундного волоконного лазера ($\lambda = 1030$ нм, максимальная мощность $P = 20$ Вт, энергия в импульсе $E \leq 40$ мкДж, частота повторений $f \leq 2.5$ МГц, $\tau = 280$ фс, $NA = 0.2$, интенсивность $I \sim 10^{14}$ Вт/см²). При воздействии на циклически перемещаемую вращающуюся твердотельную мишень, расположенную в воздушной среде, обнаружена нелинейная зависимость выхода рентгеновского излучения от частоты воздействующих импульсов. Максимальный поток рентгеновских фотонов составил $(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^9$ фот/с/2 π ср при минимальном диаметре микроплазменной области 8.5 ± 1.6 мкм.
 4. Разработана методика оценки диаметра микроплазменной области, ответственной за генерацию рентгеновского излучения в режиме острой фокусировки излучения фемтосекундного волоконного лазера ($\lambda = 1030$ нм, энергия в импульсе $E \leq 40$ мкДж, частота повторений $f = 0.8 - 2.5$ МГц, $\tau = 280$ фс, $NA = 0.2$, $I \sim 10^{14}$ Вт/см²) на медную мишень, расположенную во вневакуумных условиях (воздух), по сигналу второй оптической гармоники из приповерхностной микроплазмы.

Научная и практическая значимость

Получение оценки интенсивности сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения, мониторинг изменения интенсивности в процессе лазерно-плазменного формирования микроканала в мишени, а также диагностика послойного процесса абляции мишени по регистрируемому рентгеновскому сигналу. практически значимы при создании

новых фемтосекундных лазерных технологий, относящихся, например, к микрообработке элементов микроэлектроники, микрохирургии твердых биотканей и др.

Продемонстрированная методика снижения дефокусирующего влияния электронов, возникающих в результате ионизации окружающего газа, за счет управления длительностью фемтосекундных лазерных импульсов открывает возможности оптимизации величины лазерной интенсивности на мишени при создании вневакуумного источника рентгеновских фотонов для проведения время-разрешенных дифракционных экспериментов. Также методика позволяет оптимизировать размер кратера в режиме лазерно-плазменной микрообработки материалов.

Разработанный и созданный микрофокусный рентгеновский источник нового поколения на базе фемтосекундного низкоэнергетического высокочастотного волоконного лазера может быть альтернативой лабораторным рентгеновским микрофокусным трубкам, а также рентгеновским источникам на базе милиджоульных лазеров. Позволяет проводить рентгеновские абсорбционные измерения микрообъектов, а также получать фазово-контрастные изображения биологических и иных объектов.

Разработана методика, позволяющая по сигналу обратно отраженной второй оптической гармоники контролировать в реальном времени размер микроплазменной области, что может быть использовано для мониторинга процесса лазерно-плазменной микрообработки материалов в реальном времени и контроля размера микрофокусного лазерно-плазменного рентгеновского источника.

Методология исследования

Экспериментальные методы исследования включали в себя разработку оптических схем генерации рентгеновского излучения, регистрации сигнала второй оптической гармоники, возникающей в лазерной микроплазме, формируемой при импульсно-периодическом воздействии сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень, находящуюся в газовой среде. Экспериментальные методы также включали в себя разработку методов повышения выхода рентгеновского излучения путем управления параметрами лазерного излучения - длительностью лазерного импульса, энергии и частоты следования лазерных импульсов.

Защищаемые положения

1. Процесс создания лазерно-плазменного микроканала в мишени последовательностью сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов сопровождается генерацией рентгеновского излучения, которое может использоваться для оценки величины интенсивности и динамики ее изменения при формировании микроканала.
2. Управляя длительностью интенсивного фемтосекундного лазерного импульса, можно минимизировать влияние ионизации газовой среды (воздух, гелий), сопровождающейся ионизационными потерями и дефокусировкой лазерного пучка при его доставке на мишень. Показано, что изменение длительности импульса в диапазоне от 30 фс до 300 фс воздействующего на медную мишень излучения Ti:Sa лазера ($\lambda = 800$ нм, $E = 6$ мДж, $f = 10$ Гц, $NA = 0.1$) обеспечивает увеличение выхода характеристического рентгеновского излучения в 10 раз, и в случае гелия выход достигает величины $2 \cdot 10^7$ фот/импульс/2пср.
3. Остро фокусируя излучение низкоэнергетического фемтосекундного волоконного лазера ($\lambda = 1030$ нм, энергия в импульсе $E = 10$ мкДж, частота повторений $f = 2$ МГц, длительность $\tau = 280$ фс, числовая апертура $NA = 0.2$, вакуумная интенсивность $\sim 10^{14}$ Вт/см²) на расположенную в воздушной среде медную мишень, можно создать микроплазменную область диаметром 8.5 ± 1.6 мкм, являющуюся источником рентгеновского излучения с потоком фотонов $(1.5 \pm 0.5) \cdot 10^9$ фот/с/2пср.
4. Размер лазерно-индуцированной приповерхностной микроплазмы при острой фокусировке на мишень излучения фемтосекундного низкоэнергетического волоконного лазера, может быть определен по сигналу второй гармоники, сопровождающей появление микроплазмы, являющейся источником рентгеновских фотонов.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обеспечивалась, в первую очередь, высоким уровнем современного экспериментального оборудования; использованием современных теоретических представлений и методов обработки при анализе данных; согласованием полученных результатов с известными литературными данными; воспроизводимостью результатов, а также публикацией результатов в ведущих рецензируемых научных журналах.

Список публикаций по теме диссертации

Научные статьи, опубликованные в журналах Scopus, WoS, РИНЦ, а также перечне изданий МГУ (с указанием личного вклада в процентах)

1. Zhvaniya, I. A., **Garmatina, A. A.**, Makarov, I. A., and Gordienko, V. M. Tracking of buried layers during plasma-assisted femtosecond laser drilling of compound targets. // *Journal of Applied Physics*, 2016. Vol. 120, № 4, P. 045901, 7 pp. WoS JIF 2,7/ 0,8 п.л. / авторский вклад 60%
2. **Гарматина, А. А.**, Жвания, И. А., Потёмкин, Ф. В. и Гордиенко, В. М. Генерация рентгеновского излучения из плазмы в микроканале медной мишени, находящейся в воздухе, под действием мягкосфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 100 ТВт/см². // *Квантовая электроника*, 2018, Т.48 № 7, С. 648-652. ИФ (РИНЦ) 0,8 / 0, 57 п.л. / авторский вклад 60%
Переводная версия
Garmatina, A. A., Zhvaniya, I. A., Potemkin, F. V., and Gordienko, V. M. Generation of x-ray radiation from a plasma in a microchannel of a copper target located in the air under the action of soft-focused femtosecond laser pulses with an intensity of 100 TW cm⁻². // *Quantum Electronics*, 2018, Vol 48, № 7, P. 648-652. WoS JIF = 1,022
3. **Garmatina, A. A.**, Nazarov, M. M., Zhvaniya, I. A., Gordienko, V. M., and Panchenko, V. Y. Laser chirp effect on x-ray enhancement under interaction of monofilament with solids placed in air. // *Laser Physics Letters*, 2019 Vol 16, № 2, 025401, 6 pp. WoS JIF = 2,015/ 0,7 п.л. / авторский вклад 50%
4. **Garmatina, A. A.**, Bravy, B. G., Potemkin, F. V., Nazarov, M. M., and Gordienko, V. M. (). Intensity clamping and controlled efficiency of X-ray generation under femtosecond laser interaction with nanostructured target in air and helium. // *Journal of Physics: Conference Series*, 2020, Vol. 1692 № 1, P. 012004, 7 pp. IOP Publishing. Scopus JIF = 0,48/ 0,8 п.л./ авторский вклад 40%
5. **Garmatina, A. A.**, Shubnyi, A. G., Asadchikov, V. E., Nuzdin, A. D., Baranov, A. I., Myasnikov, D. V., Minaev N. V .and Gordienko, V. M. X-ray generation under interaction of a femtosecond fiber laser with a target and a prospective for laser-plasma X-ray microscopy. // *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, Vol. 2036, № 1, P. 012037, 6 pp. IOP Publishing. Scopus JIF = 0,48/ 0,7 п.л./авторский вклад 50%

6. **Гарматина, А. А.**, Назаров, М. М., Щеглов, П. А., Чашин, М. В., Алешкевич, В.А., Бравый, Б.Г., Гордиенко В.М, Панченко, В.Я. Эффективная генерация характеристического рентгеновского излучения при воздействии chirпированных фемтосекундных лазерных импульсов на медную мишень при локальном поддуве гелия. // *Оптика и спектроскопия*, 2022, Т. 130, № 4, С. 522-529. ИФ (РИНЦ) = 0,636/ 0,9 п.л./ авторский вклад 40%

Переводная версия

Garmatina, A. A., Nazarov, M. M., Shcheglov, P. A., Chaschin, M. V., Aleshkevich, V. A., Bravy, B. G., Gorgienko V.M. and Panchenko, V. Y. Effective line X-ray generation by chirped femtosecond laser pulses interaction with copper target at local helium flow. // *Optics and Spectroscopy*, 2023, Vol 131, № 6, P. 373 - 379. Scopus JIF = 0,839

7. **Гарматина А. А.**, Асадчиков В. Е, Бузмаков, А. В., Дьячкова, И. Г., Дымшиц, Ю. М., Баранов, А.И., Мясников, Д. В., Минаев, Н.В., Гордиенко, В.М. Микрофокусный источник характеристического рентгеновского излучения для фазово-контрастной визуализации на основе фемтосекундного волоконного лазера. // *Кристаллография*, 2022, Т.67, №6, С. 992 - 1000, ИФ (РИНЦ) = 0,784 / 1 п.л. / авторский вклад 40%

Переводная версия

Garmatina, A. A., Asadchikov, V. E., Buzmakov, A. V., Dyachkova, I. G., Dymshits, Y. M., Baranov, A. I., Myasnikov D.N., Minaev N.V. and Gordienko, V. M. Microfocus source of characteristic X-rays for phase-contrast imaging based on a femtosecond fiber laser. // *Crystallography Reports*, 2022, Vol. 67, № 6, P.1026-1033. WoS JIF = 0,735

8. **Garmatina, A.**, Mareev, E., Minaev, N., Asharchuk, N., Semenov, T., Mozhaeva, M., Korshunov A, Krivonosov Y., Dyachkova I., Buzmakov A., Koldaev V., Zolotov D., Dymshits Y., Gordienko V. and Asadchikov V. Vacuum-free femtosecond fiber laser microplasma X-ray source for radiography. // *Optics Express*, 2023, Vol. 31 № 26, P. 44259-44272. WoS JIF = 3,894/ 1,6 п.л./ авторский вклад 30%

9. **Гарматина, А.А.**, Мареев Е.И., Коршунов А.А., Можаяева М. Д., Минаев Н.В., Муслимов А.Э., Хмеленин Д.Н, Асадчиков В.Е., Гордиенко В.М. Микроскопия второй гармоники из приповерхностной плазмы, зажигаемой остророфокусированным пучком фемтосекундного волоконного лазера. // *Оптика и спектроскопия*, 2024, Т. 132, № 1, С. 34 - 41. ИФ (РИНЦ) = 0,636 / 0,924 п.л./ авторский вклад 40%

Переводная версия

Garmatina A.A. , Mareev E.I, Korshunov A.A. , Mozhaeva M.D. , Minaev N.V. , Muslimov A. E. , Hmelenin D.N., Asadchikov V.E. , Gordienko V.M. Second harmonic microscopy from

nearsurface plasma ignited by tightly focused femtosecond fiber laser beam. // *Optic and Spectroscopy*, 2024, Vol.132, № 1, P. 32-38. Scopus JIF = 0,839

Другие издания

10. **Garmatina, A. A.**, Nazarov, M. M., Zhvaniya, I. A., Gordienko, V. M., and Panchenko, V. Y. (2018, June). Femtosecond filament induced x-rays under solids micromachining in air: evaluation of filament peak intensity. In *2018 International Conference Laser Optics (ICLO)* (pp. 262-262). IEEE.
11. **Garmatina, A. A.**, Asadchikov, V. E., Buzmakov, A. V., Dyachkova, I. G., Baranov, A. I., Myasnikov, D. V., N. V. Minaev and Gordienko, V. M. (2022, June). Femtosecond high repetition rate fiber laser-driven plasma microfocus X-ray source for imaging applications. In *2022 International Conference Laser Optics (ICLO)* (pp. 1-1). IEEE.
12. **Гарматина, А. А.**, Коршунов, А. А., Можаяева, М. Д., Асадчиков, В. Е., Бузмаков, А. В., Дьячкова, И. Г., Дымшиц Ю.М., Баранов А.И., Мясников Д.В., Минаев Н.В. и Гордиенко, В. М. Микрофокусный источник характеристического рентгеновского излучения на основе фемтосекундного волоконного лазера для радиографии. // *Успехи в химии и химической технологии*, 2022, Т. 36, № 7 (256), С. 43-45.

Апробация работы

Результаты докладывались на международной научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2017», (Москва, 2017г), Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2018», (Москва, 2018 г), 18 международной конференции «International Conference on Laser Optics ICLO 2018» (Санкт-петербург, 2018), Международной конференции «International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight-2018» (Москва, 2018 г), V Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии Лаплаз-2019» (Москва, 2019 г), Международной конференции «International symposium “fundamentals of laser assisted micro– and nanotechnologies», (Санкт-петербург, 2019 г), Международной конференции «IV International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight-2020» (Москва, 2020), VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛаПлаз 2021» (Москва, 2021), Международной конференции «V International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight-2021» (Москва, 2021 г), VIII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии Лаплаз-2022» (Москва, 2022 г), на Международной конференции молодых исследователей и специалистов «Синхротронные и

нейтронные методы исследования конденсированных фаз», Москва, РХТУ им. Д. И. Менделеева, (Москва, 2022), на IX Всероссийская научно-практическая конференция производителей рентгеновской техники, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет («ЛЭТИ») (Санкт-петербург, 2022 г), на 20 международной конференции «International Conference on Laser Optics ICLO 2022» (Санкт-петербург, 2022), на Международной конференции «International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight-2023» (Москва, 2023 г), на *научной школе* молодых ученых «Современная рентгеновская оптика – 2023 (Нижний Новгород, 2023), на Международной конференции «VII International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight-2023» (Москва, 2023 г).

Личный вклад

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялось проведение экспериментов, обработка экспериментальных данных, анализ результатов экспериментов, их интерпретация, значительное участие в подготовке полученных результатов к публикации и переписка с редакцией и рецензентами.

Глава 1. Взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью в газовой среде (литературный обзор)

В главе приведен обзор литературы по проблеме нелинейно-оптического взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями в режиме генерации приповерхностной плазмы и последующего процесса абляции, происходящего преимущественно в газовой среде. Рассмотрены особенности фемтосекундной лазерной абляции металлов и генерации рентгеновского излучения и второй гармоники, сопровождающих этот процесс. Уделено внимание механизмам увеличения выхода рентгеновского излучения при взаимодействии сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения с мишенями, в т.ч. с модифицированной поверхностью, включая режим формирования микроканалов. Особое внимание уделено проблеме доставки излучения до мишени, связанной с нелинейными эффектами при ионизации среды перед мишенью. Рассмотрены особенности процесса дистанционного взаимодействия лазерного излучения в режиме филаментации с твердотельной мишенью, обсуждаются проблемы, связанные с оценкой лазерной интенсивности в нем. Описаны особенности взаимодействия с мишенью сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов, следующих с высокой частотой повторения.

1.1 Нелинейно-оптическое взаимодействие сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельными мишенями в режиме плазмообразования, генерация рентгеновского излучения

Хорошо известно, что при взаимодействии интенсивного фемтосекундного лазерного излучения ($I \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2 - 10^{16} \text{ Вт/см}^2$) с твердотельной мишенью образуется плотная плазма с концентрацией свободных электронов $N_e \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$ [31]. Ионизация вещества происходит уже на фронте фемтосекундного лазерного импульса за времена порядка 3 – 10 фс за счет процессов многофотонной и туннельной ионизации. Дальнейшее поглощение лазерной энергии осуществляется за счет классического столкновительного механизма в скин слое – обратно-тормозного поглощения, при котором образуются тепловые электроны [17].

Средняя температура тепловых электронов T_e такой плазмы в приближении холодных ионов и при пренебрежении потерями энергии на ионизацию может быть оценена по формуле [32]:

$$T_e \approx 710 \cdot \tau^{2/9} I^{4/9} \text{ [эВ]}, \quad (1.1)$$

где τ – длительность лазерного импульса в единицах 100 фс, I - интенсивность лазерного излучения в единицах 10^{16} Вт/см². Из формулы (1.1) следует, что для лазерного импульса длительностью 100 фс при изменении интенсивности от 10^{14} Вт/см² до 10^{16} Вт/см² температура тепловой электронной компоненты плазмы изменяется от 100 эВ до 700 эВ. Этот механизм дополняется бесстолкновительными процессами поглощения энергии. Переход от столкновительных механизмов поглощения лазерной энергии к бесстолкновительным определяется соотношением толщины скин-слоя, длины свободного пробега электрона и расстоянием, проходимым электроном за период световой волны. Бесстолкновительные механизмы поглощения лазерной энергии приводят к формированию в плазме так называемых горячих электронов, энергия которых превосходит энергию тепловых электронов T_e на порядок. Характерными примерами бесстолкновительных механизмов являются аномальный скин-эффект, резонансное поглощение на размытой границе [33] и вакуумный нагрев [34]. Преобладание того или иного механизма определяется

пространственным масштабом градиента электронной плотности $L_e = \left(\frac{\partial \ln N_e}{\partial x} \right)^{-1}$ [17]: при $\lambda/L_e < 0,1$ - вакуумный нагрев, а при $\lambda/L_e \sim 1$ наибольшую роль играет резонансное поглощение на размытой границе “мишень-вакуум”.

Особенностью бесстолкновительного механизма поглощения является появление в энергетическом спектре электронов надтепловой компоненты со средней энергией, превышающей T_e и называемой горячим электронным компонентом. Для простоты описания этой компоненты вводят понятие ее “температуры” T_h , под которым, однако, понимают среднюю энергию горячих электронов, которая зависит от длины волны и интенсивности лазерного излучения. Распределение горячих электронов по энергии описываются одним или несколькими распределениями Максвелла [35]:

$$\omega(E) = \alpha \frac{1}{\sqrt{T_h}} e^{\frac{-E}{T_h}}, \quad (1.2)$$

где α зависит от параметров плазмы. Поэтому можно определить температуру горячих электронов T_h из зависимости спектральной плотности мощности тормозной компоненты.

Механизм вакуумного нагрева включается при достаточно высоких интенсивностях порядка 10^{16} Вт/см². В случае интенсивностей $I \sim 10^{13}$ Вт/см² – 10^{16} Вт/см² для пико- и фемтосекундных лазерных импульсов, механизмом, отвечающим за генерацию высокоэнергичных электронов, считается резонансное поглощение на размытой границе [36,37]. Для реализации такого процесса р-поляризованная волна туннелирует через область плазмы с критической плотностью ($N_e = N_c$), где возбуждается плазменная волна. Эта волна растет в течение нескольких периодов световой волны, и в конечном итоге затухает.

Отметим, что резонансное поглощение возникает при взаимодействии компоненты поля, перпендикулярной градиенту электронной плотности, то есть при наличии р-компоненты поля. Такой режим работы реализуется при наклонном падении излучения на мишень. В случае нормального падения, предположительно, такой режим взаимодействия может реализовываться на модифицированной поверхности [37] или же при образовании кратеров и каналов, где наклонное падение будет реализовываться за счет падения излучения под углом на стенку канала.

Температура горячих электронов зависит от лазерной интенсивности и длины волны лазерного излучения, и для резонансного поглощения выглядит следующим образом [17]:

$$T_h \cong A(I\lambda^2)^{1/3} [\text{кэВ}], \quad (1.3)$$

где интенсивность фемтосекундного лазерного излучения I выражена в 10^{16} Вт/см², а длина волны λ в мкм. Коэффициент пропорциональности A принимает значения ~ 8 [17] и ~ 5 [38]. Причем значение коэффициента $A \sim 8$ получено в результате аналитического счета, а значение $A \sim 5$ получено в реальном эксперименте ($\tau \sim 200$ нс, $\lambda = 616$ нм, $I \sim 10^{15} - 10^{16}$ Вт/см²). Таким образом, для интенсивностей $\sim 10^{14}$ Вт/см² – $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², температура горячих электронов должна составлять 1 – 3 кэВ, что согласуется с экспериментом [37], в котором при $I \sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и $\lambda = 800$ нм, оцененная температура горячих электронов оказывалась в диапазоне 1,5 – 2,5 кэВ. Полученные экспериментальные данные и полученные в расчёте выполненном в пик-коде температуры горячих электронов в зависимости от параметра $I\lambda^2$ из работы [17] представлены на рис.1.1.

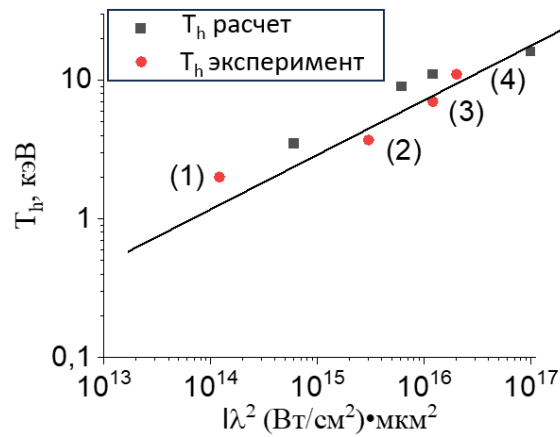


Рис. 1.1 Температура горячих электронов в зависимости от параметра $I\lambda^2$ полученная в экспериментах с субпикосекундными импульсами (круглые точки), и вычисленная с помощью ПИК кода (квадратные точки) Экспериментальные результаты взяты из работ (1) - [37], (2) - [33], (3) - [39], (4) - [40], Расчётные данные были взяты из работы [17].

Горячие электроны, формируемые в плазме, проникают внутрь материала мишени и инициируют генерацию тормозного и характеристического (линейчатого) рентгеновского излучения сверхкороткой длительности. Интегральный выход Y рентгеновского излучения (суммарная энергия регистрируемых рентгеновских квантов) возникающего в плазме при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на твердотельную мишень зависит от плотности и энергетического распределения горячих электронов, и отвечает следующей зависимости [16]:

$$Y \sim f(T_h, Z) \sim (I\lambda^2)^\alpha Z^\beta \quad (1.4)$$

где T_h – температура горячих электронов, Z – атомный номер материала мишени, I – интенсивность лазерного излучения, λ – длина волны лазерного излучения.

Для тормозного рентгеновского излучения при интенсивностях лазерного излучения $\sim 10^{16}$ Вт/см² воздействующего, например, на кремний коэффициент α принимает значение ~ 1.8 ($E > 2.5$ кэВ) до ~ 3.4 ($E > 13$ кэВ) [38]. В случае характеристического рентгеновского излучения в диапазоне лазерных интенсивностей $(0,1 - 4,0) \cdot 10^{15}$ Вт/см² воздействующих на медную мишень коэффициент α принимает значение 3.6 [37] и 4.2 [41]. В работе [42] в диапазоне интенсивностей $5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² – 10^{17} Вт/см² для медной мишени при длительности лазерного импульса 250 фс коэффициент составил 2.6, а для длительности импульса 45 фс, в диапазоне интенсивностей 10^{16} Вт/см² – 10^{18} Вт/см² составил 1.7. Коэффициент β принимает

значение – 1,67 [16]. Отметим, что следуя зависимости (1.4), при сопоставимой лазерной интенсивности, выход рентгеновских фотонов будет различным для мишеней с разным атомный номером материала мишени, как это было показано в работах [37,42].

На рис. 1.2. приведена сводная информация по выходу характеристического рентгеновского излучения (Cu K α 8 кэВ) за одиночный лазерный импульс в зависимости от интенсивности сфокусированного лазерного пучка с интенсивностью в диапазоне 10^{14} Вт/см 2 – 10^{18} Вт/см 2 , взятая из работ [22,37,42–47] для типичных длительностей импульса 50 – 250 фс, и частот лазерного воздействия 10 Гц – 1 кГц. Зависимость аппроксимируется степенной зависимостью: $Y \sim I^2$.

Как видно из графика, выход характеристически лазерных фотонов за импульс при лазерной интенсивности 10^{14} – 10^{15} Вт/см 2 составляет порядка 10^3 – 10^4 фот/импульс/2 π ср при воздействии излучения фемтосекундного лазера с длиной волны 0,8 мкм на гладкую поверхность металлической мишени, расположенную в воздухе или вакууме [37,41,46]. При этом эффективность конверсии энергии лазерного излучения в характеристическое рентгеновское излучение составляла порядка 10^{-8} [41,46]. Повышение интенсивности до 10^{17} – 10^{18} Вт/см 2 приводит к увеличению выхода характеристических фотонов до $\sim 10^8$ фот/импульс/2 π ср и эффективности конверсии до 10^{-5} [42,44].

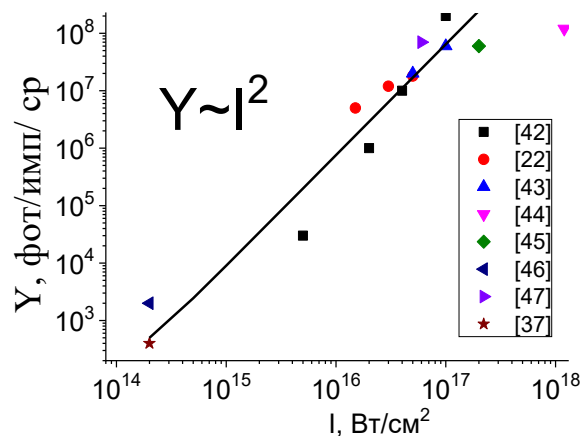


Рис.1.2. Поток характеристических рентгеновских фотонов (Y) в зависимости от лазерной интенсивности (I). Данные взяты из источников, приведенных на врезке.

При этом, диаметр рентгеновского источника, полученного при воздействии на мишень остро-сфокусированного лазерного излучения (размер перетяжки в вакууме 1,5 – 4 мкм) с интенсивностью 10^{17} – 10^{18} Вт/см 2 обычно оказывается в 2 – 5 раз больше диаметра лазерной перетяжки и составляет 8 – 30 мкм [20,21,24,28,48–51]. Увеличение размера

рентгеновского источника происходит за счет диффузии высокоэнергичных электронов. Важным параметром является контраст лазерного излучения. Так, его ухудшение приводит к увеличению рентгеновского пучка. Также к увеличению диаметра пучка приводит увеличение лазерной интенсивности [50,51]. Так, при 10^{19} Вт/см² размер рентгеновского пучка был больше размера лазерной перетяжки в 25 раз, при $5 \cdot 10^{17}$ Вт/см² – в 3 раза, при $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² – в 1,5 [51]. Зависимость размера рентгеновского пучка при различных интенсивностях лазерного излучения и аппроксимация на интенсивности $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² приведена на рис.1.3.

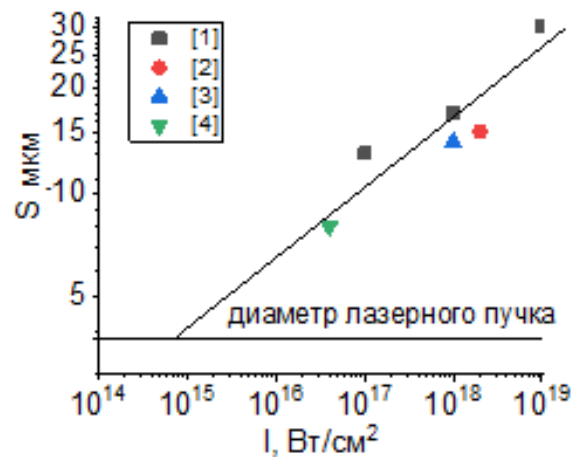


Рис. 1.3. Размеры рентгеновского пучка (S) от лазерной интенсивности (I) из работ 1 - [21], 2 - [20], 3 - [49], 4 - [28].

Таким образом, уменьшение интенсивности приводит к уменьшению диаметра источника рентгеновского излучения. Можно предположить, что при интенсивностях 10^{14} Вт/см² – 10^{15} Вт/см² его диаметр будет сравним с размером лазерной перетяжки.

1.2 Генерация второй гармоники в приповерхностной лазерной плазме

Процесс взаимодействия интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с мишенью в режиме плазмообразования может сопровождаться генерацией второй гармоники, которая является следствием нелинейного взаимодействия лазерного излучения с электронными колебаниями, возбуждаемыми в плазме в области критической плотности электронов, когда частота плазменных волн близка к частоте воздействующего излучения [52]. Вторая гармоника (ВГ) имеет ту же поляризацию, что и основное излучение и излучается в направлении зеркального отражения основного излучения [53]. При острой

фокусировке также возможна генерация второй гармоники при нормальном падении лазерного пучка на мишень. Рассеяние второй гармоники в таком случае происходит преимущественно назад по оси падения лазерного пучка. Это было показано теоретически в работах [54] [52] [55] [56], а экспериментально наблюдалась генерация ВГ назад в плазме для импульсов наносекундных и пикосекундных длительностей в [52] [57] [58].

Отметим, что сигнал второй гармоники может претерпевать различные спектральные модификации [52] [53]. Сдвиги спектра ВГ могут быть связаны со сдвигами спектра основного излучения. Может возникнуть доплеровский сдвиг в зависимости от того, расширяется ли плазма во время импульса навстречу лазерному лучу (сдвиг в синюю область) или же от него (сдвиг спектра в красную область). Также этот процесс может приводить к уширению спектра ВГ [52].

Эффективность преобразования во вторую гармонику для металлов при интенсивности лазерного излучения $I \sim 10^{16}$ Вт/см² будет определяться коэффициентом вклада свободных электронов ($\sim 10^{-20}$ см²/Вт) [53] и составлять $\eta \sim 10^{-4}$. Интенсивность сигнала второй гармоники нелинейно зависит от интенсивности лазерного излучения I : $Y_{ВГ} \sim I^\gamma$. Эта зависимость близка к квадратичной: показатель степени γ принимает значения от 1,5 – 1,7 [59,60] до 2,6 [53] и похожа на зависимость выхода рентгеновского излучения от интенсивности лазерного излучения, что показано в работах [58,61–63].

Так как ВГ синхронно генерируется с рентгеновскими фотонами в приповерхностной лазерно-индуцированной микроплазме, она может служить в качестве инструмента, обеспечивающего мониторинг размера микроплазменного пятна ответственного за генерацию данных сигналов, что может быть предметом исследований.

1.3 Фемтосекундная лазерная абляция в режиме плазмообразования

Абляцией называется процесс лазерно-иницированного выноса вещества мишени. В случае пико- и фемтосекундных импульсов пороги абляции лежат в области интенсивностей, при которых начинается ионизация вещества - $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см². Таким образом, для фемтосекундных импульсов процесс ионизации металлов и диэлектриков схожи [64].

Лазерная энергия сначала поглощается свободными электронами за счет обратного тормозного поглощения в скин - слое (толщиной обычно десятки нм). Далее следует быстрая релаксация энергии внутри электронной подсистемы, и передача энергии решетке за счет электрон-фононного взаимодействия.

Время электрон-электронных взаимодействия порядка длительности фемтосекундного импульса, то есть единицы - десятки фемтосекунд [64]. Передача энергии решетке (электрон-фононная релаксация) происходит за счет столкновений электронов и ионов, и занимает порядка нескольких пикосекунд [65]. Эти процессы описываются одномерной двух-температурной моделью, в которой отдельно рассматривается температура электронов и ионов [64–67].

Ионизованные электроны вылетают из мишени, и создают сильное электростатическое поле, вытягивающее ионы из мишени при условии, что энергия электронов выше энергии связи.

В мишени возникают сильные градиенты температур и давлений, которые приводят к формированию внутренних напряжений. Сильный нагрев вещества приведет к его испарению. Однако, вблизи критической точки вещество может находиться в состоянии метастабильной жидкости. Время жизни такого состояния несколько пикосекунд, затем вещество распадается на смесь жидкости и газа [68]. Возникшие напряжения могут привести к формированию пустот, если время жизни этого состояния превышает время механического разрушения, то происходит и механический откол материала с последующим расслоением вещества на жидкость и газ. В противном случае происходит фазовый взрыв с распадом вещества на газ и капли. Время выноса массы вещества составляет до сотен пикосекунд. Расширение плазмы и интенсивный выброс пара и капель приводит к образованию ударных волн в окружающем газе [67].

Глубина абляции за один импульс определяется плотностью энергии лазерного импульса и свойствами материала, и для плотностей энергии более 0.5 Дж/см^2 задается выражением [69–71]:

$$L = l \cdot \ln \left(\frac{F_a}{F_{th}} \right), \quad (1.5)$$

Где l – глубина термодиффузии электронов, F_a – поглощенная плотность энергии, F_{th} – значение пороговой плотности энергии, при которой начинается процесс абляции вещества мишени

Пороговое значение плотности лазерной энергии F_{th} отличается для металлов и диэлектриков (из-за наличия в металлах свободных электронов) и пропорционально концентрации электронов плазмы и длине волны лазерного излучения. Порог абляции металлов составляет $F_{th} \approx 0,1 - 0,7 \text{ Дж/см}^2$ [69]. Так, порог абляции меди например, составляет $\sim 0,6 \text{ Дж/см}^2$ [69,70]. Пороги абляции для диэлектриков оказываются выше. Так, порог

абляции стекла оказывается $\sim 1,5$ Дж/см² [72]. Для сапфира же порог абляции составляет порядка 9 Дж/см² ($I \sim 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см², $t \sim 150$ фс) [73].

Отметим, что термин «глубина абляции» корректно употреблять в случае одноимпульсной абляции, в случае же многоимпульсного воздействия удобнее использовать термин «скорость абляции», характеризующей среднюю скорость удаления материала за один лазерный импульс $\langle V \rangle = H / N$, где H – глубина образованного канала, N – число импульсов, необходимых для его образования. Далее будет использоваться этот термин. Средняя скорость абляции зависит от плотности энергии и плотности материала. Так, для металлов при $F = 10$ Дж/см² и $t = 100$ фс для стали, никеля и меди она составляет порядка 0,3 мкм/импульс, для алюминия возрастает до 0,5 мкм/импульс [70]. При увеличении плотности энергии до 100 Дж/см² скорость абляции возрастает до $\sim 1,5$ мкм/импульс для стали, никеля и меди, и до 4 мкм/импульс для алюминия [70].

Размер образованных в результате абляции кратеров растет с увеличением плотности энергии и связан с размером воздействующего на мишень пучка гауссового профиля следующим образом [74]:

$$D^2 = 2\omega_0^2 \frac{F}{F_{th}} \quad (1.6)$$

где ω_0 – диаметр гауссова пучка, D – размер кратера, F – плотность энергии, соответствующая данному размеру кратера.

Таким образом, измерение кратеров, может использоваться для определения порогов абляции и оценки размера воздействующего пучка [72–75].

1.4 Увеличение выхода рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на модифицированную поверхность

Известно, что взаимодействие излучения со структурированными поверхностями мишени приводит к увеличению энерговклада [76], более эффективной генерации горячих электронов [77] и, соответственно, более эффективной генерации рентгеновского излучения [78].

В качестве таких мишеней используют мишени с периодическим рельефом, такие как дифракционные решетки [79], пористые структуры [44,80,81], а также кратеры, сформированные при воздействии лазерного излучения на мишень [82].

Для мишеней с периодическим рельефом или наноструктурированной поверхностью характерно значительное возрастание интенсивности воздействующего излучения (при высоком контрасте лазерного излучения) за счет усиления локального электромагнитного поля, которое может появиться из-за генерации поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Генерация ПЭВ зависит от периода структуры мишени, длины волны лазера, поляризации и концентрации свободных электронов [83].

Еще один из видов структурированной поверхности – массив наностержней. Известно [84], что чем ближе частота лазерного излучения к плазмонному резонансу наноструктуры, тем эффективнее возбуждается электронная подсистема металлических наноструктур. Наностержни — это наноразмерные твердые объекты, имеющие цилиндрическую форму, в которых радиус обычно меньше длины в 10 раз или более, при этом один размер имеет порядок 100 нм. Если электрическое поле поляризовано перпендикулярно оси цилиндра, эффективность возбуждения плазмонных колебаний снижается, и поляризация цилиндра уменьшается. Таким образом, и эффективность возбуждения плазмонного отклика зависит от ориентации линейной поляризации излучения.

Так, в работе [85] в качестве мишени использовалась структура, состоящая из подложки с массивом вертикально расположенных наностержней. При воздействии на мишень интенсивными лазерными импульсами ($I \sim 10^{17}$ Вт/см²), наблюдалась зависимость выхода рентгеновского излучения от поляризации лазерного излучения. Выход рентгеновского излучения возрастал при воздействии р-поляризованным излучением, когда проекция вектора электрического поля совпадала с направлением стержней. Это также позволило повысить выход тормозного рентгеновского излучения в диапазоне 150 - 800 кэВ в 10 раз по сравнению с неструктурированной поверхностью.

Один из способов формирования микроструктуры на мишени – это создание кратеров и каналов при многоимпульсном воздействии на интенсивным фемтосекундным лазерным излучением на ее поверхность. Как правило, микроканалы имеют конусообразную (иногда цилиндрическую) форму и проявляют свойства волновода [86]. За счет конической формы, в таких каналах происходит возрастание лазерной интенсивности, рост температуры горячих электронов и, соответственно, выхода рентгеновского излучения [87,88] и сигнала второй оптической гармоники [61,62]. Так, в работе [61] при воздействии фемтосекундных

импульсов на алюминиевую мишень в вакууме с интенсивностью лазерных импульсов на поверхности мишени порядка 10^{16} Вт/см² наблюдается возрастание температуры горячих электронов в канале примерно в 2 раза по сравнению с гладкой поверхностью.

Форма канала характеризуется величиной аспектного соотношения:

$$A = H/D, \quad (1.7)$$

где H - глубина микроканала, D - его входной диаметр. Величина A растет с увеличением числа лазерных импульсов [89].

Формирование таких каналов находит применение в задачах лазерной абляции, а данные о возрастании выхода рентгеновского излучения и второй гармоники могут использоваться как сигналы обратной связи при формировании такого канала.

Стоит отметить, что исследование возможности использования лазерно-индуцированного рентгеновского излучения для мониторинга динамики изменения лазерной интенсивности, оценки ее среднего значения в процессе создания микроканала в твердотельной мишени, а также для диагностики межслойного перехода при абляции многослойной мишени ранее не проводилось.

1.5 Особенности доставки фемтосекундного лазерного излучения до мишени в режиме ионизации окружающей газовой среды

При достижении порога ионизации лазерным излучением, среда ионизируется с образованием плазмы, что приводит к изменению показателя преломления среды, и будет задаваться следующей формулой [90]:

$$\Delta n(t) \cong -\frac{N_e(t)}{2N_{cr}}, \quad (1.8)$$

Где $N_e(t)$ – концентрация электронов плазмы газа, $N_{cr} = \frac{\omega^2 m_e}{4\pi e^2}$ - критическая концентрация электронов. Возникают условия для дефокусировки лазерного пучка и потерь энергии на ионизацию. Эти факторы приводят к ограничению доставляемой на мишень интенсивности [91] и плотности энергии, в результате чего понижается скорость абляции материала [92]. При этом происходит увеличение диаметра пучка на мишени и, соответственно, увеличение диаметра кратера и канала [90,92,93], и уменьшается выход рентгеновского излучения [22].

Для удобства введем понятие «вакуумной интенсивности» и «вакуумной плотности энергии» - интенсивности и плотности энергии, которые были бы на мишени в отсутствии газовой среды.

Так, [94,95] при фокусировке $f = 10$ см, при длительности лазерного импульса $\tau = 100$ фс, и вакуумной интенсивности $\sim 10^{14}$ Вт/см² потери энергии на ионизацию не превосходят 5%. В случае увеличения интенсивности до $\sim 10^{15}$ Вт/см², они уже возрастают до 13%.

В работе [92] при достижении «вакуумной плотности энергии» $F \sim 10$ Дж/см², $\tau = 100$ фс, $d_{vac} \sim 18$ мкм ($NA \sim 0,05$) средняя скорость абляции стали в воздухе стабилизируется на уровне $\langle V_a \rangle \sim 0,3$ мкм/импульс, в то время как в вакууме она возрастает до $\langle V_a \rangle \sim 1$ мкм/импульс при $F \sim 100$ Дж/см². При этом диаметр кратера в вакууме слабо зависит от плотности энергии и почти не изменяется при увеличении ее. В воздухе, при возрастании плотности энергии в 10 раз, диаметр кратера увеличивается более чем в 10 раз, достигая 200 мкм при «вакуумной плотности энергии» $F \sim 100$ Дж/см² (см. Рис. 1.4). Таким образом, реальная плотность энергии на мишени стабилизируется на уровне $\sim 7 - 10$ Дж/см².

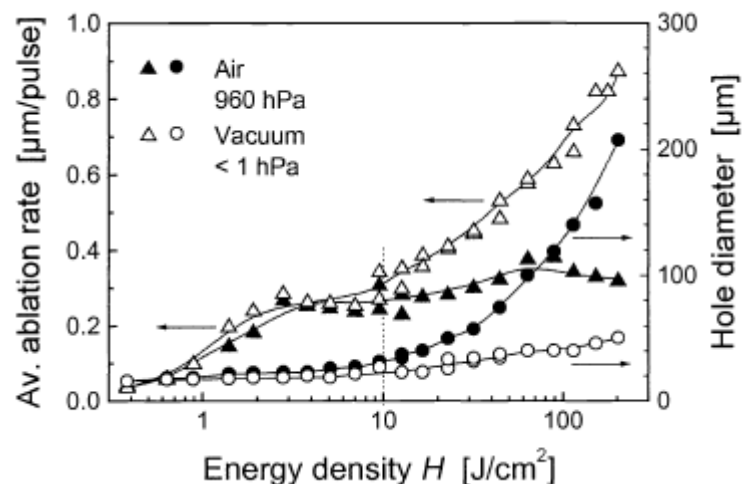


Рис.1.4. Средняя скорость абляции и диаметра канала в воздухе и в вакууме в зависимости от плотности энергии (мишень из стали, 110 фс, 800 нм, 1 кГц) из работы [92].

Схожие результаты представлены также в работе [93], в которой при плотности энергии на уровне $F \sim 7$ Дж/см² наблюдалась интенсивность на уровне $I \sim 1,3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при близких условиях лазерного воздействия ($d_{vac} \sim 20$ мкм, $t \sim 43$ фс).

Следует отметить, что в микроканале ($A \gg 1$) может накапливаться взвесь аблированных частиц, создавая, таким образом, дополнительные препятствия доставке излучения до дна микроканала и понижая порог ионизации среды [63].

Эксперименты по лазерно-плазменной генерации рентгеновского излучения в атмосфере воздуха также приводили к уменьшению выхода рентгеновского излучения. Так, в работе [96] при фокусировке $NA = 0,2$ при вакуумной интенсивности $\sim 10^{16}$ Вт/см² выход рентгеновского излучения за импульс стабилизировался на уровне $5 \cdot 10^4$ фот/имп/2πср и оказывался в 200 раз ниже чем в вакууме.

Наличие ионизованных электронов перед мишенью приводит к сдвигу спектра основного излучения и отраженного сигнала второй гармоники в голубую область спектра, вызванного ионизацией газа [52].

С учетом модели Друде для плазмы свободных электронов величина данного сдвига может быть представлена в виде [97]:

$$\Delta\lambda = -\frac{e^2\lambda^3L}{2\pi m_e c^3} \frac{dN_e}{dt}, \quad (1.10)$$

где $\Delta\lambda$ - сдвиг для длины волны основного излучения, m_e , e – масса и заряд электрона, c – скорость света в вакууме, λ - длина волны излучения, L - характерная длина нелинейного взаимодействия, dt - длительность лазерного импульса. Таким образом, следуя [97], сдвигу $\Delta\lambda = 11$ нм, длительности лазерного импульса $dt = 100$ фс, при центральной длине волны $\lambda = 626$ нм, длине взаимодействия $L = 100$ мкм и интенсивности $I \approx 10^{16}$ Вт/см² соответствует электронная плотность $N_e \approx 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Таким образом, сдвиг спектра излучения может быть использован для определения концентрации электронов перед мишенью.

«Порог» плазмообразования среды можно увеличить за счет замены воздуха на газ с большим потенциалом ионизации, например, на гелий. Его потенциал ионизации примерно в 1,5 раза выше чем у воздуха (~ 25 эВ для гелия, ~ 15 эВ для воздуха [11]), а порог ионизации по интенсивности в гелии выше примерно в 10 раз и составляет $\sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² [11]. При этом оказывается ниже и максимально возможная концентрация электронов (полная ионизация) $\sim 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ в гелии против $4 \cdot 10^{20}$ см⁻³ у воздуха [98].

В работах [91,99] теоретически было показано, что реальная интенсивность на мишени в гелии будет возрастать в 5 – 10 раз по сравнению с воздухом при острой фокусировке лазерного излучения ($NA = 0,1$ и $0,4$). Отметим также, что в расчетах было показано, что повышение остроты фокусировки пучка также повышает максимально достижимую интенсивность в газовой среде за счет уменьшения перетяжки [99]. Так, в для $\lambda = 0,8$ мкм в режиме острой фокусировки $NA = 0.4$ обеспечивался размер пучка примерно в

10 раз меньше, чем при $NA = 0,1$. Это приводит к увеличению интенсивности на мишени до 100 раз [99].

Гелиевый поддув приводит к увеличению выхода рентгеновского излучения [48,96]. Так, в работе [96] при фокусировке ($NA \sim 0,2$) излучения титан-сапфирового лазера ($\lambda = 0,8$ мкм) на медную мишень при вакуумной интенсивности $I \sim 6 \cdot 10^{16}$ Вт/см² выход рентгеновского излучения при поддуве гелия в область перетяжки оказался более чем на порядок выше чем в воздухе и достиг величины $\sim 5 \cdot 10^6$ фот/имп/2пср, при эффективности конверсии $\sim 5 \cdot 10^{-6}$. В ранней работе [48] фокусировка $NA \sim 0,4$, вакуумная интенсивность $I \sim 6 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и гелиевым поддувом обеспечила выход $\sim 3 \cdot 10^7$ фот/имп/2пср, измеренные потери на ионизацию составили $\sim 5\%$.

Вместе с тем, в расчётных работах [48,96] также рассмотрен вопрос увеличения длительности импульса как способ уменьшить влияние ионизации. Увеличение длительности приводит к уменьшению вакуумной интенсивности, меньшей дефокусировке пучка и возрастанию плотности доводимой до мишени энергии, что может привести и к возрастанию выхода рентгеновского сигнала, однако подобных экспериментальных исследований не проводилось.

1.6 Дистанционное взаимодействие мощного фемтосекундного лазерного излучения с мишенью в режиме филаментации

При достижении критической мощности фемтосекундного лазерного излучения появляется положительная керровская добавка к показателю преломления, которая обеспечивает режим самофокусировки. Критическая мощность задается формулой [100]:

$$P_{cr} = 3,77 \cdot \lambda^2 / (8 \pi \cdot n_0 \cdot n_2), \quad (1.11)$$

где λ – длина волны лазерного излучения, n_0 – показатель преломления среды, n_2 – нелинейный показатель преломления, керровская нелинейность. Для воздуха при атмосферном давлении ($\lambda = 0,8$ мкм, $n_2 = 3 \cdot 10^{19}$ см²/Вт) она составляет порядка 3 ГВт. Как правило, режим самофокусировки в нелинейной газовой среде сопровождается процессом ионизации. Баланс между самофокусировкой и плазменной дефокусировкой позволяет формировать филаменты [101] – плазменные нити длиной до десятков и сотен метров, которые позволяют доставлять излучение на большие расстояния. Нелинейное приращение показателя преломления Δn в этом случае складывается из двух величин: положительной добавки к показателю преломления среды, обусловленной керровской нелинейностью

третьего порядка, пропорциональной интенсивности поля и отрицательной добавки, связанной с ионизацией среды:

$$\Delta n(t) \cong n_2 I(t) - \frac{N_e(t)}{2N_{cr}} \quad [11] \quad (1.12)$$

Филамент содержит порядка 20% лазерной энергии, и окружен резервуаром энергии, который подпитывает его по мере распространения [101].

К числу основных задач, связанных использованием филаментов, можно отнести генерацию суперконтинуума, дистанционный мониторинг загрязняющих примесей [102], инициирование химических реакций [103]. Процесс дистанционного взаимодействия излучения в режиме филаментации с твердотельными мишенями исследуется как с целью анализа элементного состава в результате анализа индуцированных эмиссионных спектров [66,104], так и с целью дистанционной микрообработки материалов [12,105–107].

Интенсивность в филаменте является важным параметром, определяющим его нелинейные свойства и зависящим от условий фокусировки излучения, длины волны излучения, и среды, в которой филамент распространяется. Приведенные данные, полученные в эксперименте для длин волн лазерного излучения от 200 нм до 1000 нм для филамента в воздухе дают оценки от 10^{12} Вт/см² до 10^{14} Вт/см² [101]. Существуют разные методики оценки этого параметра. Один из методов связан с измерением отношения амплитуд эмиссионных линий ионизованного газа, который дает оценку по интенсивности порядка $4 \cdot 10^{13}$ Вт/см² в филаменте в воздухе, образованном сфокусированным фемтосекундным лазерным излучением с $\lambda = 0,8$ мкм, при использовании линзы с $f = 100$ см, и порядка 10^{14} Вт/см² с использованием линзы с $f = 11$ см [108]. Другой метод основан на измерении энергии, прошедшей через диафрагму в фольге, при условии известного значения длительности импульса и известного диаметра диафрагмы. Полученная таким методом оценка отвечала величине интенсивности $1,4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в филаменте в воздухе, образованном сфокусированным излучением лазера с $\lambda = 0,8$ мкм с использованием линзы с $f = 100$ см [109].

Важным фактором, влияющим на эффективность взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с мишенями вообще и фемтосекундного излучения в режиме филаментации в частности, является использование chirпированных импульсов. Для стандартной схемы взаимодействия chirпированных импульсов с твердотельной средой, эффективность процесса абляции, эмиссии атомных линий и выход рентгеновского излучения при введении chirпа повышается по сравнению с воздействием спектрально-ограниченных импульсов и зависит от знака chirпа [110,111]. Известно, также, что

использование chirпированных импульсов позволяет создавать более устойчивые филаменты, управлять началом филамента [112], влиять на характер трансформации импульса в филаменте [113], а также повышать плотность энергии в нем [13,14]. Так, в работе [13] плотность энергии в филаменте длиной порядка 10 м оказалась выше при использовании лазерных импульсов с длительностью 450 фс по сравнению с использованием импульсов с длительностью 50 фс как минимум в 3 раза (отметим, что при длительности 50 фс наблюдался мультифиламент). В работе [113] было обнаружено, что форма импульса в филаменте при энергии более 2,5 мДж разбивается на несколько «частей» на расстоянии порядка 4 м.

В работах [112,114] отмечено, что отрицательно-chirпированные импульсы (отрицательная начальная фазовая самомодуляция) укорачиваются за счет компенсации дисперсии групповых скоростей, при этом филамент получается длиннее. С уменьшением длительности импульса растет мощность, новые слои достигают критической мощности, их самофокусировка как бы задерживается. Так, в [115] было обнаружено уменьшение длительности импульса со 150 фс до 50 фс на расстоянии 105 м. В работе [12] разница в длине филаментов, образованных лазерным излучением с импульсами разного знака chirпа наблюдалась также и в случае филаментов, созданных при дополнительной фокусировке линзой с $f = 100$ см. Филамент в случае отрицательно-chirпированных импульсов оказался длиной 15 см, что на 2 см длиннее филамента, образованного положительно-chirпированными импульсами. При этом, разница в длине объясняется компенсацией дисперсии групповых скоростей в фокусирующей линзе.

Отметим, что максимальные значения интенсивности в филаменте близки к пороговым значениям интенсивности необходимым для генерации рентгеновского излучения. Заметим, что в режиме монофиламентации (в условиях сохранения мощности, соответствующей этому режиму) одновременное увеличение энергии и длительности импульса должно привести к увеличению плотности энергии в филаменте и, соответственно, к увеличению скорости абляции, эмиссионного сигнала и возможного сигнала рентгеновского излучения. Вместе с тем, в литературе не рассмотрен вопрос о возможности генерации рентгеновского излучения при дистанционной абляции мишени лазерным излучением в режиме филаментации, образованным мягкофокусированным излучением и возможности оценки интенсивности в таком процессе используя рентгеновский сигнал.

1.7 Особенности импульсно-периодического взаимодействия острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью, находящейся во вневакуумных условиях

В настоящее время мощные волоконные лазеры, генерирующие импульсы пико- и фемтосекундной длительности, находят все возрастающее применение, как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях [116]. Такие лазеры способны генерировать импульсы с относительно небольшой энергией ($\sim 10 - 40$ мкДж), на высокой частоте повторений (сотни КГц – десятки МГц), обладая высокой мощностью (десятки Ватт) и, соответственно, эффективной производительностью, что находит применение в задачах микрообработки материалов [4,117,118]. Они могут обеспечивать достаточно большой удельный энергозатрат в мишень в секунду, что важно как в задачах микрообработки, так и в задачах создания рентгеновского источника. Однако, использование лазеров с высокой частотой повторений импульсов приводит к усложнению картины взаимодействия лазерного излучения с веществом. Это происходит за счет того, что на временных интервалах между импульсами состояние мишени и окружающей среды не успевают релаксировать до исходного состояния. Так, известно [67,119,120], что времена рекомбинации лазерно-индуцированной плазмы составляет от 100 нс до 1 мкс, что близко к временному интервалу между отдельными импульсами при частотах лазерного воздействия более 1 МГц.

В работе [121] проведены исследования воздействия высокочастотного лазерного излучения на алюминиевую мишень (плотность энергии в импульсе $F = 2,2$ Дж/см², диаметр пучка 30 мкм, частота воздействия импульсов $f \leq 8$ МГц). Фотографии, полученные методом теневой съемки при скорости перемещения мишени 250 м/с, показали что при частоте импульсов 500 кГц абляционные факелы импульсов не перекрываются, при частоте 1 МГц соприкасаются, а при частоте 2 МГц уже становятся неразделимыми, демонстрируя, что последующий импульс воздействует с факелом предыдущего. При частоте повторения импульсов 8 МГц уже наблюдается облако полностью слившихся плазменных факелов. Это может быть результатом пространственно перекрывающихся шлейфов, которые образуют турбулентный шлейф, вызванный большим количеством следующих друг за другом ударных волн.

В работах [4,117,122] при абляции мишени с плотностью энергии $F = 2 - 20$ Дж/см² говорится об уменьшении скорости абляции при частоте импульсов более 100 кГц (временная задержка между импульсами менее 10 нс), объясняемой экранировкой энергии аблированными микрочастицами.

О наблюдении микрочастиц над поверхностью мишени на временах порядка 110 нс говорится в работах [121,123–125] при абляции металлов фемтосекундными лазерными импульсами с плотностью энергии $2 - 20$ Дж/см². Отметим, что продукты абляции имеют различный размер и обладают различной скоростью разлета. Так, на движущемся с большой скоростью переднем фронте находятся атомы паровой фазы и небольшие кластеры, а крупные наночастицы находятся на заднем фронте разлетающегося шлейфа. Причем появление кластеров при лазерной абляции сверхкороткими импульсами является результатом как прямого выброса кластеров из мишени, так и их агрегации, связанной со столкновениями при расширении шлейфа [124]. При этом ионы и нейтральные атомы, в основном, образуются на временах до 300 нс, а на более поздних временах - кластеры и наночастицы [126].

При более высокой частоте было выявлено поглощение лазерного импульса в плазме предшествующего импульса. Эксперименты, проводимые по тандемному облучению фемтосекундными импульсами стальной мишени [118] показали, что наличие второго импульса, следующего с частотой 100 МГц (задержкой между импульсами 10 нс), никак не повышает темпы абляции. По мнению авторов, излучение последующего импульса полностью поглощается в плазме.

Кроме того, существенными также являются процессы, связанные с аккумуляцией тепла в приповерхностной части мишени [80,127]. Так, в работе [127] исследован процесс нагрева поверхности мишени при многоимпульсном лазерном воздействии (средняя мощность лазерного излучения – 13 Вт, энергия в импульсе 0,8 мкДж, диаметр пучка на мишени 30 мкм, плотность энергии $F = 2$ Дж/см²) на стальную, медную, алюминиевую мишени. Показано, что воздействие лазерных импульсов с частотой до 1 МГц приводит к существенному разогреву поверхности мишени при импульсно-периодическом воздействии. При этом увеличение частоты лазерного воздействия приводило к увеличению температуры поверхности, и, соответственно, увеличению средней скорости абляции. Так, в случае алюминиевой мишени, при частоте 1 МГц увеличение температуры составило 1,5 раза по сравнению с частотой 50 кГц. Показано, что, медная мишень нагревалась до 40 градусов после воздействия 20 импульсов, а сталь – до 300 градусов.

Сочетание таких параметров, как наличие нелинейной среды в приповерхностной области, состоящей из продуктов абляции, перегрев и модификация поверхности мишени, под воздействием лазерного излучения приводит к наличию зависимости выхода рентгеновского излучения от пространственного смещения мишени между лазерными импульсами [128].

Так, в работе [129] при частоте воздействующих лазерных импульсов $f = 50 - 400$ кГц, лазерной интенсивности $I \sim 10^{14}$ Вт/см², диаметре пучка в перетяжке $d \sim 10$ мкм, выход рентгеновского излучения был максимальным при межкратерном расстоянии 0,7 мкм и 2,5 мкм при частотах лазерного излучения $f = 50 - 200$ кГц, и дополнялся локальным максимумом на 1,5 мкм при частоте 400 кГц. При этом выход был минимальным в случае, если импульсы не перекрывались.

В работе [130] регистрировалось лазерно-индуцированное характеристическое рентгеновское излучение из железной (6,4 кэВ) и хромовой мишени (5,4 кэВ) при воздействии на мишень фемтосекундными лазерными импульсами (длительность импульса $\tau = 340$ и 600 фс, диаметр лазерного пятна $d = 30$ мкм) с частотой $f = 1,6$ МГц. При этом выход рентгеновского излучения имел зависимость от пространственного расстояния между импульсами и был максимален при межкратерном расстоянии 0,7 – 0,9 мкм и уменьшался более чем в 10 раз при увеличении смещения между импульсами до максимально возможного 6,5 мкм. Заметим, что выход характеристического рентгеновского излучения наблюдался при интенсивности на мишени $I \sim 10^{13}$ Вт/см² (межкратерное расстояние 0,9 мкм) и $I \sim 1,3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (межкратерное расстояние 5 мкм). Также возрастала и максимальная энергия фотонов, которая достигала 12 кэВ при максимальной интенсивности $I \sim 1,6 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (межкратерное расстояние 0,9 мкм) и достигала всего лишь 8 кэВ в случае расстояния 5 мкм.

Таким образом, при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов в режиме высокой частоты повторений, в приповерхностной области мишени может возникать двухкомпонентная среда, состоящая из окружающего газа и лазерно-индуцированных продуктов абляции. Взаимодействие последующего импульса может происходить с этой средой, однако перегрев и модификация поверхности мишени могут усложнять картину происходящих в приповерхностной области процессов.

Отметим, что использование острогофокусированного высокочастотного фемтосекундного излучения волоконного лазера на мишень для создания микрофокусного

рентгеновского источника ранее не проводилось. При этом разработка методики контроля размера полученной лазерно-плазменной области ответственной за генерацию рентгеновского излучения является актуальной.

Выводы по главе

1. Создание микроканала в мишени за счет фемтосекундной лазерной абляции при лазерной интенсивности на поверхности мишени 10^{14} Вт/см² и более сопровождается генерацией рентгеновского излучения, амплитуда которого возрастает в процессе его формирования. При этом выход рентгеновского излучения определяется лазерной интенсивностью и атомным номером элемента, из которого состоит мишень, при фиксированных лазерных параметрах. Однако, исследование возможности использования лазерно-индуцированного рентгеновского излучения для контроля динамики изменения лазерной интенсивности, оценки среднего ее значения в процессе формирования микроканала в твердотельной мишени, а также для диагностики послойного перехода при абляции многослойной мишени ранее не проводилось.
2. Ионизация окружающего газа и сопутствующая дефокусировка фемтосекундного лазерного пучка могут существенно ограничивать интенсивность и плотность энергии на мишени, что приводит к уменьшению выхода рентгеновских фотонов. Использование острой фокусировки, а также замена воздуха на газ с большим потенциалом ионизации позволяет доставить до мишени большую плотность интенсивности и повысить выход рентгеновского излучения. Вместе с тем, увеличение длительности импульса приводит к уменьшению «вакуумной» интенсивности, что приводит к уменьшению потерь по энергии, снижению влияния дефокусировки, увеличению энерговклада и, следовательно, увеличению выхода рентгеновских фотонов. Однако подобных экспериментальных исследований не проводилось.
3. Волоконные фемтосекундные высокочастотные лазеры являются перспективными кандидатами для создания микрофокусного рентгеновского источника. Однако, при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов в режиме высокой частоты повторений, в приповерхностной области мишени может возникать двухкомпонентная среда, состоящая из ионизованного воздуха и лазерно-индуцированных продуктов абляции. Кроме того, нагрев и модификация поверхности мишени, будут усложнять картину происходящих в приповерхностной области процессов. Таким образом, разработка методики оценки размера полученной лазерно-плазменной области, ответственной за генерацию рентгеновского излучения, является актуальной.

Глава 2. Рентгеновское излучение как диагностический инструмент при фемтосекундной лазерной абляции мишени

В первом параграфе главы обсуждаются экспериментальные исследования, направленные на определение возможности использования лазерно-индуцированного рентгеновского излучения, возникающего при воздействии последовательности мягкофокусированных фемтосекундных лазерных импульсов ($NA \sim 0,03$) с вакуумной интенсивностью $\sim 10^{14}$ Вт/см² на твердотельную мишень в режиме создания микроканала, для отслеживания динамики изменения лазерной интенсивности и разработки методики оценки средней лазерной интенсивности в таком канале.

Во втором параграфе главы обсуждаются экспериментальные результаты по исследованию возможности регистрации рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундного лазерного излучения в режиме монофиламентации ($NA = 0,008$, $P = (3 - 5) \cdot P_{кр}$), на твердотельную мишень в режиме создания микроканала. Проводится оценка средней интенсивности лазерного излучения в микроканале, образованном с помощью филамента в мишени, с помощью методики, разработанной в первом параграфе.

В третьем параграфе главы обсуждаются экспериментальные результаты, полученные при исследовании возможности использования рентгеновского сигнала для диагностики межслойного перехода при абляции многослойной мишени.

2.1. Генерация лазерно-индуцированного рентгеновского излучения при воздействии мягкофокусированного фемтосекундного лазерного излучения на медную мишень в режиме создания микроканала

2.1.1. Экспериментальная установка для генерации рентгеновского излучения при воздействии сфокусированного лазерного излучения на медную мишень

В проведенных экспериментах был использован фемтосекундный лазер Cr: forsterite с длиной волны $\lambda = 1,24$ мкм, с длительностью импульса $\tau = 200$ фс, работающий с частотой повторений импульсов $f = 10$ Гц. Энергия в импульсе ограничивалась величиной $E_{las} < \text{мДж}$, контраст на наносекундном масштабе был около 300. Фокусировка излучения на мишень осуществлялась линзой с фокусным расстоянием $f = 30$ см, что соответствовало

числовой апертуре $NA = 0,03$. Длина Релея $L_{\text{релея}} \sim 1$ мм. Диаметр пучка в перетяжке составил $d \sim 40$ мкм. В качестве мишени была выбрана медная фольга толщиной $H = 80$ мкм, много меньшей длины Релея $H \ll L_{\text{релея}} \sim 1$ мм. На стеклянной подложке была наклеена фольга, на поверхности которой зажигалась плазма, появление которой соответствовало моменту перфорации фольги.

Излучение фокусировалось нормально к поверхности мишени. Для измерения интегрального выхода рентгеновского излучения использовался ФЭУ 9107FLB (далее ФЭУ - РИ), с входной апертурой 22 мм, снабженный сцинтиллятором NaI. На входном окне ФЭУ - РИ был установлен бериллиевый фильтр толщиной 180 мкм. ФЭУ-РИ через плату сопряжения соединялся с компьютером. Программное обеспечение и калибровка производилась фирмой Гринстар Техноледжиз. Калибровка осуществлялась с использованием источника изотопов тяжелых элементов (Америция 241, Цезия 137 с характеристическими линиями ~ 100 кэВ, 30 кэВ). С помощью измерительной аппаратуры на компьютере регистрировалось значение энергии фотонов в кэВ, позволяя регистрировать интегральную энергию РИ в диапазоне от 18 кэВ. ФЭУ - РИ располагался под углом примерно 45° к направлению лазерного излучения. Расстояние от ФЭУ - РИ до мишени составляло 7 см. С учетом поглощения рентгеновского излучения бериллиевым фильтром и воздушной трассой, ФЭУ - РИ фиксировал фотоны с энергией более 3 кэВ. Регистрация оптической эмиссии плазмы осуществлялось ФЭУ-176, линейный режим его работы корректировался фильтрами (СЗС-25, НС1-9). Программно реализовался синхронный запуск ФЭУ-РИ и оптического ФЭУ, причем сигнал с оптического ФЭУ появлялся сразу же с появлением лазерно-индуцированной плазмы на поверхности мишени. Такая схема позволяла фиксировать номер импульса, при котором появляется рентгеновское излучение. Рентгеновский спектр измерялся в диапазоне энергий 2 – 18 кэВ спектрометром Amptek, располагавшимся на расстоянии 8 см от мишени. Одноквантовый режим работы задавался диафрагмой диаметром 0.5 мм, установленной перед его входным окном. Спектрометр калибровался источником на основе изотопа железа Fe-55 (характеристическая линия 6.4 кэВ). Стоит отметить, что были замечены расхождения в значениях регистрируемых ФЭУ - РИ и данных, получаемых на спектрометре. Вероятно, они были связаны с тем, что ФЭУ калибровался разработчиком по единичным фотонам с большой энергией, а в нашем эксперименте регистрировалась интегральная доза нескольких рентгеновских фотонов с энергией в диапазоне 3 – 10 кэВ – отклик ФЭУ в таком режиме не калибровался.

Оценивая энергию фотонов по спектрометру Amptek, и сопоставляя со значениями, полученными с помощью ФЭУ - РИ, вводился поправочный коэффициент, с учетом которого значения выдаваемые ФЭУ - РИ можно было перевести в реальные значения энергии.

Подсчет числа рентгеновских фотонов за импульс в телесный угол производился по формуле:

$$N_2 = N_1 \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot R_2^2}{\pi \cdot R_1^2 \cdot T}, \quad (2.1)$$

где R_1 – радиус диафрагмы, R_2 – расстояние от мишени до входного окна спектрометра, N_1 – число квантов до пересчета, T – пропускание фильтров.

Эффективность конверсии рассчитывалась как

$$\eta = \frac{N \cdot E_1}{E_{las}}, \quad (2.2)$$

где N – число характеристических квантов, измеренных спектрометром, E_1 – энергия характеристического ($K\alpha$) рентгеновского фотона, E_{las} – энергия лазерного импульса.

Схема установки представлена на рис. 2.1.1

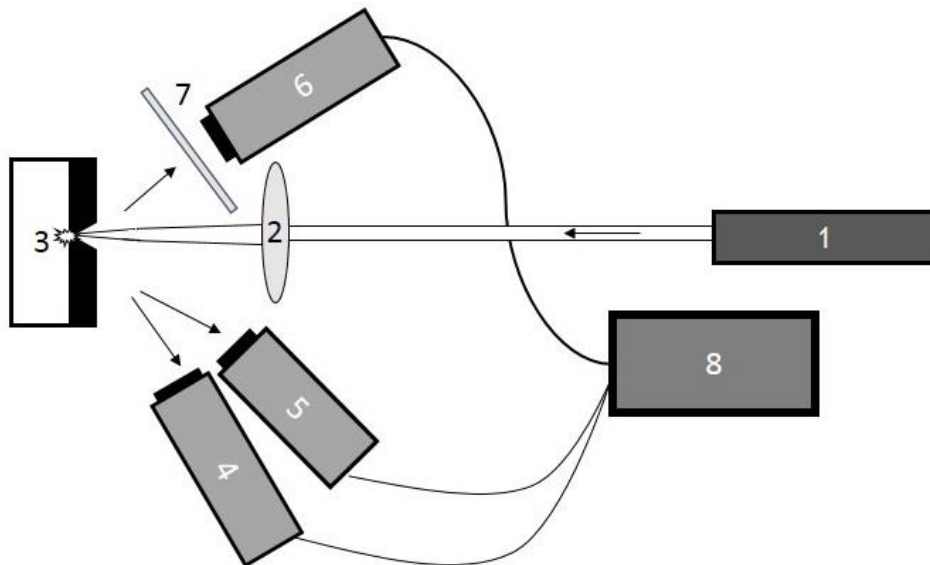


Рис.2.1.1. Схема установки: 1 – фемтосекундный Cr: forsterite лазер, 2 – линза с $f = 30$ см, 3 – медная фольга на подложке, 4 – рентгеновский ФЭУ-РИ, 5 – рентгеновский спектрометр Amptek, 6 – оптический ФЭУ, 7 – набор оптических фильтров, 8 – ПК. Адаптировано из [131].

Выбор мишени аргументировался тем, что медь является распространенным материалом для схожих исследований и имеет характеристическую линию с энергией 8кэВ , попадающую в область регистрации рентгеновского ФЭУ-РИ и спектрометра Amptek. Относительно небольшая толщина фольги позволила сделать оценку средней скорости абляции.

2.1.2. Экспериментальные результаты по генерации рентгеновского излучения при воздействии сфокусированного лазерного излучения на медную мишень

Проведено исследование динамики изменения выхода рентгеновского излучения в микроканале медной мишени при вакуумной лазерной интенсивности на поверхности мишени в диапазоне $(0.7 - 4.0) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$. На графиках приведены данные, регистрируемые ФЭУ.

Картина динамики выхода рентгеновского излучения от номера импульса для трех вакуумных интенсивностей отражена на рис. 2.1.2: «минимальной» – $(0.7 \pm 0.1) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$, «пороговой» – $(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$ и «максимальной» – $(4.0 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$. Методом скользящего среднего проведено усреднение зависимостей интегральной энергии РИ из плазмы в микроканале в мишени от номера импульса, что позволило аппроксимировать полученные данные нелинейной функцией. Установлено, что энергия РИ (E) имеет степенную зависимость от номера лазерного импульса (n): ($E \sim E_0 \times n^\alpha$). Причем показатель степени равен $\alpha_1 = 2.9 \pm 0.1$ при интенсивности $(0.7 \pm 0.1) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$. Он убывает до значений $\alpha_2 = 2.3 \pm 0.1$ при интенсивности порядка $(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$ и становится $\alpha_3 = 1.9 \pm 0.1$ при интенсивности $(4.0 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$. Такое поведение α связывается с различными начальными условиями формирования канала. При «малой» и «пороговой» вакуумных интенсивностях на начальных этапах формирование канала происходит низкими темпами (средняя скорость абляции сохраняется). И только примерно к 70-му импульсу сигнал рентгеновского излучения начинает возрастать, скорее всего, за счет повышения интенсивности и, следовательно, плотности энергии, в результате сужения канала, что приводит и к повышению скорости абляции. Образование конического канала подтверждается и тем, что выходное отверстие оказывается меньше входного (см рис. 2.1.3).

При «максимальной» интенсивности $(4.0 \pm 0.2) \cdot 10^{14} \text{Вт/см}^2$ картина резко меняется и возрастание рентгеновского сигнала наблюдается с первых импульсов, свидетельствуя о возможном возрастании скорости абляции уже на первых этапах формирования кратера [82].

Зная число импульсов, за которое происходит перфорации фольги и ее толщину (80 мкм), можно было определить среднюю скорость абляции мишени. Она составила 0.2 – 0.4 мкм/имп при плотности энергии (20 – 80 Дж/см²). Результаты при низких плотностях энергии (20 – 40 Дж/см²) находятся в согласии с данными, работы [70] для вакуумных условий. Данные по скорости абляции при «максимальной» интенсивности и соответствующей ей плотности энергии 80 Дж/см² оказываются ниже, чем в работе [70] для вакуумных условий, и близки к данным работы [92] для результатов в воздухе, что свидетельствует о влиянии воздушной среды на скорость абляции в наших условиях. Также, можно отметить что доставка лазерной энергии на дно микроканала вероятно может быть затруднена из-за накопления в нем аблированных микрочастиц, не успевающих осесть к приходу последующего импульса [132].

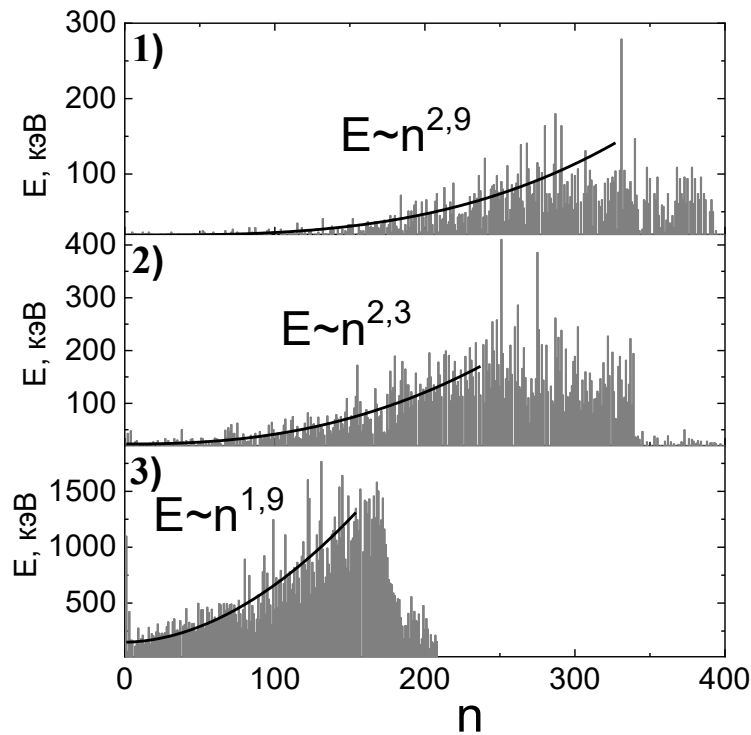


Рис. 2.1.2 Интегральная энергия рентгеновских фотонов, регистрируемых ФЭУ-РИ (E) в зависимости от номера лазерного импульса (n) при формировании микроканала в медной мишени на поверхности мишени при интенсивности: 1) $I \sim (0.7 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$ Вт/см², 2) $I \sim (1.20 \pm 0.15) \cdot 10^{14}$ Вт/см², 3) $I \sim (4.0 \pm 0.2) \cdot 10^{14}$ Вт/см². Максимальные значения энергий фотонов в полный телесный угол из микроканала оказываются: 1) $2,4 \cdot 10^4$ кэВ, 2) $4 \cdot 10^4$ кэВ, 3) $2,5 \cdot 10^5$ кэВ. Адаптировано из [131].

При увеличении лазерной интенсивности на поверхности мишени, рентгеновский сигнал достигает максимума при меньшем номере импульса, что приводит к уменьшению

показателя степени α . Регистрацию максимального значения выхода рентгеновского излучения в канале логично связать с достижением минимального диаметра микроканала и, соответственно, с максимальной лазерной интенсивностью.

После достижения максимальной интенсивности выход рентгеновского излучения в среднем остается квазипостоянным до момента создания сквозного отверстия. Это может быть связано со стабилизацией диаметра канала и лазерной интенсивности, а также появлением ряда процессов, конкурирующих с подфокусировкой излучения. По мере увеличения глубины микроканала и, следовательно, заглубления источника рентгеновского излучения, находящегося на дне канала, увеличивается длина транспортного пути в направлении зондирования, что приводит к частичному поглощению регистрируемого рентгеновского сигнала в объеме мишени. Поглощение, скорее всего, не велико из-за небольшого аспектного соотношения (минимальный размер входного отверстия составляет порядка 40 мкм, аспектное соотношение около 2). Однако, слой меди 20 мкм толщиной поглощает фотоны с энергией 8 кэВ примерно в 2 раза [133], что может уменьшать выход, регистрируемый ФЭУ.

В дополнение к этому в канале может накапливаться взвесь вещества мишени, которая приводит к проблемам доставки излучения до его дна и увеличению диаметра канала, как это описывалось в работе [132]. Это приводит, соответственно, к прекращению роста интенсивности в канале и стабилизации выхода рентгеновского излучения. За последующее резкое падение амплитуды РИ ответственен процесс сквозной перфорации мишени. Уменьшение диаметра лазерного пучка в канале подтверждается и тем, что размер выходного отверстия (20 ± 5 мкм при $1,2 \cdot 10^{14}$ Вт/см²) меньше входного (40 ± 10 мкм при $1,2 \cdot 10^{14}$ Вт/см²), см рис. 2.1.3.

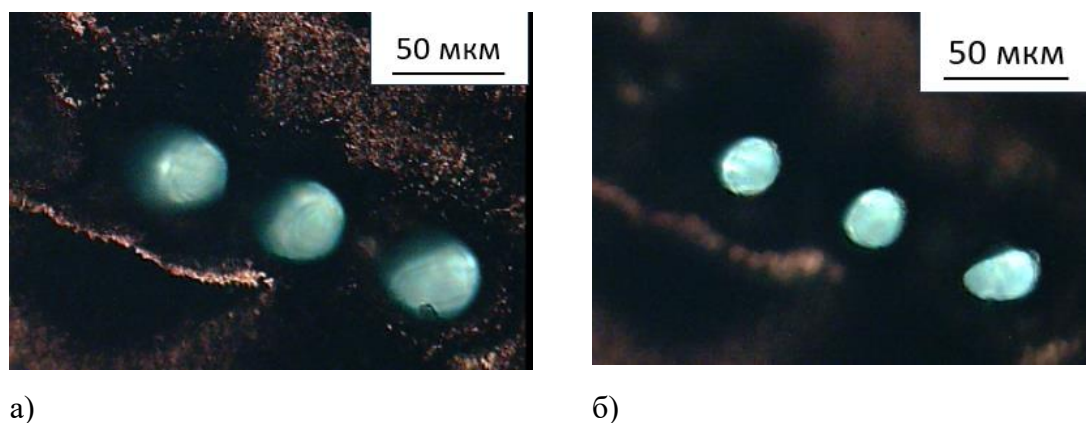


Рис. 2.1.3 Кратеры в медной фольге, полученные при интенсивности на поверхности мишени $I \sim 1,2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Входное отверстие (а), выходное (б).

Отметим, что при интенсивности лазерного излучения больше «пороговой» рентгеновский сигнал в первом импульсе характеризуется скачком амплитуды – его амплитуда превышает соответствующее значение в последующих двух-пяти импульсах примерно в 2 раза при $I \sim 1.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (рис. 2.1.2. (2)) и примерно в 4 раза при $I \sim 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (рис.2.1.2 (3)). Повышение выхода рентгеновского излучения для первого импульса при нормальном падении излучения на мишень можно связать с интерференцией падающего и отраженного от поверхности излучения [134]. При этом влияние этого эффекта возрастает с интенсивностью I . Наличие процесса интерференции подтверждается и тем, что при наклонном падении лазерного излучения на мишень скачок сигнала рентгеновского излучения для первого импульса отсутствует. Полученные данные позволили построить зависимость выхода рентгеновского излучения во втором импульсе, от вакуумной интенсивности на поверхности (рис.2.1.4). Также была построена зависимость максимального значения выхода рентгеновского излучения из плазмы в микроканале мишени от лазерной интенсивности на поверхности мишени. Обнаружено, что зависимость аппроксимируются степенной функцией $E \sim I^g$, где для случая второго импульса $g_2 = 2.5$. (рис.2.1.4). Зависимость сопоставима с известными литературными данными [37].

Используя зависимость выхода рентгеновского излучения от лазерной интенсивности для второго импульса, можно оценить возрастание интенсивности лазерного излучения в канале мишени. Для оценки используется величина амплитуды второго импульса, поскольку для него должна существенно снижаться вероятность возникновения интерференционного эффекта из-за появления микрократера. Учитывая, что максимальное значение выхода рентгеновского излучения в канале отличается от минимального значения выхода рентгеновского излучения в первых импульсах примерно в 5 – 7 раз, то интенсивность в микроканале мишени должна увеличиваться не более чем в 2 раза. Исходя из этих оценок, диаметр лазерного пучка может уменьшиться при этом примерно в 1.5 раза, что, в целом, близко к отношению размера входного отверстия к размеру выходного отверстия, которое также составляет примерно 1,5.

Также была построена зависимость максимального значения выхода рентгеновского излучения из плазмы в микроканале мишени от величины лазерной интенсивности на поверхности мишени в диапазоне $(0.7 - 4.0) \cdot 10^{14}$ Вт/см², которая аппроксимируется функцией с показателем степени $g_3 = 2.2$ (рис.2.1.4, пунктирная линия).

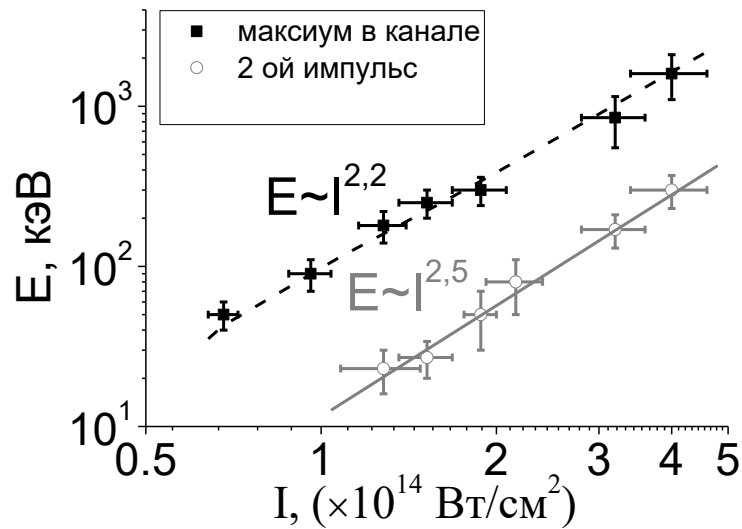


Рис.2.1.4. Зависимость интегральной энергии рентгеновских квантов, регистрируемых ФЭУ-РИ во втором импульсе (сплошная линия), зависимость интегральной энергии рентгеновских квантов максимально достижимой при формировании микроканала и регистрируемых ФЭУ-РИ (пунктирная линия) от лазерной интенсивности на поверхности медной мишени. Адаптировано из [131].

Полученная зависимость выхода рентгеновского излучения с поверхности мишени (во 2-ом импульсе) от лазерной интенсивности, позволяет оценить изменение лазерной интенсивности по мере формирования канала, исходя из изменения выхода рентгеновского сигнала. Сравнивая амплитуду сигнала во втором импульсе, и максимально достижимую в канале, используя полученную зависимость $I^{2.5}$, можно сделать вывод, максимальное увеличение интенсивности в микроканале не превышало 3-х раз.

Для характеристики параметров лазерной плазмы и дополнительной оценки интенсивности воздействующего излучения, могут быть информативны рентгеновские спектры.

Как было отмечено в главе 1, по измеренному тормозному рентгеновскому спектру можно оценить температуру горячих электронов T_h [35]:

$$Y_{x-ray} \sim \exp\left(-\frac{E}{T_h}\right) \quad (2.3),$$

где, E - энергия рентгеновских квантов в кэВ.

Ранее в литературе отмечалось наличие горячей электронной компоненты в рентгеновских спектрах при лазерных интенсивностях $\sim 10^{14}$ Вт/см² [37]. В эксперименте [37] при взаимодействии с лазерно-модифицированной поверхностью использовалась

конфигурация нормального расположения мишени к направлению распространения лазерного излучения. Отметим, что при образовании микрократеров и микроканалов механизм резонансного поглощения вероятен в результате падения излучения под углом на стенку канала. При резонансном поглощении энергии лазерного излучения плазмой температура горячих электронов связана с интенсивностью I и длиной волны воздействующего излучения λ следующим выражением [17]:

$$T_h \cong A(I\lambda^2)^{1/3}, \quad (2.4),$$

где A – коэффициент пропорциональности.

Таким образом, определив температуру горячих электронов, можно оценить интенсивность воздействующего излучения.

В работе [38] было установлено, что для интенсивности $\sim 10^{16}$ Вт/см² и вакуумных условий проведения измерений коэффициент $A = 5.2 \pm 0.3$. Чтобы уточнить этот коэффициент в зависимости (2.4) для условий данного эксперимента, был измерен рентгеновский спектр из плазмы в микроканале. Накопление фотонов происходило из микроканала глубиной порядка 20 мкм, затем мишень смещалась и накопление данных происходило при формировании следующего микроканала. Время сбора спектра составило 15 минут. Интенсивность на поверхности мишени составила $\sim 3.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². В этом случае максимальный выход рентгеновского излучения из микроканала глубиной ~ 20 мкм, а также выход рентгеновского излучения во втором импульсе не более чем в 3 раза превосходят значения выхода рентгеновского излучения для второго импульса из цуга (см. рис.2.1.4, б). Этому увеличению соответствует рост интенсивности (учитывая характер функции амплитуды рентгеновского сигнала $E \sim I^{2.5}$) примерно в 1.5 раза. Отметим, как отмечалось ранее в главе 1, за счет ионизации среды, при интенсивности более 10^{14} Вт/см² возникают потери на ионизацию, которые в таких условиях не превосходят 10% [94,95]. Также может происходить и увеличение диаметра пучка из-за дефокусировки [92,93]. Оба этих фактора приводит к уменьшению реальной интенсивности и плотности энергии на поверхности по сравнению с вакуумными значениями. Так, на этот процесс указывает и уменьшение скорости абляции при «максимальной» интенсивности. Учитывая данные потери на ионизацию и увеличение размера кратера, можно оценить возможное уменьшение интенсивности за счет ионизации воздуха, которое составит примерно 1,5 раза. Таким образом, интенсивность при которой собирался спектр может быть оценена как $(3,2 \pm 1,1) \cdot 10^{14}$ Вт/см².

Используя измеренный тормозной спектр (см. рис 2.1.5), нами оценена температура горячих электронов, которая составила $\sim 2,0 \pm 0,2$ кэВ. Сопоставляя известную величину интенсивности, и энергию горячих электронов, находим, что величина $A = 5.2 \pm 0.3$ [38], удовлетворяет данным эксперимента.

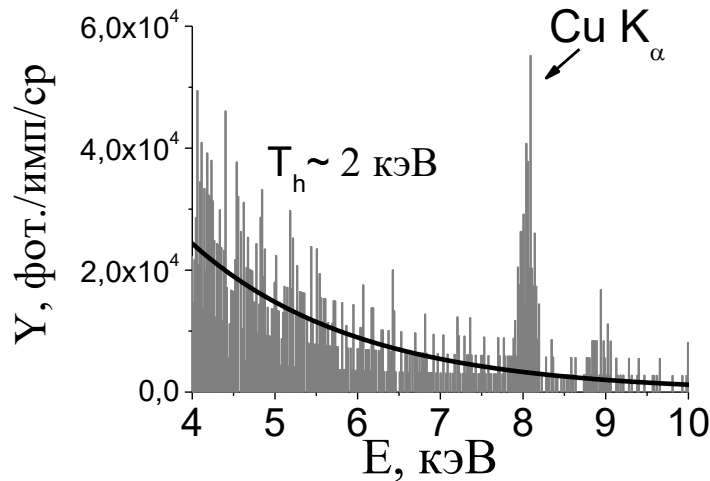


Рис.2.1.5. Восстановленный рентгеновский спектр меди в диапазоне энергий 4-10 кэВ (с учетом пропускания слоя воздуха между источником и детектором). Интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени $(3.2 \pm 1,1) \cdot 10^{14}$ Вт/см². Полное время регистрации 15 минут. Адаптировано из [131].

Подобные спектры также были получены при создании микроканала, образованного в мишени при лазерной интенсивности на поверхности мишени в диапазоне от $1,2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² до $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и была проведена аппроксимация тормозных спектров с целью установления температуры горячих электронов. Полученные зависимости температуры горячих электронов от параметра $(I\lambda)^2$ в пределах ошибки хорошо «ложатся» на кривую $T_h \cong (5.2 \pm 0.3)(I\lambda^2)^{1/3}$. Таким образом, показано, что формула (2.4) с коэффициентом $A = 5.2 \pm 0.3$ справедлива также и для интенсивностей $\sim 10^{14}$ Вт/см² в условиях взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения (длина волны 1,24 мкм) с модифицированной поверхностью, и может быть использована для оценки интенсивности.

Отметим, что полученные значения температур соотносятся с литературными данными, получаемыми в вакуумных условиях для лазерных интенсивностей $I \sim 10^{14}$ Вт/см² [37,41,111]. Было установлено, что число характеристических фотонов меди (Cu K_α 8 кэВ) из микроканала за импульс в полный телесный угол при интенсивности $(3,2 \pm 1,1) \cdot 10^{14}$ Вт/см² оказывается $\sim 3 \cdot 10^5$ фот/имп/ср, а эффективность конверсии в рентгеновский диапазон $\eta \sim 5 \cdot 10^{-8}$ (при падающей энергии 800 мкДж). Отметим, что полученное значение числа

характеристических фотонов за импульс из микроканала при работе в воздухе превосходит более чем на порядок значения, зарегистрированные при близкой величине интенсивности $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² воздействующего Ti:Sa лазерного излучения ($\lambda = 0,8$ мкм) на поверхность медной мишени в вакууме [37]. Оценка интегральной энергии фотонов с помощью ФЭУ в полный телесный угол при данной интенсивности составляет порядка 10^5 кэВ. В то время как интегральная энергия по спектрометру для фотонов в диапазоне 3-10 кэВ оказывается порядка 10^7 кэВ, что требует уточнения калибровки ФЭУ-РИ. Учитывая расхождения в измерении энергии фотонов со спектрометром, то для получения корректных значений энергии надо ввести поправочный коэффициент равный 100, на который следует умножать значения, полученные с ФЭУ-РИ.

2.2. Генерация лазерно-индуцированного рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундного излучения в режиме филаментации на твердотельную мишень

2.2.1. Экспериментальная установка

Для экспериментов использовалась Ti:Sa фемтосекундное лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 0,8$ мкм, частотой повторения импульсов 10 Гц, длительность спектрально-ограниченных импульсов составляла 60 фс, могла варьировалась за счёт изменения взаимного расположения решёток в оптическом компрессоре и измерялась с помощью автокоррелятора второго порядка методом SHG-FROG. Энергия в импульсе варьировалась от 1 до 6 мДж. Лазерный пучок диаметром 15 мм по уровню FWHM фокусировался линзой с фокусным расстоянием $f = 1$ м ($NA \sim 0,008$) для создания филамента в воздухе. Медная фольга толщиной 80 мкм и толстая железная пластинка (плитка Иогансона, инструментальная сталь) были взяты в качестве мишеней. Мишень располагалась на трехкоординатном столике нормально распространению лазерного излучения.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.2.2.1.

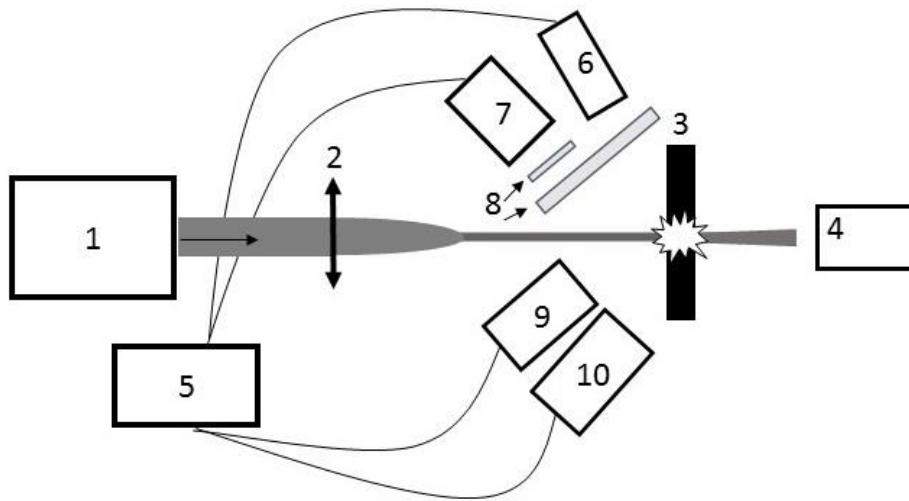


Рис.2.2.1 Схема установки: 1 – фемтосекундный Ti:Sa лазер, 2 – линза $f = 100$ см, 3 — медная мишень, 4 – детектор прошедшего излучения 5 ПК, 6 – оптический ФЭУ, 7 – волоконно-оптический спектрометр – Ocean Optics HR-4000, 8 – набор оптических фильтров, 9 – рентгеновский ФЭУ-РИ, 10 – рентгеновский спектрометр Amptek.

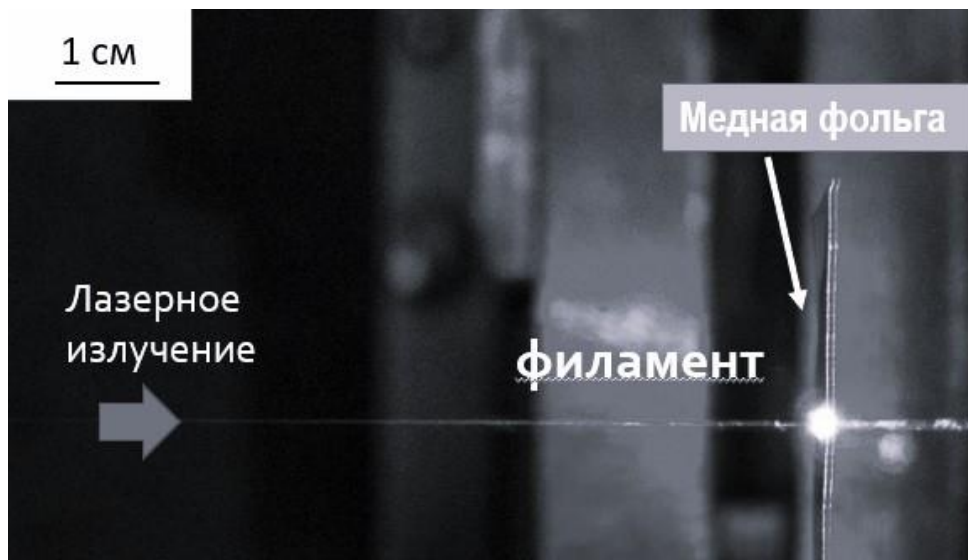


Рис. 2.2.2. Фото монофиламента, прошедшего через сформированное под его воздействием отверстие в медной фольге.

Возникающая при воздействии излучения в режиме филаментации на мишень, эмиссия плазмы детектировалась волоконным спектрометром Ocean Optics HR 4000. Для того, чтобы отсекал основное излучение, перед спектрометром устанавливались оптические фильтры. Для измерения интегрального выхода рентгеновского излучения

использовался ФЭУ 9107FLB (далее ФЭУ - РИ), с входной апертурой 22 мм, снабженный сцинтиллятором NaI. На входном окне ФЭУ-РИ был установлен бериллиевый фильтр толщиной 180 мкм. Аналогично описанной в предыдущем параграфе схеме, проводилась регистрация значений энергии фотонов в кэВ, позволяя регистрировать интегральную энергию РИ в диапазоне от 18 кэВ. ФЭУ- РИ располагалось под углом примерно 45° к направлению лазерного излучения, расстояние до мишени составляло 4 см. С учетом поглощения рентгеновского излучения бериллиевым фильтром и воздушной трассой, ФЭУ - РИ фиксировал фотоны с энергией более 3 кэВ. Рентгеновский спектр измерялся в диапазоне энергий 2 – 10 кэВ с помощью спектрометра Amptek, который располагался на расстоянии 8 см от мишени. Одноквантовый режим работы задавался с помощью диафрагмы диаметром 0,5 мм, установленной перед его входным окном. Спектрометр калибровался с помощью источника на основе изотопа железа Fe-55. Подсчет числа рентгеновских фотонов за импульс в телесный угол производился по формуле (2.1, указанной в разделе 2.1).

Для характеристики наблюдаемых процессов генерации рентгеновского излучения и абляции было введено определение средней энергии рентгеновских фотонов, измеренной с помощью рентгеновского ФЭУ: $\langle E_{tot} \rangle$, измеренной с помощью рентгеновского ФЭУ: $\langle E_{tot} \rangle = E_{tot} / n$, где E_{tot} - интегральная энергия фотонов измеренная ФЭУ за число импульсов необходимых для перфорации, n - количеством импульсов, необходимых для перфорации мишени. Средняя скоростью абляции определялась как $\langle V \rangle$, $\langle V \rangle = L / n$, где L – толщина мишени.

2.2.2 Абляция и генерация рентгеновского излучения при взаимодействии лазерного излучения в режиме филаментации с медной фольгой

Поскольку большинство экспериментов по абляции материала излучением в режиме филаментации проведено при формировании филамента короткими спектрально-ограниченными импульсами [12,109], исследование начиналось с этого режима ($\tau = 60$ фс). Энергия лазерного импульса была установлена равной 1 мДж ($P \approx 16$ ГВт), что соответствует пятикратному превышению мощности над критической мощностью $P_{кр}$ для самофокусировки ($P_{кр} \sim 3$ ГВт для этой длительности импульса в воздухе [135]) и удовлетворяет условию режима монофиламента. Режим монофиламента подтверждался

наличием единственного отверстия круглой формы, полученного в фольге в результате филаментационного воздействия на мишень (рис. 2.2.3, вставка а).

Проведенные эксперименты показали, что взаимодействие излучения в этом режиме с металлической мишенью сопровождается генерацией рентгеновского излучения (РИ) с энергией фотонов более 3 кэВ. Отмечено, что флуктуации энергии лазера могут быть ответственны за скачкообразный характер рентгеновского сигнала (см. вставку б) на рис.2.2.3).

Значения $\langle E_{\text{tot}} \rangle$ и $\langle V \rangle$ зависят от положения мишени x относительно линзы (рис.2.2.3). Рентгеновский сигнал появляется при $x \approx 97$ см, достигает максимального уровня при $x \approx 100$ см и уменьшается до уровня шума (19 – 20 кэВ) при $x \approx 103$ см. Поскольку генерация РИ определяется интенсивностью падающего лазерного излучения [131], распределение средней энергии РИ вдоль филамента может показывать распределение интенсивности вдоль филамента.

Измеренные значения средней скорости абляции медной фольги находятся в диапазоне $\langle V \rangle \approx 0,05-0,13$ мкм/импульс (см. рис.2.2.3) и имеют поведение, аналогичное рентгеновскому отклику. Отметим, что значения средней скорости абляции и ее распределение вдоль филамента согласуются с результатами, полученными в [12].

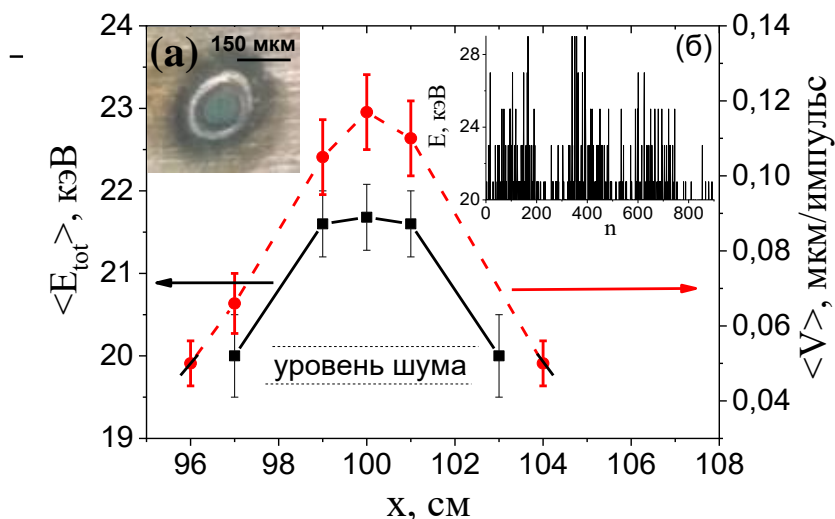


Рис.2.2.3 Средняя скорость абляции $\langle V \rangle$ (пунктирная линия) и средняя энергия рентгеновских фотонов $\langle E_{\text{tot}} \rangle$ (сплошная линия) в зависимости от расстояния между линзой и мишенью (x). Вставка (а) - изображение отверстия в медной фольге, образованного монофиламентом в точке фокуса ($x = 100$ см) при энергии лазерного импульса 1 мДж. Вставка (б) – Зависимость интегральной энергии рентгеновских квантов за импульс (E) от номера лазерного импульса (n).

Подобное изменение средней энергии рентгеновских фотонов и средней скорости абляции вдоль филамента на первый взгляд указывает на «сходный» механизм, ответственный за возникновение этих процессов. Однако, процесс абляции начинается при положении мишени ближе к объективу и заканчивается дальше от него по сравнению с появлением РИ. Это, возможно, происходит потому, что рентгеновское излучение скорее всего, генерируется в плазме, образованной при воздействии ядра филамента (расчетная интенсивность в филаменте составляет около 10^{14} Вт/см² [109]), тогда как процесс абляции может начинаться при меньшей интенсивности еще до образования филамента. При этом, порог абляции меди составляет порядка $0,6$ Дж/см² [69,70], то есть пороговая интенсивность при длительности импульса 60 фс составляет $0,6 \cdot 10^{12}$ Вт/см².

Оценку плотности энергии можно сделать по методу, описанному в статье [109]: Прошедшая через отверстие (рис. 2.2.3 вставка а) энергия в положении $x = 100$ см, где скорость абляции максимальна, составляет $0,5$ мДж, и размер отверстия оказывается 170 ± 20 мкм. Таким образом, плотность энергии оказывается порядка $2,2$ Дж/см², и соответствующая ей интенсивность $3,5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Данные по плотности энергии и интенсивности оказываются близки к данным, полученным в работе [109] с использованием диафрагмы подобного размера. Согласно данным работы [109], на начальных этапах перфорации фольги плотность энергии максимальна. При дальнейшем процессе абляции отверстие разбивается и плотность энергии падает, указывая на то, что через отверстие проходит не только филамент, но и резервуар энергии, подпитывающий его. В нашем случае, такому размеру отверстия соответствует, по-видимому, случай, когда через отверстие проходит не только филамент, поэтому оценка плотности энергии и интенсивности оказывается ниже, чем в филаменте.

Сделаем оценку плотности энергии и интенсивности в филаменте, при абляции фольги, исходя из скорости абляции и сопоставления ее с литературными данными о соответствующей плотности энергии. Измеренное максимальное значение средней скорости абляции медной фольги $\langle V \rangle \approx 0,13$ мкм/импульс (см. рис. 2.2.3) соответствует плотности энергии ~ 4 Дж/см² [71], [70] и интенсивности $I \sim 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см², учитывая длительность 60 фс. Такая оценка дает большее значение интенсивности, чем по методике, использующей прошедшую через отверстие энергию, что подтверждает предположение о том, что полученное отверстие оказывается больше размера филамента. Однако полученная исходя из скорости абляции оценка интенсивности все еще оказывается ниже, чем в работе [109], в которой данные получены исходя из измерения максимальной плотности энергии, прошедшей через отверстие в фольге.

Мы предполагаем, что генерация рентгеновского излучения из лазерно-индуцированной плазмы определяется воздействием только филамента и позволяет более корректно определить интенсивность в филаменте и ее распределение вдоль него. Однако, амплитуда измеренного рентгеновского сигнала оказалась недостаточна для накопления спектра и проведения оценок интенсивности, используя формулу для температуры горячих электронов, о которой говорилось в предыдущем разделе.

Для увеличения амплитуды рентгеновского сигнала, было произведено повышение энергии в лазерном импульсе до 6 мДж. При этом осуществился переход в мультифиламентационный режим (мощность увеличилась в 6 раз и составила $\sim 20 P_{кр}$), что подтверждалось наличием нескольких отверстий в фольге после абляции. Однако, наблюдаемое повышение выхода рентгеновского излучения было незначительно и составило 1,5 раза. Максимальная средняя скорость абляции при этом осталась неизменной и составила 0,12 мкм/имп. Таким образом, вероятно, плотность падающей энергии осталась неизменной, а повышение сигнала рентгеновского излучения происходило предположительно благодаря увеличению числа филаментов, аблирующих мишень. Это приводило к незначительному общему увеличению числа рентгеновских квантов, но не повышению их энергии.

Поэтому для повышения плотности энергии и возвращения к режиму монофиламента, была увеличена длительность импульса. Были проведены измерения выхода рентгеновского излучения при увеличении длительности лазерного импульса, используя как положительно-чирпированные, так и отрицательно-чирпированные импульсы (см рис 2.2.4).

В эксперименте мишень располагалась на расстоянии 100 см от линзы. Это положение соответствовало максимальному выходу РИ при абляции монофиламентом, образованном излучением с энергией 1 мДж с длительностью импульса 60 фс. Было определено, что зависимость $\langle E_{tot} \rangle$ от длительности импульса имеет локальные максимумы при 500 фс как для положительного, так и для отрицательного знака чирпа. В этом режиме (500 фс) мощность превышала критическую мощность $P_{кр}$ самофокусировки ($P \sim 5P_{кр}$) в пять раз. Это соответствует режиму монофиламентации, что подтверждается круглой формой одиночных отверстий, образованных в медной фольге в результате абляции (см. Рис.2.2.5, г).

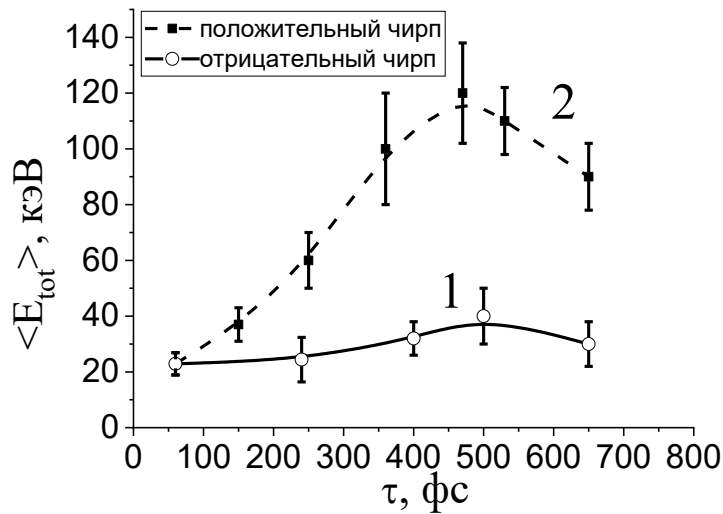


Рис.2.2.4 Средняя энергия рентгеновских фотонов $\langle E_{tot} \rangle$ в зависимости от длительности лазерного импульса (τ) при использовании отрицательно чирпированных (1) и положительно чирпированных импульсов (2). Положение мишени $x = 100$ см, энергия 6 мДж.

Средняя энергия рентгеновских фотонов $\langle E_{tot} \rangle$, получаемая при воздействии излучения в режиме филаментации, (в случае использования положительно чирпированных импульсов) (500 фс, 6 мДж) составила 110 ± 20 кэВ. при положении мишени на расстоянии 100 см от линзы. Значение увеличилось в пять раз по сравнению со значением, полученным при воздействии филамента от спектрально – ограниченных импульсов (60 фс, 1 мДж), для которого средняя энергия рентгеновских фотонов составляла 20 ± 2 кэВ. Для режима отрицательно-чирпированных импульсов (500 фс, 6 мДж), средняя энергия рентгеновских фотонов достигла значения 40 ± 7 кэВ. Следовательно, она увеличивается в два раза по сравнению с режимом спектрально-ограниченных импульсов (см. Рис.2.2.5а).

Диаметр отверстий, формируемых филаментом при положении мишени $x = 100$ см, одинаков для режима положительно-чирпированных импульсов (рис.2.2.3а) и спектрально ограниченных, и составляет ~ 170 мкм (рис. 2.2.5г). В то же время в случае отрицательно-чирпированных импульсов диаметр отверстия увеличивается примерно в 1,3 раза и составляет ~ 220 мкм. Энергия, проходящая через отверстия, увеличивается для случая чирпированных импульсов примерно в 6 раз по сравнению с режимом спектрально-ограниченных импульсов, и составляет порядка 3 мДж. Следовательно, увеличение плотности энергии в случае положительно-чирпированных импульсов составляет также 6 раз, а для отрицательно-чирпированных – 3,5 раза. Таким образом, оценка плотности энергии, исходя из прошедшей энергии и диаметра отверстия для положительно чирпированных

импульсов, составляет порядка 13 Дж/см^2 , а в случае отрицательных $\sim 8 \text{ Дж/см}^2$. Однако, данные оценки, как мы уже установили, являются заниженными, так как через отверстие может проходить не только филамент, но и частично окружающий его резервуар энергии.

Оценим плотность энергии исходя из значений скорости абляции. Воздействие филамента, образованного chirпированными импульсами сопровождалось существенным увеличением средней скорости абляции. В случае положительно-chirпированных импульсов ее значение возрастает до $0,8 - 1 \text{ мкм/импульс}$ (см. Рис.2.2.5 б), что соответствует плотности энергии порядка $\sim 40 - 50 \text{ Дж/см}^2$ для вакуумных условий абляции [70] в случае отрицательно-chirпированных - до $0,5 \text{ мкм/импульс}$, что соответствует $20 - 30 \text{ Дж/см}^2$.

Соответственно, диаметры филаментов, соответствующие этим плотностям энергии должны быть примерно в 2 раза меньше полученных отверстий и составлять не более 85 мкм и 110 мкм соответственно. Эти оценки соотносятся с размерами приведенными в работе [109]. Интенсивности, соответствующие данным плотностям энергии, если не учитывать возможную трансформацию длительности импульса, которая может происходить в филаменте, окажутся порядка 10^{14} Вт/см^2 в случае положительно-chirпированных импульсов, и около $6 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ в случае отрицательно-chirпированных импульсов. То есть в случае положительно-chirпированных импульсов интенсивность возрастает по сравнению со спектрально-ограниченными примерно в 2 раза, а в случае отрицательно-chirпированных остается на том же уровне.

Была измерена зависимость скорости абляции и рентгеновского сигнала в зависимости от положения мишени относительно линзы. Заметим, что средняя скорость абляции изменяется вдоль филамента аналогично рентгеновскому сигналу, причем оба сигнала имеют локальные максимумы при $x \sim 99 - 100 \text{ см}$ (в этих положениях уже проводилась оценка плотности энергии и интенсивности), как и в режиме спектрально-ограниченных импульсов. Неравномерное поведение скорости абляции и средней энергии рентгеновских фотонов вдоль филамента указывает на соответствующее неравномерное распределение интенсивности (определяемой амплитудой сигнала РИ) и плотности энергии (определяемой средней скоростью абляции) в филаменте.

Отметим, что в случае chirпированных импульсов, амплитуда рентгеновского сигнала позволяет сделать спектральные измерения и произвести оценку интенсивности.

Также были проведены измерения сигнала лазерно-индуцированной эмиссии плазмы (рис.2.2.5 в), которые показали не только увеличение амплитуды эмиссионных линий при использовании chirпированных импульсов, но и появление дважды ионизованных атомов

меди (что является свидетельством увеличения кратности ионизации, и указывает на увеличение интенсивности воздействующего излучения).

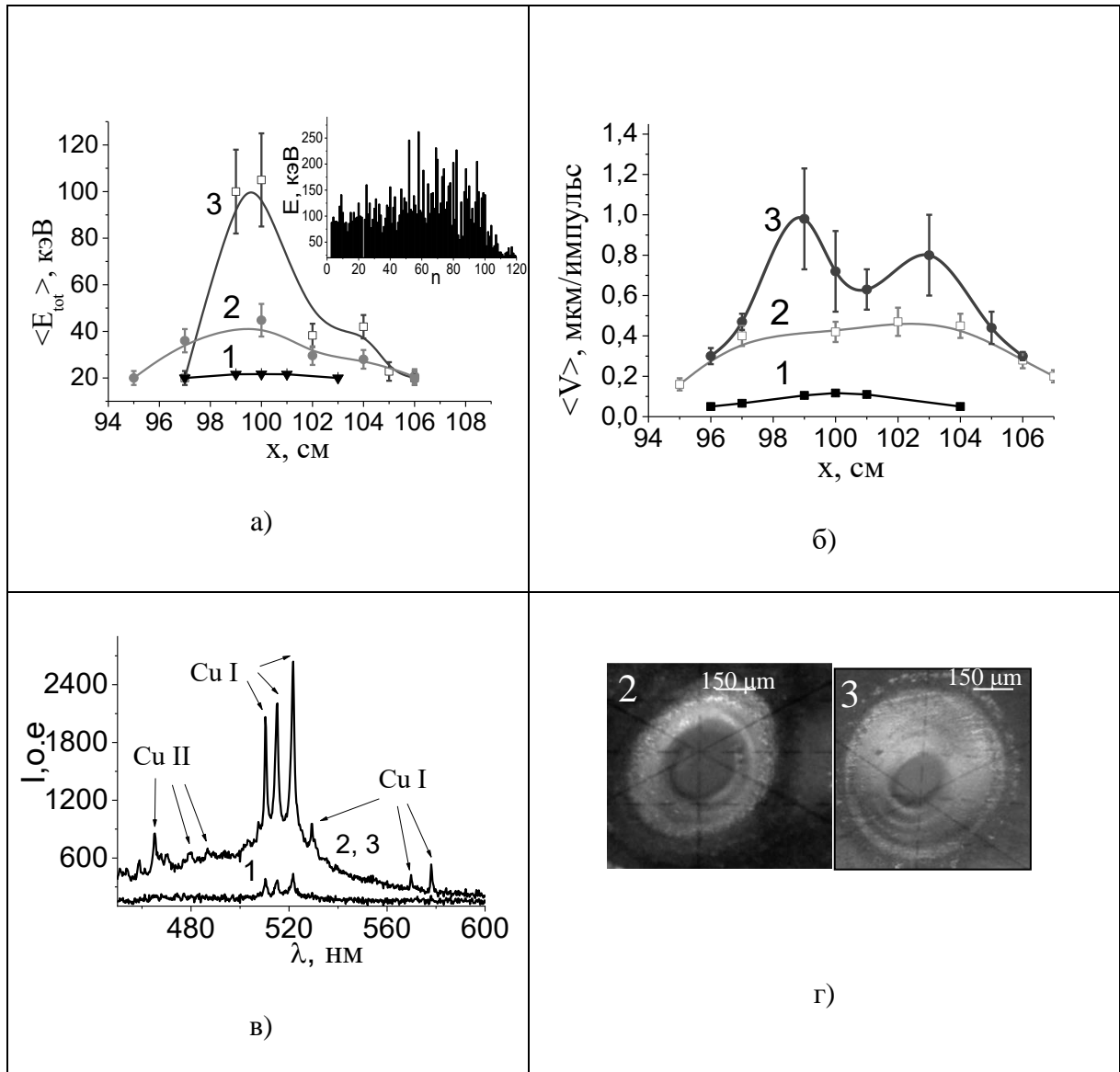


Рис.2.2. Зависимость средней энергии рентгеновских фотонов $\langle E_{tot} \rangle$ от расстояния между линзой и мишенью: для спектрально-ограниченного (1), отрицательно (2) и положительно (3) chirпированных импульсов; на врезке - энергия рентгеновских фотонов в зависимости от номера импульса для случая положительно chirпированных импульсов в положении мишени $x=100$ см. (а); Зависимость средней скорости абляции $\langle V \rangle$ от расстояния между линзой мишенью (обозначения 1,2,3 аналогичны графику с рентгеном) (б); эмиссионный спектр меди (в); фотография отверстия образованного филаментом в медной мишени в режиме и отрицательно (2) и положительно (3) chirпированных импульсов при положении мишени $x = 100$ см (г).

Перейдем к анализу поведения интенсивности в филаменте, используя рентгеновский сигнал. Интерпретация полученных различных значений увеличения выхода рентгеновского излучения в режиме положительно и отрицательно chirпированных импульсов может быть связана с различным значением интенсивности в филаменте из-за временных преобразований импульса. Известно, что в процессе филаментации импульс может испытывать сложные временные преобразования, такие как расщепление и укорачивание импульса, что характерно для энергий лазерного импульса свыше 3 мДж [13,136]. Мы полагаем, что именно модификация лазерного импульса может быть причиной немонотонного поведения пространственного распределения рентгеновского отклика, и, следовательно, интенсивности вдоль филамента. Этот же процесс определяет разницу в рентгеновском сигнале в случае использования импульсов с разным знаком chirпа. Причем, длина филамента оказывается больше для филамента, образованного отрицательно-chirпированными импульсами, как и было отмечено в [12] (см. глава 1).

Отметим, что эмиссионный сигнал из приповерхностной плазмы оказывается примерно одинаковым для обоих случаев длинного импульса, независимо от знака chirпа. Мы связываем это с тем, что за эмиссионный сигнал ответственно, вероятно, не только воздействие самого филамента, но и также окружающего филамент резервуара энергии. Стоит отметить, что разница в плотности энергий для различных знаков chirпа оказывается невелика, что приводит к тому, что она не оказывает значительного влияния на эмиссионный сигнал. В тоже время рентгеновский сигнал нелинейно зависит от интенсивности, поэтому значительно меньшие ее изменения приведут к изменению его амплитуды.

Полученные экспериментальные данные позволяют перейти к оценке интенсивности в воздействующем на мишень филаменте. Так как в режиме формирования микроканала при воздействии образованного положительно-chirпированными импульсами филамента средняя энергия рентгеновских фотонов увеличивается примерно в 1,5 раза в районе 50-70 импульса по сравнению с первым импульсом (см. врезку на рис.2.2.5 а), то это может указывать на формирование конического канала. Отметим, что было не учтено возможное поглощение рентгеновского излучения стенкой канала на пути к детектору, которое считается малым. Однако, это поглощение даже на толщине фольги 5 мкм уменьшает энергию фотонов с энергией 5 кэВ в 2 раза [133], то есть увеличение сигнала в канале может быть больше зарегистрированного. Форма такого канала, в котором излучение

падает под углом на его стенку, предположительно позволяет реализовать резонансный механизм поглощения энергии лазера даже при нормальном угле падения лазерного излучения на мишень, как это было описано для случая модифицированной поверхности в работе [37], аналогично случаю, описанному в предыдущем параграфе. Это происходит из-за случайных углов падения лазерного луча на стенку канала [131]. В режиме резонансного поглощения лазерной энергии, интенсивность в филаменте, воздействующем на твердотельную мишень, можно оценить по методике, предложенной в [131]. Для этого были проведены измерения рентгеновских спектров при воздействии монофиламента, образованного положительно-чирпированными импульсами, на медную и железную мишени (в сравнении) в точке максимальной величины амплитуды рентгеновского излучения ($x = 100$ см) (см. Рис. 2.2.6). Это позволило определить температуру T_h горячих электронов, которую можно получить, аппроксимируя тормозной спектр экспоненциальной функцией, $Y_{x-ray} \sim \exp\left(-\frac{E}{T_h}\right)$, где E - энергия рентгеновских квантов в кэВ, как это было сделано в предыдущем параграфе.

Аппроксимирующие кривые обозначены черной кривой на рис. 2.2.6, и позволяют оценить температуру горячих электронов, которая получается около 1,3 кэВ для медной и 1,5 кэВ для железной мишени соответственно. Зависимость температуры горячих электронов от лазерной интенсивности [131] представлена в виде $T_h \sim (5,2 \pm 0,3) (I\lambda^2)^{1/3}$, откуда $I \sim (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{14}$ Вт/см².

Поток характеристических фотонов (см. Рис. 2.2.6) составил величину $6 \cdot 10^2$ фот/имп/ср (Cu K α) и $2,3 \cdot 10^3$ фот/имп/ср (Fe K α), соответственно. Оценка числа фотонов соотносится с получаемыми значениями при воздействии на мишень, расплавленную в вакууме, сфокусированного лазерного излучения при интенсивности $\sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² [37]. Наличие характеристических линий подтверждает существование горячих электронов в плазме.

Определенная таким образом интенсивность в филаменте оказывается выше оценки, сделанной исходя из скорости абляции примерно в 2 раза, что также превосходит максимальные данные по интенсивности в филаменте из литературы [109]. Отметим, что интенсивность измерена для филамента, получаемого при использовании чирпированных импульсов, а в такой конфигурации оценок ранее не проводилось. Значение интенсивности получено при взаимодействии филамента с развитой поверхностью в кратере, после чего происходила небольшая подфокусировка в канале. Отметим, что значение интенсивности могло получиться выше, чем в самом филаменте. Кроме того,

известно, что для энергий лазерного импульса свыше 3 мДж [13,136] характерно что во время процесса филаментации импульс может испытывать сложные временные преобразования, такие как расщепление и укорачивание импульса. Можно предположить, что именно процесс модификации лазерного импульса может быть причиной неверного определения интенсивности, при использовании для получения этого значения скорости абляции. Трансформация импульса может быть причиной немонотонного поведения распределения амплитуды рентгеновского сигнала вдоль филамента, и, следовательно, интенсивности вдоль филамента. Этот же процесс, вероятно, определяет разницу в рентгеновском сигнале для случая использования импульсов с разным знаком чирпа.

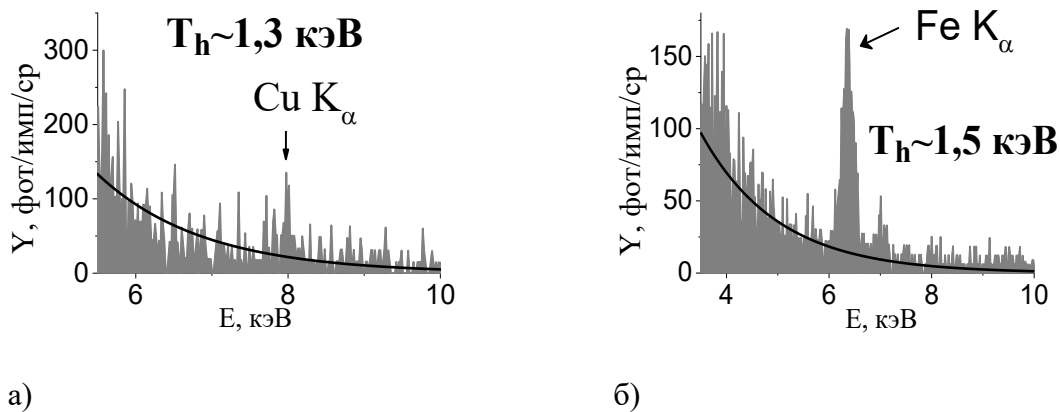


Рис.2.2.6. Рентгеновские спектры, регистрируемые при формировании канала в медной (а) и железной (б) мишенях. Режим положительно-чирпированных импульсов длительностью 500 фс. Положение мишени – на расстоянии 100 см от линзы. Полное время регистрации 15 минут.

Предполагая, что рентгеновский сигнал имеет нелинейную зависимость от интенсивности $Y \sim I^{2.5}$ [131], можно оценить интенсивность в филаменте, образованном отрицательно-чирпированными и спектрально-ограниченными импульсами. Как отмечалось выше, при использовании спектрально-ограниченных импульсов, максимальное значение средней энергии рентгеновских фотонов уменьшается в 5 раз по сравнению с режимом положительно-чирпированных импульсов.

В этом случае интенсивность, следуя зависимости $Y \sim I^{2.5}$, оказывается $\sim 10^{14}$ Вт/см², что соответствует литературным данным [109]. В случае отрицательно-чирпированных

импульсов, выход РИ в 2 раза выше, соответственно интенсивность будет порядка $1,3 \cdot 10^{14}$ Вт/см².

Стоит отметить, что эти данные оказываются также выше, чем полученные оценки интенсивности исходя из средней скорости абляции. Вероятно, это связано с тем, что абляция происходит не только при воздействии филамента на мишень, но и в результате воздействия резервуара энергии, подпитывающего филамент. При этом, для оценки, плотности энергии были взяты исходя из сравнения с данными, полученными в вакууме, в то время как для случая филамента могут зависимости скорости абляции от плотности энергии могут отличаться. Также, следует отметить, что данные при отрицательно chirпированных импульсах были получены, не учитывая возможную трансформацию импульса.

2.3 Диагностика межслойного перехода при абляции многослойной мишени с использованием лазерно-индуцированного рентгеновского сигнала

2.3.1 Экспериментальная установка по регистрации рентгеновского излучения из многослойной мишени

В экспериментах использовался фемтосекундный лазер на кристалле хром-форстерит (Cr:forsterite) с длиной волны $\lambda = 1240$ нм. Энергия в импульсе не более 700 мкДж, частота повторения 10 Гц и длительность импульса 200 фс, контраст на наносекундном масштабе – 300. Фокусировка излучения на мишень осуществлялась объективом с фокусным расстоянием $f = 6$ см и линзой с $f = 10$ см, (NA = 0.125 и 0.075), размер пучка в перетяжке ~ 8 мкм и 12 мкм, оцененная длина Релея составляет величину 130 мкм и 300 мкм соответственно.

Мишень располагалась по нормали к падающему излучению. Для измерения интегрального выхода рентгеновского излучения использовался ФЭУ-РИ. В экспериментах ФЭУ-РИ располагался под углом 45° к мишени, расположенной в воздухе. Расстояние от ФЭУ до образца составляло 10 см. Схема установки аналогичная схеме в разделе 2.1, представлена на рис.2.3.1.

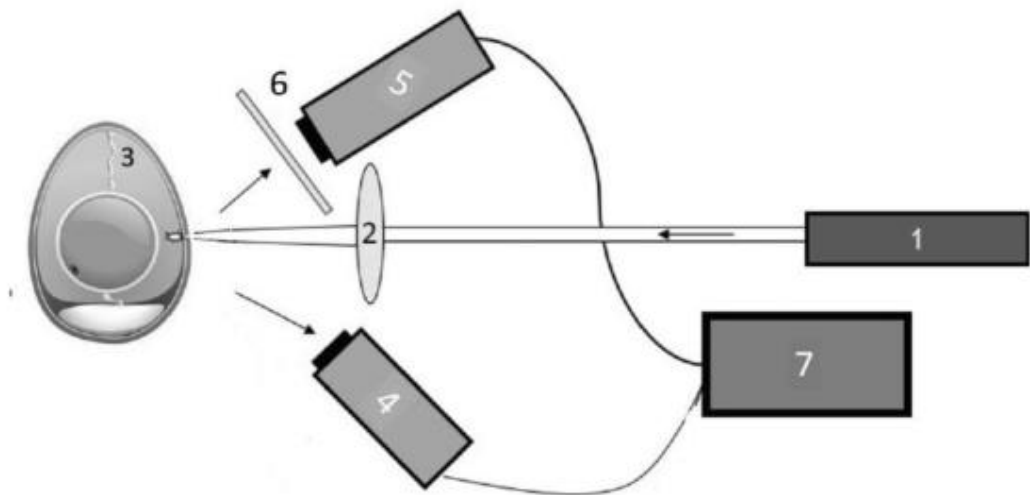


Рис.2.3.1. Схема установки: 1 – фемтосекундный лазер, 2 – линза $f = 30$ см, 3 – многослойная мишень, 4 – рентгеновский ФЭУ-РИ, 5 – рентгеновский спектрометр Amptek, 6 – набор оптических фильтров, 7 – ПК.

В качестве многослойных структур использовались сэндвич-структуры, состоящие из титановых фольг толщиной 50 мкм, склеенных двусторонним скотчем (бумажная основа и каучуковый клеевой слой) толщиной ~ 80 мкм. В качестве подложки использовалось оргстекло толщиной 5 мм. Толщина фольг и фокусное расстояние фокусирующей линзы были подобраны так, чтобы толщина первого слоя была менее длины Релея, а, значит, интенсивность на глубине межслойного перехода падала не более чем в « e » раз и позволяла производить эффективную генерацию рентгеновского излучения.

Соседние слои такой мишени (металл – диэлектрик) различаются по атомному номеру, количеству свободных электронов и ожидаемому рентгеновскому сигналу (для случая титана характеристическая линия 4,5 кэВ попадает в диапазон регистрации ФЭУ, для случая скотча возможна регистрация только тормозного спектра).

В качестве другого объекта исследований было куриное яйцо (двухслойная структура, состоящая из скорлупы и поверхностного слоя белка). Мотивация выбора этого объекта для проведения экспериментов состоит в том, что основу скорлупы составляет кальций, что позволяет в первом приближении моделировать процесс создания микроканала в костных тканях. Кроме того, карбонат кальция также может откладываться в мягких тканях при кальцинозе. Когда количество магния в крови падает, и баланс кальция и магния в организме нарушается, кровь насыщается кальцием, который «вымывается» из костей и затем откладывается в виде солей на стенках кровеносных

сосудов, в мышцах, суставах и внутренних органах. Исследование кальциевой структуры также будет моделировать и такую «закальцинированную» структуру. Скорлупа куриного яйца пористая, имеет плотность примерно 2 г/см^3 , толщину около 400 мкм. В состав скорлупы входят: карбонат кальция – 93-95 %, карбонат магния – 2-3 %, фосфаты – 2 % (неорганические вещества) и органические вещества 3-4 %, которые в виде волокон создают основу, или каркас скорлупы. Таким образом, при ее абляции ожидается преимущественно регистрация характеристического излучения (линия кальция 3,2 кэВ). Белковая внутренность яйца состоит из воды и органических веществ, при ее абляции может регистрироваться только тормозной спектр, аналогично случаю скотча). Яичный белок использовался в денатурированном (термообработанном) виде. Отметим, что при денатурации происходит распад молекул белка, происходит потеря их структуры. Также проводились эксперименты со скорлупой заполненной водой.

Таким образом, в первом приближении куриное яйцо будем рассматривать как, моделирующую двуслойную мишень кость/закальцинированная структура-биоткань.

2.3.2 Экспериментальные результаты по регистрации рентгеновского излучения при абляции многослойной мишени

Как отмечалось выше, выход рентгеновского излучения зависит от свойств материала и различается для разных мишеней (атомный номер Z , структура). Для реализации контроля процесса перфорации слоев многослойной мишени по сигналу рентгеновского излучения, в начале необходимо зарегистрировать и оценить выход рентгеновского излучения из каждого слоя в отдельности. На рисунке 2.3.2 представлены зависимости амплитуды сигнала рентгеновского излучения от номера лазерного импульса, сфокусированного объективом с $NA = 0,125$ на поверхность титановой фольги, толщиной 50 мкм, наклеенной с помощью скотча на подложку, и отдельно скотча на подложке. Показано, что в случае титановой мишени в первом импульсе амплитуда сигнала рентгеновского излучения в 12 раз выше, чем в случае скотча, а при дальнейшем многоимпульсном воздействии в одну точку максимальная амплитуда сигнала из титановой фольги оказалась 5 раз выше максимальной амплитуды сигнала из скотча. Обнаруженная разница в выходе рентгеновских фотонов объясняется различной плотностью свободных электронов для титана и скотча после ионизации, а также различным диапазоном энергий генерируемых рентгеновских фотонов. Скотч состоит в основном из органического материала (C, H), а низкоэнергетические характеристические

рентгеновские фотоны при лазерно-плазменной абляции материалов, состоящих из этих элементов, поглощаются бериллиевым окном, поэтому ФЭУ регистрирует только тормозное излучение.

Исходя из числа импульсов, потребовавшихся на перфорацию фольги, зная ее толщину, можно оценить среднюю скорость абляции. Рентгеновское излучение при лазерно-плазменной абляции титановой фольги регистрируется в течении 60 – 70 импульсов, то есть средняя скорость абляции составляет 0.8 ± 0.2 мкм/импульс. Так как фольга наклеивалась на подложку с помощью скотча, уменьшение амплитуды на $\sim 60 - 70$ импульсе до уровня сигнала из скотча в первых импульсах, этот сигнал можно связать с началом абляции скотча (см. рис.2.3.2). Сопоставляя с литературными данными, [70] измеренной скорости абляции титановой фольги соответствует плотность энергии на уровне 30 – 50 Дж/см², и, учитывая длительность импульса 200 фс, можно получить оценку интенсивности на уровне $\sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что соотносится с литературными данными об интенсивностях, достижимых при расположении мишени в воздухе [93]. Перфорация скотча толщиной 80 мкм длится в среднем 20 импульсов, следовательно, скорость абляции составляет 4 мкм/импульс. Такая высокая скорость абляции может быть связана с малой плотностью материала.

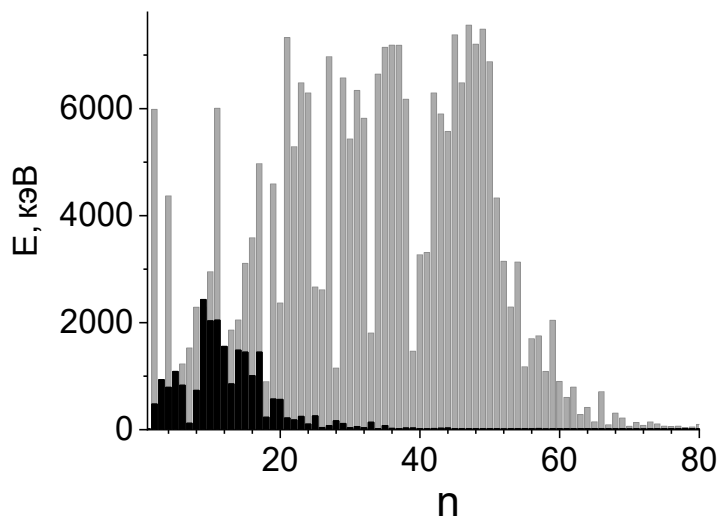


Рис.2.3.2. Выход рентгеновского излучения из однослойной Ti мишени (серый) и из двустороннего скотча (черный) от номера лазерного импульса при фокусировке на поверхность мишени.

После измерения амплитуды рентгеновского излучения при абляции каждого слоя в отдельности, проводилось исследование перфорации многослойной структуры,

состоящей из двух-четырех титановых фольг, склеенных скотчем. На рис.2.3.3 представлена зависимость выхода рентгеновского излучения от номера лазерного импульса для мишеней, состоящих из двух (а) и четырех (б) слоев титановой фольги, толщиной 50 мкм, последовательно соединенных скотчем, при различном положении перетяжки лазерного пучка. Для повышения разрешающей способности метода по глубине микроканала были проведены эксперименты с мишенью, состоящей из двух слоев титановой фольги при заглублении перетяжки пучка на 100 мкм и 200 мкм под поверхность верхнего слоя титановой фольги. В этом случае становится возможным зарегистрировать сигнал рентгеновского излучения при абляции второго слоя фольги, причем заглубление на 100 мкм оказывается наиболее оптимальным режимом для четкого различия обоих слоев титановых фольг.

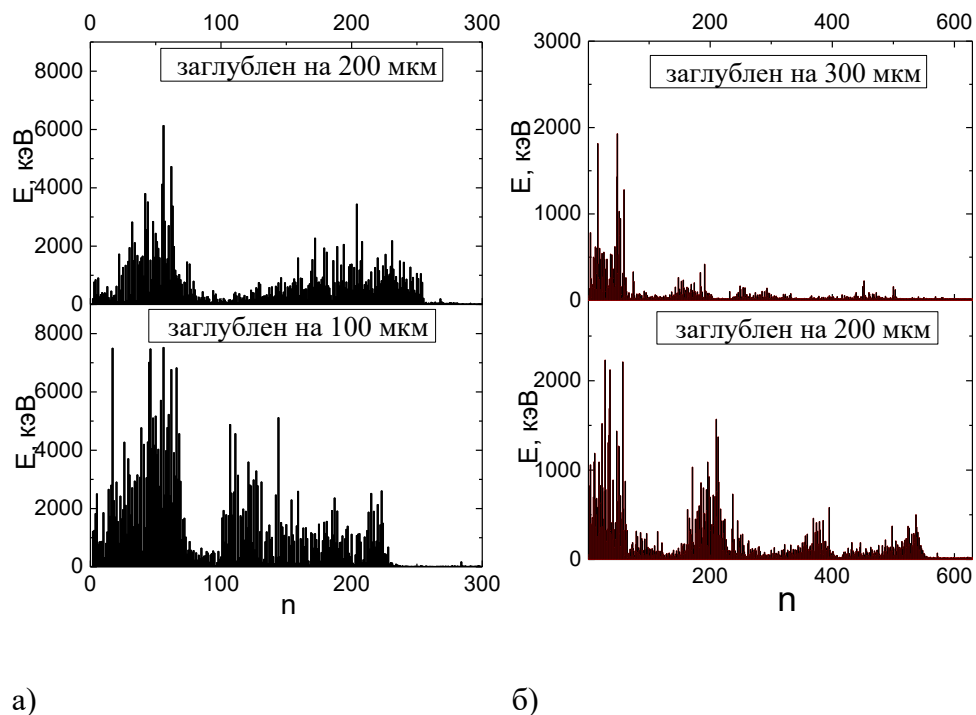


Рис.2.3.3. Амплитуда выхода рентгеновского излучения (E) при абляции мишени, состоящей из двух слоев титановых фольг, скрепленных скотчем (а), и четырех слоев титановых фольг, скрепленных скотчем (б) при заглублении фокуса до 300 мкм в зависимости от номера лазерного импульса (n). Фокусировка лазерного излучения с $NA=0.125$.

При увеличении количества слоев титановых фольг до и четырех (рис.2.3.3 б), наиболее четко регистрируется процесс перфорации всех слоев при увеличении

заглубления перетяжки пучка до 200 мкм под поверхность верхнего слоя фольги (то есть при ее положении на расстоянии 20 мкм перед третьим слоем фольги).

Таким образом, мы видим, что при заглублении фокуса до 200 мкм (при длине перетяжки около 250 мкм), становится возможным различить моменты перфорации до 4 слоев титановой фольги толщиной 50 мкм. То есть, при используемых параметрах лазерного излучения и фокусировки, возможно проводить мониторинг межслойного перехода в многослойной структуре толщиной до ~ 500 мкм, увеличивая глубину детектирования заглублением фокуса лазерного пучка.

На следующем этапе были проведены эксперименты по мониторингу межслойного перехода в мишени яичная скорлупа – яичный белок, более близкой к моделированию биологической структуры. Так как толщина слоя скорлупы составляет 400 мкм, то для фокусировки лазерного излучения в экспериментах использовалась фокусировка с 0.075 (с длиной Релея ~ 300 мкм, сопоставимой с толщиной слоя скорлупы). Как было установлено ранее, более четко отслеживать перфорацию удастся при заглублении лазерного фокуса под поверхность мишени, поэтому в эксперименте было проведено заглубление перетяжки под поверхность скорлупы на 200 мкм так, что вся скорлупа находилась в области перетяжки.

Как в случае наличия белка под скорлупой, так и в случае скорлупы, заполненной водой, было установлено, что амплитуда рентгеновского излучения резко обрывается в ноль к ~ 150 импульсу, что свидетельствует о перфорации скорлупы.

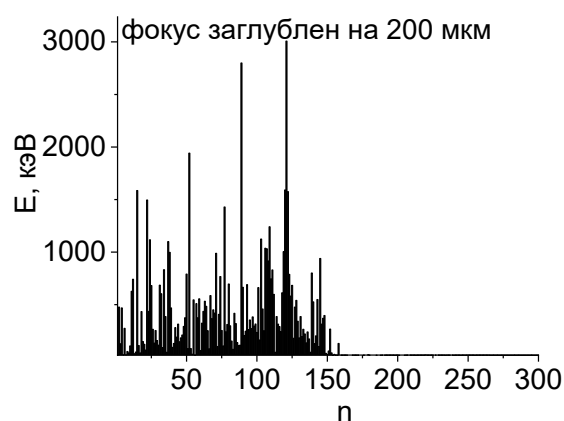


Рис.2.3.4. Амплитуда выхода рентгеновского излучения (E) при абляции оболочки куриного яйца (скорлупа и прилегающий слой белка) при заглублении лазерного фокуса на 200 мкм от номера лазерного импульса (n).

Средняя скорость абляции яичной скорлупы, таким образом, составляет $\sim 2,5$ мкм/импульс и близка по значению к скорости абляции алюминия, имеющего близкую плотность [70].

Таким образом, по результатам проведенных экспериментов можно сделать вывод об применимости методики регистрации рентгеновского излучения из лазерной плазмы, образуемой в микроканале многослойной твердотельных мишеней для контроля межслойного перехода. Отметим, что глубина, на которой может производиться контроль, зависит от размеров перетяжки лазерного пучка и может быть оптимизирована заглаблением фокуса лазерного пучка.

При мониторинге процесса межслойного перехода в режиме абляции «параллельно» с рентгеновским откликом регистрировались также сигналы эмиссии плазмы и второй оптической гармоники [137]. Однако, выделение сигнала второй гармоники было затруднено сильным «зашумлением» полезного сигнала эмиссионным фоном, что приводило к снижению отношения сигнал/шум по сравнению с рентгеновским сигналом.

2.4. Выводы по главе

- 1) Установлено, что лазерно-индуцированное рентгеновское излучение, регистрируемое при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельную мишень, может быть использовано для оценки усредненной интенсивности в создаваемом за счет лазерной абляции микроканале и контроля динамики изменения лазерной интенсивности при лазерно-плазменном процессе создания микроканала в расположенной в воздухе твердотельной мишени, при интенсивностях воздействующего излучения порядка и более 10^{14} Вт/см².
- 2) Установлено, что в режиме создания микроканала в медной мишени толщиной 80 мкм мягкофокусированными импульсами фемтосекундного Cr:forsterite лазера ($\lambda = 1.24$ мкм, $\tau = 200$ фс, $f = 10$ Гц, $NA = 0.03$, интенсивность на поверхности в диапазоне $I \sim (0.7 - 4.0) \cdot 10^{14}$ Вт/см²), интенсивность лазерного излучения в микроканале возрастает не более чем в 3 раза относительно исходного значения, а увеличение средней энергии горячих электронов в рамках уточненной связи с интенсивностью воздействующего излучения не превышает 1.5 раза. При этом, в режиме создания микроканала, при $I \sim 3.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² число фотонов (Cu K 8 кэВ)

за импульс в телесный угол составляет $\sim 3 \cdot 10^5$ фот/имп., а эффективность конверсии $\sim 5 \cdot 10^{-8}$.

- 3) Установлено, что взаимодействие фемтосекундного излучения (Ti:Sa лазер $\lambda = 0,8$ мкм, $E = 1 - 6$ мДж, $NA = 0,008$) при $P \sim (3 - 5) \cdot P_{кр}$ в режиме филаментации с твердотельной мишенью, расположенной в воздухе, при создании в ней микроканала, сопровождается генерацией рентгеновского излучения в диапазон более 3 кэВ. При использовании положительно-чирпированных импульсов (500 фс) интегральная энергия рентгеновского излучения возрастает до 5 раз, а средняя скорость абляции увеличивается до 8 раз по сравнению с режимом спектрально ограниченных (60 фс) импульсов, что связывается с увеличением плотности энергии в филаменте и трансформацией длительности импульсов.
- 4) Впервые определена величина интенсивности в фемтосекундном лазерном филаменте, образованном сфокусированным излучением Ti:Sa лазера ($\lambda = 0,8$ мкм, $E = 6$ мДж, $NA = 0,008$, $P \sim (3 - 5) \cdot P_{кр}$, $\tau = 500$ фс) при его воздействии на твердотельную мишень в режиме создания микроканала, с использованием данных по рентгеновскому излучению, которая составила $I \sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см².
- 5) Показано, что при воздействии импульсно-периодического сфокусированного фемтосекундного излучения Cr:forsterite лазера ($\lambda = 1240$ нм, $E \sim 700$ мкДж, $f = 10$ Гц, $\tau = 200$ фс, $NA \sim 0.07 - 0.1$) на поверхность многослойной структуры в режиме создания микроканала, материал слоев которых имеет различающиеся атомные номера Z , возникающее в микроплазме рентгеновское излучение может быть использовано для диагностики послойного процесса абляции мишени по регистрируемому рентгеновскому сигналу.

Результаты исследований опубликованы

- Zhvaniya, I. A., **Garmatina, A. A.**, Makarov, I. A., and Gordienko, V. M. (2016). Tracking of buried layers during plasma-assisted femtosecond laser drilling of compound targets. *Journal of Applied Physics*, 120(4), 045901.
- **Гарматина, А. А.**, Жвания, И. А., Потёмкин, Ф. В. и Гордиенко, В. М. (2018). Генерация рентгеновского излучения из плазмы в микроканале медной мишени, находящейся в воздухе, под действием мягкосфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 100 ТВт/см². *Квантовая электроника*, 48(7), 648-652.

- **Garmatina, A. A.**, Nazarov, M. M., Zhvaniya, I. A., Gordienko, V. M., and Panchenko, V. Y. (2019). Laser chirp effect on x-ray enhancement under interaction of monofilament with solids placed in air. *Laser Physics Letters*, 16(2), 025401.

Глава 3. Минимизация влияния ионизации газовой среды на доставку интенсивного ($10^{14} - 10^{16}$ Вт/см²) лазерного излучения до мишени

Первый параграф посвящен получению спектрально яркого рентгеновского излучения (6,4 кэВ) при фокусировке ($NA=0,03$ и $0,1$) фемтосекундного Cr:forsterite лазерного излучения с энергией лазерного импульса $E < 1,5$ мДж и интенсивностью $10^{14} - 10^{16}$ Вт/см² на структурированную ленту, содержащую наночастицы диоксида железа. Исследуется вопрос о влиянии параметров фемтосекундного лазерного излучения (ориентации линейной поляризации, интенсивность), а также структуры приповерхностного слоя ленты (размера наностержней), на выход рентгеновского излучения. Также изучается вопрос о возможности минимизации влияния ионизации приповерхностной газовой среды на доставку лазерного излучения до мишени и увеличения выхода рентгеновского излучения путем введения гелиевого поддува в зону перетяжки и за счет управления длительностью лазерного импульса.

Второй параграф посвящён созданию вневакуумного спектрально-яркого источника рентгеновского излучения (характеристическая линия 8 кэВ) пригодного для проведения дифракционных экспериментов, на базе излучения фемтосекундного титан-сапфирового лазера (с интенсивностью до $\sim 10^{17}$ Вт/см²), воздействующего на медную мишень, расположенную в воздухе и при гелиевом поддуве. Исследуется вопрос поиска оптимальных условий (энергия в импульсе, длительность импульса, острота фокусировки) для получения максимального выхода рентгеновского излучения. Проводятся первые эксперименты по выделению характеристического излучения по схеме дифракции на кристалле кремния.

3.1. Генерация рентгеновского излучения (6,4 кэВ) при воздействии сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения на структурированную магнитную ленту, содержащую наночастицы оксида железа

Мишень в виде перемещаемой с постоянной скоростью ленты является удобной для создания источника спектрально-яркого квазинепрерывного рентгеновского излучения, так как обеспечивает постоянное обновление поверхности для последующего лазерного импульса и, соответственно, квазипостоянный поток рентгеновских фотонов в течении эксперимента. Магнитная лента состоит из тонкого верхнего магнитного слоя, находящегося на более толстой пленочной основе. Верхний слой обычно состоит из оксидов железа Fe_2O_3 в форме квазиориентированных наноцилиндров 40% (по объему) в полимерном связывающем слое (полиуретановый или ПВХ-эластомер, плюс смазочные материалы и абразивы), которые вместе образуют слой переноса информации [138]. Таким образом поверхность ленты является структурированной мишенью.

Известно [44,78], что структурированные мишени обеспечивают большой энерговклад в мишень и, соответственно, более высокий выход рентгеновских фотонов из лазерно-индуцированной плазмы. Структурированная мишень на основе коммерчески доступной магнитной ленты позволяет работать в импульсно-периодическом режиме в течении ~90 минут. Кассетный плеер обеспечивает скорость перемещения ленты ~ 4,5 см/с и может обеспечить обновление поверхности в режиме лазерного взаимодействия на мишень высокоинтенсивными импульсами с частотой до 1 кГц и, таким образом, обеспечивает взаимодействие каждого последующего лазерного импульса при частоте воздействия менее 1 кГц со «свежей» поверхностью.

Известно [84], что электронная подсистема металлических наноструктур тем эффективнее возбуждается лазерным излучением, чем ближе частота излучения к некоторому плазмонному резонансу наноструктуры. Наностержни — это наноразмерные твердые объекты, имеющие цилиндрическую форму, в которых радиус обычно меньше длины в 10 раз или более, при этом один размер имеет порядок 100 нм. Такого типа объекты в виде окислов магнитных материалов содержатся в магнитной ленте. Предполагая, что магнитная лента состоит из 40% (по объему) магнитных частиц, 40% полимерного связующего и 20% пор [138], то, вероятно, не все наночастицы агрегированы. Тогда можно рассматривать каждую из таких наночастиц как наноантенну. Считая, что наночастицы имеют вытянутую форму, близкую к цилиндрической, можно ввести радиус

R и длину L наночастицы. В предположении, что $R \ll L$, в [84] получено, что резонансные плазмонные частоты такого цилиндра для колебания электронной плотности вдоль оси цилиндра зависят от плазменной частоты и продольного и поперечного размера цилиндра. Для многих металлов плазменная частота имеет типичное значение порядка 10^{16} с^{-1} , тогда радиус наностержня R в модели [84] должен быть меньше 100 нм, чтобы поддерживать фазовую скорость ниже вакуумной скорости света c . Такая оценка получена [84] для случая, когда электрическое поле поляризовано вдоль оси цилиндра. Если электрическое поле поляризовано перпендикулярно оси цилиндра, эффективность возбуждения плазмонных колебаний снижается, и поляризация цилиндра уменьшается. Таким образом, и эффективность возбуждения плазмонного отклика зависит от состояния поляризации излучения. Поэтому представляет интерес исследование эффективности нелинейно-оптического преобразования, в частности, генерации рентгеновского излучения при воздействии на магнитную ленту интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов для двух ориентаций линейной поляризации. Есть вероятность того, что агрегация или модификации размера наночастиц должна приводить к изменению нелинейно-оптического отклика в зависимости от ориентации линейной поляризации и может указывать на особенности структуры магнитной плёнки.

Таким образом, задачей первого параграфа являлось определение зависимости выхода рентгеновского излучения от состояния поляризации лазерного излучения и структуры пленки с целью максимизации выхода рентгеновского излучения.

3.1.1. Экспериментальная установка

В проведенных экспериментах был использован фемтосекундный Cr:forsterite лазер с длиной волны $\lambda=1.24$ мкм, длительностью импульса 100фс, работающий с частотой повторений импульсов 10 Гц. Энергия в импульсе ограничивалась величиной 1,5 мДж, контраст на наносекундном масштабе был около 300. Фокусировка излучения на мишень осуществлялась линзой с фокусным расстоянием $f=30$ см и 6 см (числовая апертура $NA=0,03$ и $0,1$). Диаметр пучка в перетяжке составлял порядка 40 мкм и 8 мкм). Ориентация линейной поляризации лазерного излучения изменялась поворотом пластинки $\lambda/2$ стоящей в тракте лазерного излучения. В качестве мишени использовалась структурированная магнитная лента, выделенное направление наноцилиндров совпадало с направлением движения ленты и вектором электрического поля для P-поляризованных

импульсов. Мишень в эксперименте была установлена нормально к распространению лазерного излучения.

Для минимизации влияния ионизации среды и, соответственно, для увеличения выхода рентгеновского излучения, была организована подача гелия («гелиевый поддув») в зону взаимодействия лазерного излучения с мишенью была изготовлена небольшая камера в виде отрезка силиконовой трубки, ориентированного открытыми частями к мишени и, соответственно, к падающему лазерному пучку. Диаметр трубки ~0,4 см, длина трубки также порядка 0,5 см. Заполнение камеры гелием проводилось с помощью иглы от шприца диаметром 0.4мм, острие которой располагалось близко к зоне возникновения плазмообразования в приповерхностной области мишени. Стенки камеры обеспечивали накопление газа в зоне взаимодействия лазерного излучения с мишенью. Игла соединялась с гелиевым баллоном с помощью силиконовой трубки. Расход гелия в этих условиях не превышал 0,25 л/мин.

Для измерения интегрального выхода рентгеновского излучения использовался далее ФЭУ-РИ, который располагался под углом примерно 45° к направлению лазерного излучения. Расстояние от ФЭУ-РИ до мишени составляло 6 см. С учетом поглощения рентгеновского излучения бериллиевым фильтром и воздушной трассой, ФЭУ-РИ фиксировал фотоны с энергией более 3 кэВ. Рентгеновский спектр измерялся в диапазоне энергий 2 – 30 кэВ спектрометром Amptek. Он располагался на расстоянии 8 – 11 см от мишени. Одноквантовый режим работы регулировался диафрагмой диаметром 0.5 мм, установленной перед его входным окном. Спектрометр калибровался источником на основе изотопа железа ^{55}Fe . Подсчет числа рентгеновских фотонов за импульс в телесный угол производился по формуле (2.1). Схема установки изображена на рис.3.1.1.

Для характеристики наблюдаемых процессов генерации рентгеновского излучения и абляции было введено определение средней энергии рентгеновских фотонов, (аналогично тому, как это было сделано в главе 2) измеренной с помощью рентгеновского ФЭУ: $\langle E_{\text{tot}} \rangle$, измеренной с помощью рентгеновского ФЭУ: $\langle E_{\text{tot}} \rangle = E_{\text{tot}} / n$, где E_{tot} - интегральная энергия фотонов, измеренная ФЭУ за число импульсов необходимых для перфорации, n - количеством импульсов, необходимых для перфорации мишени.

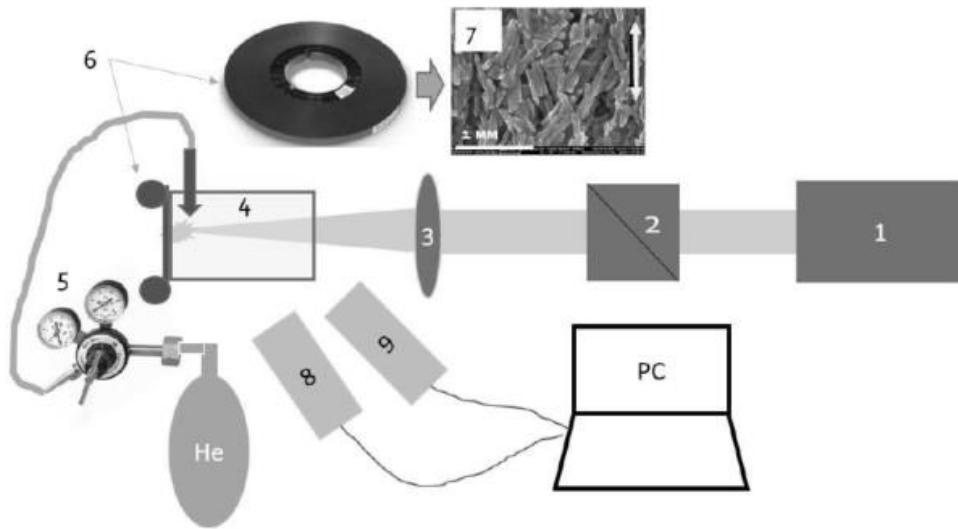


Рис.3.1.1. Экспериментальная схема: 1 – фемтосекундный лазер Cr:forsterite , 2 – пластинка $\lambda/2$, 3 - линза, 4 – силиконовая микрокамера, 5 – гелиевый редуктор, 6 – структурированная лента, 7 – изображение структуры магнитной пленки на СЭМ, стрелкой указано направление движения ленты, 8 – РИ ФЭУ, 9 – рентгеновский спектрометр Amptek. Адаптировано из [91].

Магнитная лента состоит из тонкого верхнего магнитного слоя, находящегося на более толстой пленочной основе. Верхний слой содержит оксиды железа Fe_2O_3 в форме квазиориентированных наночилиндров 40% (по объему) в полимерном связывающем слое [138].

В грубом приближении, средний диаметр наночилиндра меньше длины примерно в 10 раз, что может быть существенным для условий возбуждения поверхностных плазмонов. Толщина магнитного слоя 3 мкм, толщина подложки 16 мкм. Пористость составляет около 20%. В экспериментах использовалась два типа ленты, тип 1 - длина наночилиндров 600 ± 200 нм, диаметр 30 ± 10 , тип 2 - длина наночилиндров 300 ± 200 мкм, диаметр 15 ± 10 нм). Кассетный плеер использовался для перемещения ленты, скорость $\sim 4,5$ см/с обеспечивала взаимодействие каждого последующего лазерного импульса со свежей поверхностью.

Мягкая фокусировка ($NA = 0,03$) в случае изучения поляризационной зависимости была выбрана для обеспечения большей площади пучка и включения большего числа структурных элементов поверхности, а также доставки до мишени большей величины энергии без влияния ионизации и значительной дефокусировки пучка.

3.1.2. Влияние ориентации линейной поляризации фемтосекундного лазерного излучения и структуры пленки на выход рентгеновского излучения

Были проведены эксперименты по исследованию интегрального выхода рентгеновского излучения в зависимости от энергии в лазерном импульсе при мягкой фокусировке лазерного излучения ($NA = 0,03$) на поверхность перемещаемой магнитной ленты, расположенной в воздухе, для двух поляризаций (направление поля вдоль выделенного направления, которое показано стрелочкой на изображении поверхности ленты, полученном на электронном микроскопе и представленном на рисунке 3.2.1 (P-поляризация) и поперек ему (S-поляризация).

Получено, что интегральный выход РИ является поляризационно-чувствительным во всем диапазоне энергий 150 – 1300 мкДж. Причем, увеличение амплитуды в случае P-поляризации на всем диапазоне энергий составляет 1.6 ± 0.3 раз.

Отметим, что экспериментальные значения (рис. 3.1.2) аппроксимируются зависимостью $\langle E_{tot} \rangle \sim E^{2,5}$ (аппроксимация не зависит от состояния линейной поляризации). Однако, при энергии более 600 мкДж (интенсивность порядка $5 \cdot 10^{14}$ Вт/см²) значения лежат ниже кривой аппроксимации, то есть выход РИ выходит на насыщение, которое может быть связано с нарастающим влиянием ионизационных потерь, дефокусировки пучка и снижением реальной интенсивности [91]. Данный вопрос будет рассмотрен в следующем пункте.

Коэффициент в аппроксимации оказывается таким же, как для второго импульса из канала в медной мишени при воздействии на нее лазерных импульсов со схожими параметрами длительности, фокусировки и диапазона интенсивностей (см глава 2, раздел 2.1).

Были измерены рентгеновские спектры для P-поляризованных и S-поляризованных импульсов, и было получено, что максимальный выход характеристического излучения (6,4 кэВ) при энергии в импульсе 700 мкДж – 1,3 мДж в случае S поляризации лазерных импульсов оказывается равным примерно $6 \cdot 10^3$ фот/имп/ср, в случае P поляризации - 10^4 фот/имп/ср (рис. 3.1.2 б). Таким образом, выход характеристического излучения оказывается также поляризационно-чувствительным, причем отношение выходов для P и S поляризаций составляет примерно 1,6, как и для интегрального выхода.

Выход характеристического рентгеновского излучения оказывается ниже, чем в работе [111] в условиях воздействия сфокусированного излучения Ti:Sa лазера

($\lambda = 0,8$ мкм) на магнитную ленту, размещенную в вакуумной камере. Эксперимент проводился при сопоставимых условиях фокусировки (диаметр пучка в перетяжке 40 мкм) и длительности chirпированного импульса 150 – 250 фс. При энергии 400 мкДж в [111] регистрировалось менее 10^4 фот/имп/ср в режиме отрицательно-chirпированных импульсов. Однако, в режиме положительно-chirпированных импульсов выход рентгеновского излучения возрастал до $4 \cdot 10^4$ фот/имп/ср. А при использовании энергии импульса 700 мкДж выход достигал значений $(1,4 - 1,8) \cdot 10^5$ фот/имп/ср.

Различие в выходе рентгеновских фотонов в нашем эксперименте и в работе [111] скорее всего связано с различием в условиях лазерного воздействия (длина волны лазера, контраст, ограничение интенсивности из-за работы в условиях воздуха, использование нами спектрально-ограниченных импульсов). Также возможна разница из-за влияния на выход РИ структуры ленты, которое будет рассмотрено ниже.

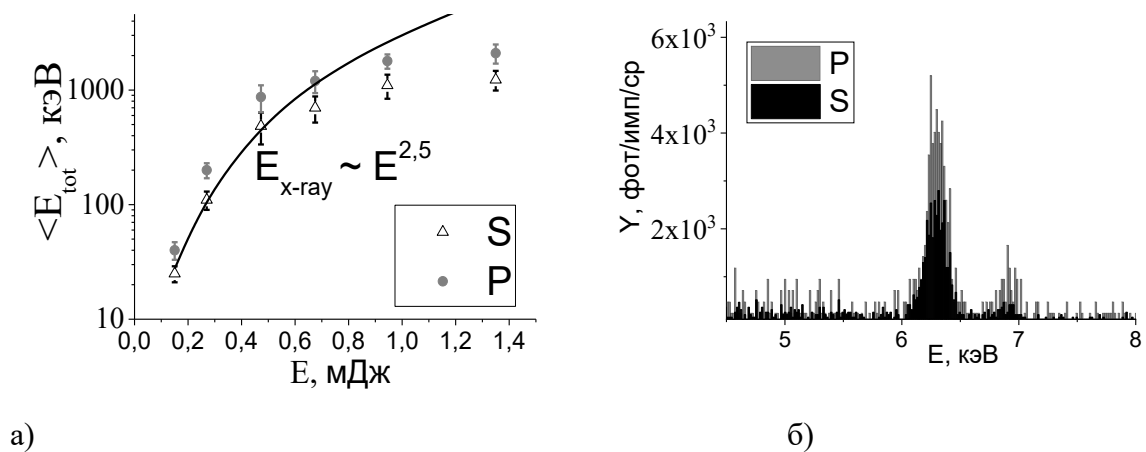


Рис. 3.1.2. Выход рентгеновского излучения $\langle E_{tot} \rangle$ в апертуру ФЭУ в зависимости от лазерной энергии при двух поляризациях лазерного излучения (S и P) (а), рентгеновские спектры для P-поляризованных и S-поляризованных импульсов при энергии 700 мкДж, вакуумной интенсивности $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (б).

Далее исследовано влияние размера наноцилиндров на выход рентгеновского излучения, для чего был измерен выход в зависимости от ориентации линейной поляризации с двумя видами магнитных пленок. Пленки типа 1 содержали крупные наноцилиндры (длина 600 ± 200 нм, диаметр 30 ± 10 мкм) и пленки типа 2, содержащие малые наноцилиндры (длина 300 ± 200 нм, диаметр 15 ± 10 нм). Результаты представлены на рис. 3.1.3. Как видно из рисунка, при использовании пленки с малыми

наноцилиндрами (2 типа), выход рентгеновского излучения для Р-поляризованных импульсов оказывается также выше, чем для S-поляризованных импульсов. При обеих поляризациях рентгеновский выход оказывается выше примерно в 2 раза, при использовании пленки типа 2.

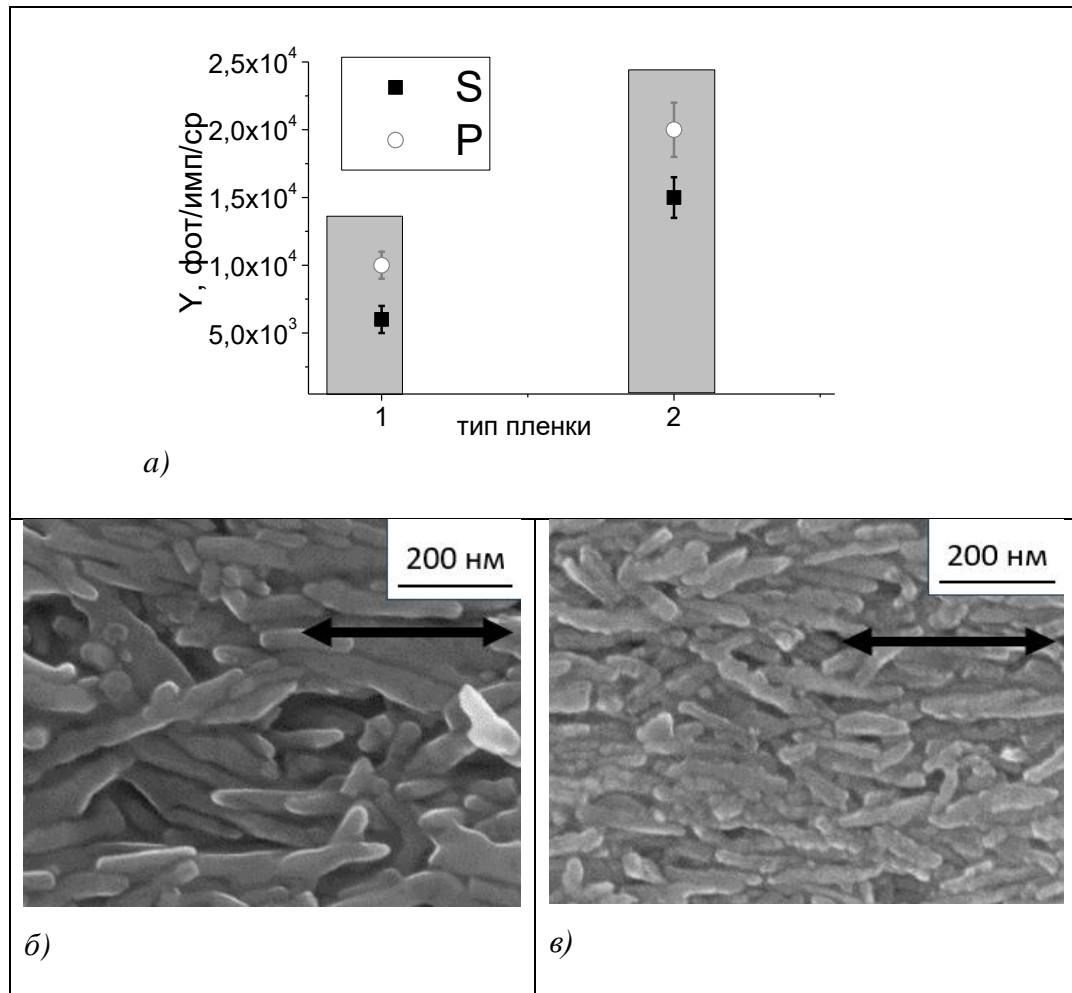


Рис. 3.1.3. Выход рентгеновского излучения в апертуру ФЭУ при воздействии лазерного излучения при двух поляризациях S и P на пленки типа 1 и 2 (а) изображение пленки на электронном микроскопе. Пленки: типа 1 – длина частиц 600 ± 200 нм, диаметр 30 ± 10 мкм (б) типа 2 – длина частиц 300 ± 200 мкм, диаметр 15 ± 10 нм (в).

Повышение выхода РИ при использовании структуры с малыми наноцилиндрами (типа 2), на наш взгляд, связано с более эффективным поглощением лазерной энергии. При этом наличие зависимости от состояния поляризации, видимо, объясняется тем, что у наноцилиндров и того и другого типа сохраняется примерно одинаковое соотношение

длины к диаметру, что важно для возбуждения плазмонов согласно теории наноантенн [84].

3.1.3. Повышение выхода рентгеновских фотонов, используя гелиевый поддув и увеличение длительности лазерного импульса

В работе [91] было проведено численное моделирование особенностей нелинейного распространения сфокусированного лазерного пучка в воздухе и гелии. Модель учитывала дифракцию, эффект Керра, плазменную нелинейность, потери на ионизацию. Эффекты связанные с наличием мишени не учитывались. Было выявлено, что фокусировка лазерного пучка в гелии обеспечивает бóльшую интенсивность в фокусе. Также отметим, что фокусировка в газовой среде сопровождалась сдвигом положения, в котором лазерная интенсивность максимальна, относительно геометрического фокуса. Так, в воздухе сдвиг достигал 4 мм, в гелии – 1,2 - 2 мм. Таким образом, из расчета следует, что при гелиевом поддуве должна достигаться большая интенсивность на мишени, а значит и увеличиться выход рентгеновского излучения. Экспериментальная проверка данного утверждения является задачей этого пункта.

Установив, что использование Р-поляризованных импульсов и пленки с малыми наноцилиндрами (типа 2) обеспечивает большой выход рентгеновского излучения, для дальнейших экспериментов с гелиевым поддувом использовалась пленка типа 2 и Р-поляризованное лазерное излучение. В экспериментах была использована острая фокусировка объективом с $NA = 0.1$, позволяющая достичь более высокие значения интенсивности ($\sim 10^{16}$ Вт/см²).

Проведены измерения интегральной энергии рентгеновского излучения в диапазоне более 3 кэВ при фокусировке лазерного излучения на мишень, расположенную в воздухе и при гелиевом поддуве от лазерной энергии и интенсивности, достигающей расчётной интенсивности (без учета ионизации), которая была бы на мишени в вакуумной камере $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см², которую дальше называем «вакуумная интенсивность».

Было получено, что выход характеристического рентгеновского излучения (Fe K α) в воздухе слабо зависит от лазерной энергии, и при максимальной энергии 1 мДж, при вакуумной интенсивности $I \sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² достигает $2.5 \cdot 10^4$ фотон/имп/ср (см. рис.3.1.4). Эффективность конверсии лазерной энергии в рентгеновское излучение 10^{-8} . Представленные данные сопоставимы с полученными в работе [96] для находящейся в

воздухе медной мишени. В [96] при воздействии на мишень излучения Ti:Sa лазера с более острой фокусировкой $NA = 0.2$, длительностью 100 фс, вакуумной интенсивностью $1.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² получен выход рентгеновского излучения $\sim 8 \cdot 10^3$ фот/имп/ср.

Выход характеристического излучения при поддуве гелия во всем лазерной энергии одиночного импульса 200 мкДж – 1 мДж оказывается выше, чем при расположении мишени в воздухе без поддува. Отметим, что положение «фокуса» каждый раз оптимизировалось для достижения максимального рентгеновского выхода в каждом режиме. Значения выхода характеристического рентгеновского излучения аппроксимируются квадратичной функцией в диапазоне лазерной энергии одиночного импульса 200 мкДж – 800 мкДж (см рис.3.1.4). Максимальный выход оказывается $1.3 \cdot 10^5$ фотон/имп/ср, что оказывается сопоставимым с результатами, представленными в работе [96]. В [96] с использованием гелиевого поддува выход характеристического излучения Cu K α составил $2 \cdot 10^5$ фот/имп/ср.

Таким образом, выход рентгеновского излучения при гелиевом поддуве оказывается в 6 раз выше, чем в воздухе. Следуя найденной нами зависимости выхода рентгеновских фотонов от энергии в импульсе и, следовательно, интенсивности на поверхности – $Y \sim I^{2.5}$, такому увеличению рентгеновского выхода соответствует увеличение интенсивности примерно в 2,5 раза, что соотносится с увеличением интенсивности, полученной в расчётах [91].

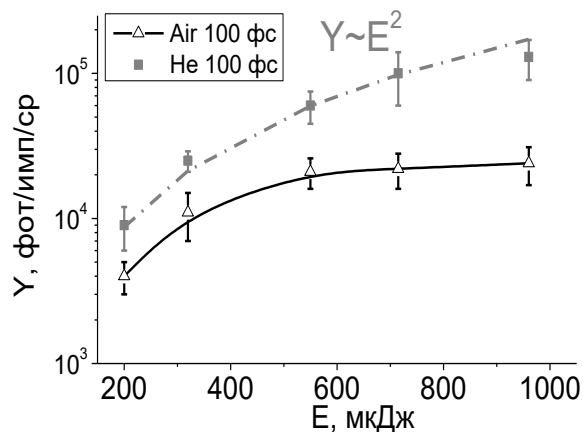


Рис. 3.1.4 Выход характеристического рентгеновского излучения (Fe, 6,4 кэВ) в зависимости от лазерной энергии в случае мишени, расположенной в воздухе (треугольные точки) и при поддуве гелия в область перетяжки лазерного пучка (квадратные точки). Адаптировано из [91].

Были измерены рентгеновские спектры и проведены аппроксимации тормозных спектров с целью установления температуры горячих электронов. Измерения были проведены как в случае мишени, расположенной в воздухе, так и в случае гелиевого поддува в область перетяжки при значении лазерной энергии до 1 мДж (см. рис. 3.1.5, а). Как видно из рисунка, температура горячих электронов в воздухе стабилизируется на уровне $2,4 \pm 0,7$ кэВ при энергии 0,3 мкДж. Далее она остается неизменной при увеличении энергии до 1 мДж, что свидетельствует о стабилизации интенсивности. Температура горячих электронов T_h (см. 2.3) при гелиевом поддуве возрастает с увеличением лазерной энергии и достигает значения 5 ± 1 кэВ при лазерной энергии 700 – 1000 мкДж (см. рис. 3.1.5 б).

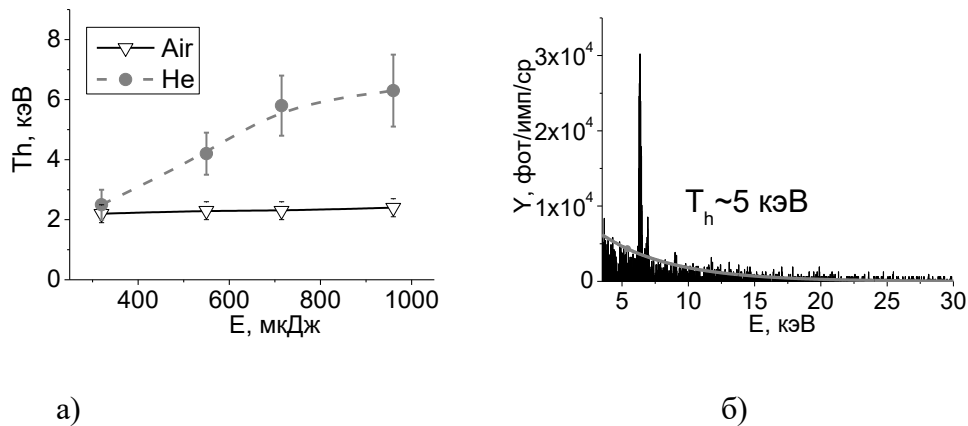


Рис. 3.1.5 Зависимость температуры горячих электронов (T_h) от энергии одиночного лазерного импульса для мишени, расположенной в воздухе (треугольные точки, сплошная линия) и гелии (круглые точки, пунктирная линия) (а), характеристический рентгеновский спектр железа в гелии при энергии одиночного лазерного импульса 1 мДж (б). Адаптировано из [91].

Таким образом, при энергии лазерного импульса более 700 мкДж, температура горячих электронов в условиях гелиевого поддува стабилизируется на более высоком уровне, чем в воздухе и увеличивается выход рентгеновского излучения. Однако, при гелиевом поддуве как выход рентгеновского излучения, так и температура электронов, насыщаются. Это означает, что при этом имеются некоторые потери энергии на ионизацию и происходит дефокусировка пучка. Для их минимизации на следующем этапе длительность лазерного импульса была увеличена до 300 фс. Это привело к ~ 4 -кратному увеличению выхода

рентгеновского излучения K- α (рис. 3.1.6), так и интегрального выхода в условиях гелиевого поддува.

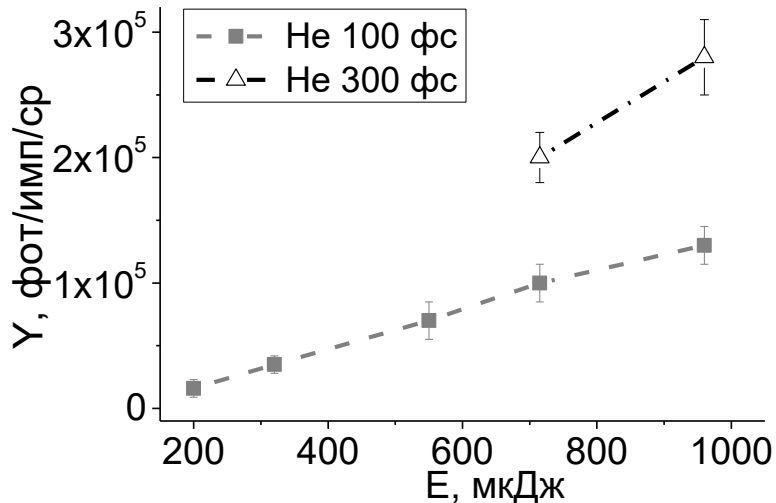


Рис. 3.1.6 Выход характеристического рентгеновского излучения (Fe, 6,4 кэВ) при гелиевом поддуве в зависимости от лазерной энергии в импульсе длительностью 100 фс (квадратные точки) и 300 фс (треугольные точки). Адаптировано из [91].

Увеличение длительности импульса приводит к уменьшению «вакуумной» интенсивности (то есть интенсивности, которая была бы если бы мишень размещалась в вакуумной камере и не было бы потерь на ионизацию и дефокусировки пучка). То есть, при увеличении длительности потери энергии на ионизацию и влияние дефокусировки пучка уменьшаются, что должно приводить к уменьшению размера лазерного пучка на мишени и доставки больше энергии. Следовательно, рост выхода рентгеновского излучения скорее всего происходит из-за увеличения плотности энергии, как это было показано в расчёте [91]. Отметим также, что использование чирпированных импульсов, помимо изменения длительности, также может приводить к увеличению выхода рентгеновского излучения и по другим причинам [111].

Таким образом, было получено, что гелиевый поддув в комбинации с увеличением длительности импульса обеспечивает увеличение температуры горячих электронов, и достижение большего выхода рентгеновских фотонов. Дальнейшие перспективы увеличения выхода связаны с использованием лазерного излучения с большей энергией в импульсе и одновременным увеличением его длительности в более широком диапазоне.

3.2 Генерация спектрально-яркого лазеро-индуцированного рентгеновского излучения (8 кэВ) при воздействии чирпированных фемтосекундных лазерных импульсов на медную мишень в режиме локального поддува гелия

Данный параграф написан по материалам статьи Гарматина, А. А., Назаров, М. М., Щеглов, П. А., Чащин, М. В., Алешкевич, В.А., Бравый, Б.Г., Гордиенко В.М, Панченко, В.Я. (2022). Эффективная генерация характеристического рентгеновского излучения при воздействии чирпированных фемтосекундных лазерных импульсов на медную мишень при локальном поддуве гелия. *Оптика и спектроскопия*, 130(4).

3.2.1. Экспериментальная установка.

В экспериментах использовался Ti:Sa фемтосекундный лазер имеющая следующие параметры: на длине волны $\lambda = 800$ нм, длительность спектрально-ограниченного импульса $t = 30$ фс на; энергия в импульсе E до 6 мДж; частота следования импульсов $f = 10$ Гц. Длительность импульса варьировалась за счёт изменения взаимного расположения решёток в оптическом компрессоре. Лазерный пучок диаметром 1 см или 7 см по уровню FWHM фокусировался внеосевой параболой нормально поверхности медной мишени, обеспечивая остроту фокусировки $NA = 0.1$ и 0.4 соответственно. Параметр качества пучка M^2 «маленького» ($NA = 0.1$) – 1,5, «большого» ($NA = 0.4$) ~ 2. Перемещение мишени производилось с помощью шаговых двигателей по алгоритму змейки. Скорость перемещения мишени подбиралась таким образом, чтобы каждый последующий импульс взаимодействовал со «свежей» поверхностью мишени, размещенной в воздухе. Схема подачи гелия была организована аналогично описанной в предыдущем пункте.

Выбор мишени объяснялся тем, что характеристическая линия 8 кэВ меньше поглощается в воздухе, чем характеристическая линия железа (6.4 кэВ), и тем самым лучше подходит для дифракционных экспериментов, проводимых вне вакуумной камеры

Регистрация интегрального рентгеновского излучения осуществлялась ФЭУ-РИ, Рентгеновские спектры измерялись спектрометром Amptek. Приборы расположенного на расстоянии ~ 50 см от мишени. Размер диафрагмы на входном окне спектрометра варьировался в зависимости от потока рентгеновского излучения, так чтобы измерения проводились в однофотонном режиме.

Сигнал второй гармоники из приповерхностной лазерно-индуцированной микроплазмы, возникающей при взаимодействии сфокусированного лазерного излучения с мишенью, выделялся с помощью полосового фильтра СЗС 25 и измерялся с помощью спектрометра Ocean Optics HR-400. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.2.1

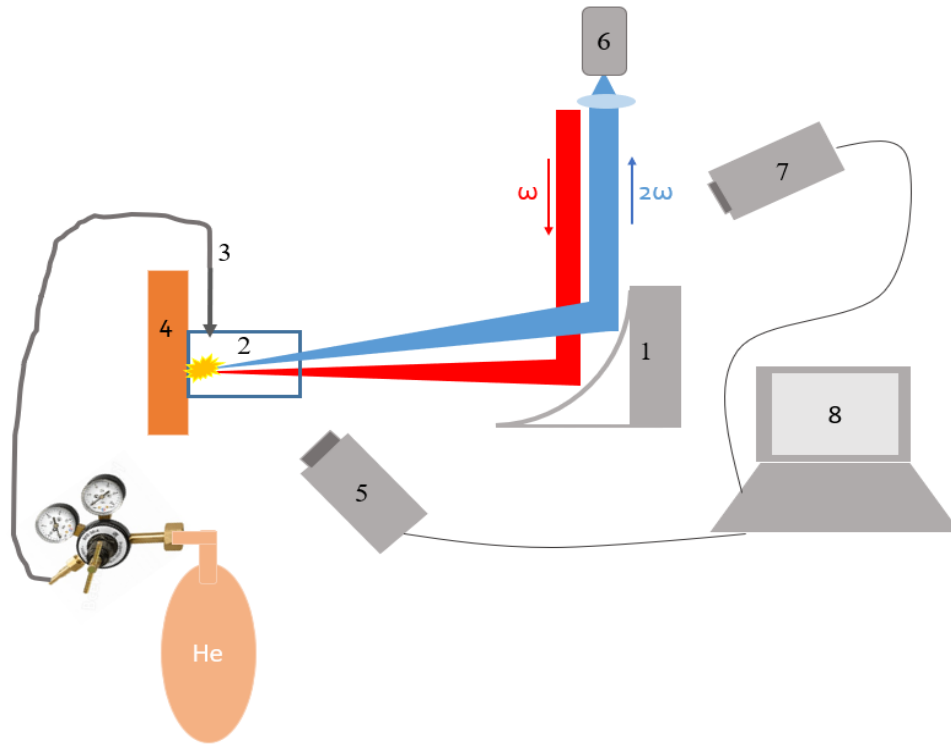


Рисунок 3.2.1 Схема экспериментальной установки. 1 – внеосевая парабола, 2 – силиконовая микрокамера, 3 - игла, через которую осуществляется поддув гелия, 4 – медная мишень, 5 – РИ ФЭУ, 6 – волоконный спектрометр Ocean Optics, 7 - спектрометр Amptek. 8 – ПК.

3.2.1. Генерация спектрально яркого рентгеновского излучения при воздействии лазерного излучения на медную мишень

На первом этапе нами исследована зависимость выхода рентгеновского излучения (характеристической линии меди 8 кэВ) в режиме гелиевого поддува от энергии и длительности лазерных импульсов. Данные для значений энергий 3, 5, 6 мДж представлены на рис. 3.2.2. Получено, что увеличение энергии на всем диапазоне длительностей от 30 фс до 2 пс приводит к увеличению выхода РИ. Установлено, что выход рентгеновского излучения минимален при спектрально-ограниченном импульсе. При увеличении длительности импульса выход нелинейно возрастает при всех значениях энергий.

Наблюдается небольшая асимметрия при использовании импульсов разного знака chirpa – при положительно-чирпированном импульсе выход рентгеновского излучения оказывается выше примерно в 1,5 раза.

Установлено, что минимальная длительность, при которой достигался максимальный выход рентгеновских фотонов, составила ~ 300 фс. Отметим, однако, что при лазерной энергии 3 мДж при дальнейшем увеличении длительности импульса выход рентгеновского излучения уменьшается. Так, при длительности 1 пс выход РИ оказывается в 1,3 раза ниже, чем при 300 фс. При лазерной энергии 6 мДж выход рентгеновского излучения остается неизменным в диапазоне длительностей 300 фс - 1 пс и уменьшается в 1,3 раза при длительности 2 пс (см рис.3.2.2). Уменьшение выхода скорее всего связано с уменьшением реальной интенсивности на мишени. В режимах 3 мДж, 300 фс и 6 мДж 1 пс вероятно интенсивность на мишени оказывается равной интенсивности, которая была бы в вакууме и соответствует значению (при расчетном диаметре пучка в перетяжке 8 мкм) порядка $\sim 10^{16}$ Вт/см² и является, вероятно, максимально достижимой при гелиевом поддуве.

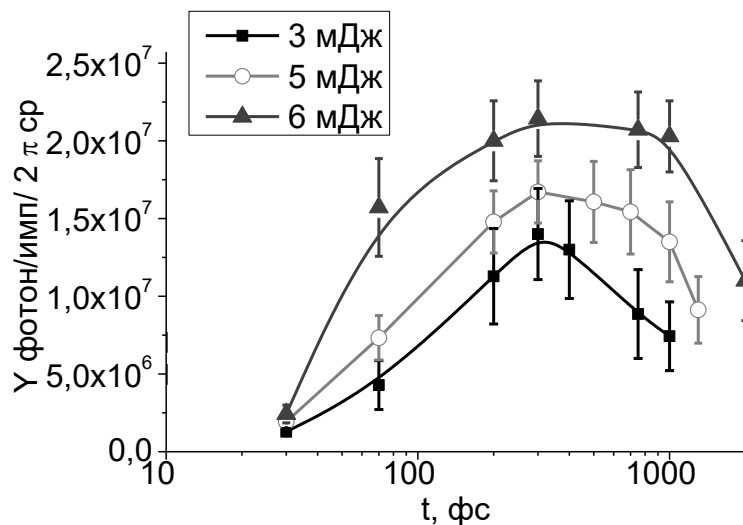


Рисунок 3.2.2. Выход характеристического рентгеновского излучения (Си Ка) в зависимости от длительности лазерного импульса (положительно-чирпированного) в условиях гелиевого поддува при энергиях 3,5 и 6 мДж.

Были проведены сравнительные эксперименты в отсутствие поддува гелия в воздухе в зависимости от длительности импульса при фиксированной энергии 6 мДж при NA = 0.1 (рисунок 3.2.3 а). Получено, что в воздухе при увеличении длительности импульса выход рентгеновского излучения также нелинейно возрастает в диапазоне 30 фс – 300 фс и затем слабо увеличивается, достигая максимума при длительности около 1 пс. При этом

максимальное значение выхода рентгеновского излучения в воздухе оказывается ниже, чем при гелиевом поддуве, примерно в 50 раз.

Чтобы установить причину такого поведения выхода рентгеновского излучения от длительности импульса, были выполнены измерения энергии после искры, зажигаемой в газе при отсутствии мишени при изменении длительности импульса от 30 фс до 1 пс для оценки величины потерь на ионизацию газа. Энергия одиночного лазерного импульса до искры составляла 6 мДж. Установлено, что потери в воздухе при спектрально-ограниченном импульсе достигают $\sim 70\%$ и падают до $\sim 30\%$ при длительности импульса порядка 1 пс (см. рис. 3.2.3.б). Потери энергии в гелии же оказываются около 30% при спектрально-ограниченном импульсе, и составляют порядка 5% при длительности импульса 300 фс, а затем уменьшаются почти до нуля при длительности импульса 1 пс. Это обстоятельство подтверждает наше предположение о том, что при длительности импульса 1 пс в гелии реальная величина интенсивности близка к вакуумному значению. В воздухе же даже при длительности 1 пс ионизация все еще оказывает значительное влияние, уменьшая реальную интенсивность на мишени.

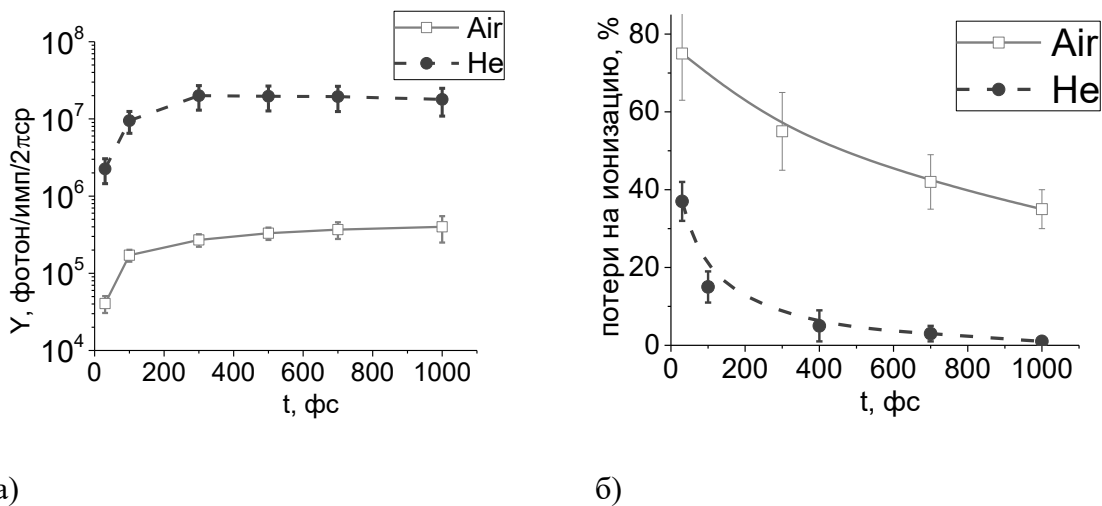


Рисунок 3.2.3. Выход рентгеновского излучения в воздухе (квадратные точки) и гелии (круглые точки) (а) Потери на ионизацию в воздухе (квадратные точки) и гелии (круглые точки) (б) в зависимости от длительности импульса. Лазерная энергия 6 мДж.

Были проведены оценки числа характеристических фотонов меди. Получено, что в воздухе максимальный выход достигает величины $4 \cdot 10^5$ фотон/имп/2π ср. В режиме поддува гелия эта величина существенно возрастает и достигает $2 \cdot 10^7$ фотонов/импульс/2π ср.

Эффективность конверсии лазерной энергии в рентгеновское излучение составляет $\sim 10^{-5}$. Отметим, что выход рентгеновского излучения и эффективность конверсии, полученные при гелиевом поддуве, оказывается выше, чем в работе [96] при длительности импульса 100 фс и фокусировке $NA = 0,2$. В работе [96] достигнутая эффективность конверсии составила $5 \cdot 10^{-5}$, число фотонов за импульс $\sim 5 \cdot 10^6$. Полученные в эксперименте данные оказываются сопоставимы со значениями, полученными в работе [48] при фокусировке с $NA \sim 0,5$ и длительности импульса 30 фс. Согласно данным работы [48] эффективность конверсии составляет $\sim 10^{-5}$, поток фотонов $\sim 3 \cdot 10^7$ фот/имп/2пср.

Были выполнены измерения выхода характеристического рентгеновского излучения при более острой фокусировке $NA = 0,4$. Для этого диаметр лазерного пучка был увеличен до 7 см. Установлено, что острая фокусировка позволила увеличить выход характеристического рентгеновского излучения в воздухе примерно на порядок. Он составил $3 \cdot 10^6$ фотон/имп/2пср, что является рекордным значением для выхода рентгеновского излучения в случае, когда мишень расположена в воздухе (см. рис.3.2.4). При этом оптимальная длительность, при которой выход рентгеновского излучения был максимальным, оказалась короче, чем при более мягкой фокусировке с $NA = 0,1$ и составила ~ 100 фс. Аналогичные эксперименты с гелиевым поддувом не привели к увеличению выхода рентгеновского излучения по сравнению с мягкой фокусировкой.

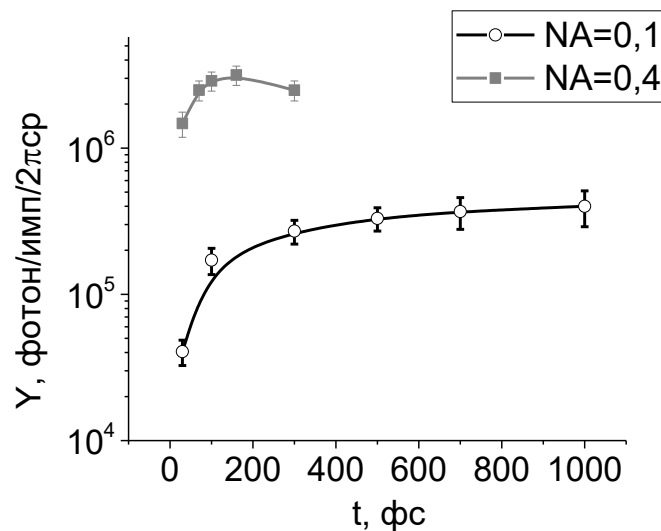


Рис.3.2.4. Выход рентгеновского излучения при размещении мишени в воздухе в зависимости от длительности лазерного импульса. Фокусировка $NA=0,1$ (круглые точки) и $NA=0,4$ (квадратные точки).

Для уточнения значения интенсивностей при фокусировке с $NA = 0.1$ в воздухе и при гелиевом поддуве, а также выявления роли дефокусировки нами были измерены диаметры кратеров, образованных в медной мишени (см рис. 3.2.5.) Отметим, что в воздухе даже при длительности импульса 1 пс диаметр зоны оплава кратера достигает порядка 100 мкм, что значительно превосходит расчётный размер пучка без учета его дефокусировки в среде (~ 8 мкм). Поэтому, хотя увеличение длительности импульса при воздействии на мишень в воздухе и приводит к уменьшению ионизации среды, однако пучок все еще остаётся сильно дефокусированным. Оценка интенсивности на мишени, исходя из размера диаметра кратера, лазерной энергии и длительности импульса (1 пс), оказывается ограниченной на уровне не более, чем $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Чтобы дефокусировка не увеличивала диаметр пучка, а ионизационные потери были близки к нулю, вероятно, требуется еще значительно увеличить длительность импульса.

При использовании острой фокусировки $NA = 0.4$, как было показано теоретически [99], лазерный пучок должен иметь значительно меньший диаметр, что позволяет повысить максимальную интенсивность. Исходя из примерно квадратичной зависимости выхода РИ от интенсивности [91], в данном эксперименте она возрастает примерно в 2 – 3 раза. Однако, полностью ионизацию и дефокусировку подавить не удастся, и реальная интенсивность на мишени оказывается, тем не менее, значительно ниже расчётного значения, которое имело бы место при фокусировке луча в вакууме.

При относительно мягкой фокусировке лазерного пучка $NA = 0.1$ в случае присутствия перед мишенью гелиевого слоя, имеющего больший потенциал ионизации, диаметр кратера уменьшается с 100 мкм при коротком импульсе (30 – 100 фс) до ~ 12 мкм при длительности более 300 фс (см. рисунок 3.2.5 а). Это значение размера кратера близко к расчётному размеру пучка в перетяжке, которое имело бы место при фокусировке луча в вакууме.

Таким образом, увеличение длительности импульса до 300 фс – 1 пс при энергии в импульсе 6 мДж в случае присутствия перед мишенью гелиевого слоя позволяет значительно уменьшить эффект дефокусировки, и достичь условия, когда влияние ионизации окружающей газовой среды минимизировано. Используя данные о размере кратера, потерях на ионизацию, и длительности импульса при гелиевом поддуве максимально достижимая интенсивность на мишени оценивается как $\sim 1.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

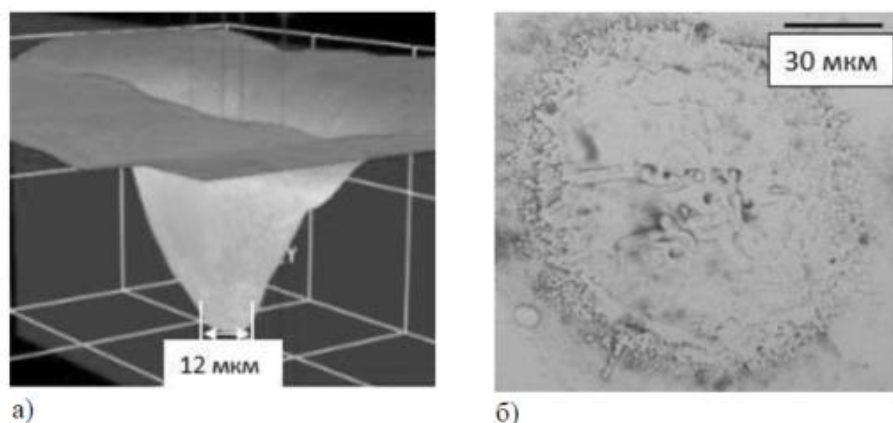


Рисунок 3.2.5. Изображение кратера в медной мишени, полученного с помощью 3D-микроскопа HRM-300 Series. Длительность лазерного импульса 400 фс, гелиевый поддув. Размер ядра 12 мкм. (а), Изображение кратера, полученного с помощью сканирующего электронного микроскопа. Длительность лазерного импульса 50 фс, гелиевый поддув. Диаметр зоны оплава 100 мкм (б).

Таким образом, при увеличении длительности импульса, диаметр кратера уменьшается, а доводимая до мишени энергия из-за уменьшения ионизационных потерь (см рис. 3.2.3 б), растет. Поэтому увеличивается плотность энергии на мишени, которая, по-видимому, и играет ключевую роль в повышении выхода рентгеновского излучения.

Известно, что процесс воздействия интенсивного фемтосекундного лазерного излучения на мишень может также сопровождаться генерацией второй гармоники, имеющей похожую зависимость от интенсивности, что и сигнал рентгеновского излучения [63]. По сдвигу спектра второй гармоники относительно реперного значения можно оценить концентрацию электронов [97]. А поведение сигнала ВГ в зависимости от длительности импульса может помочь определить динамику изменения реальной интенсивности.

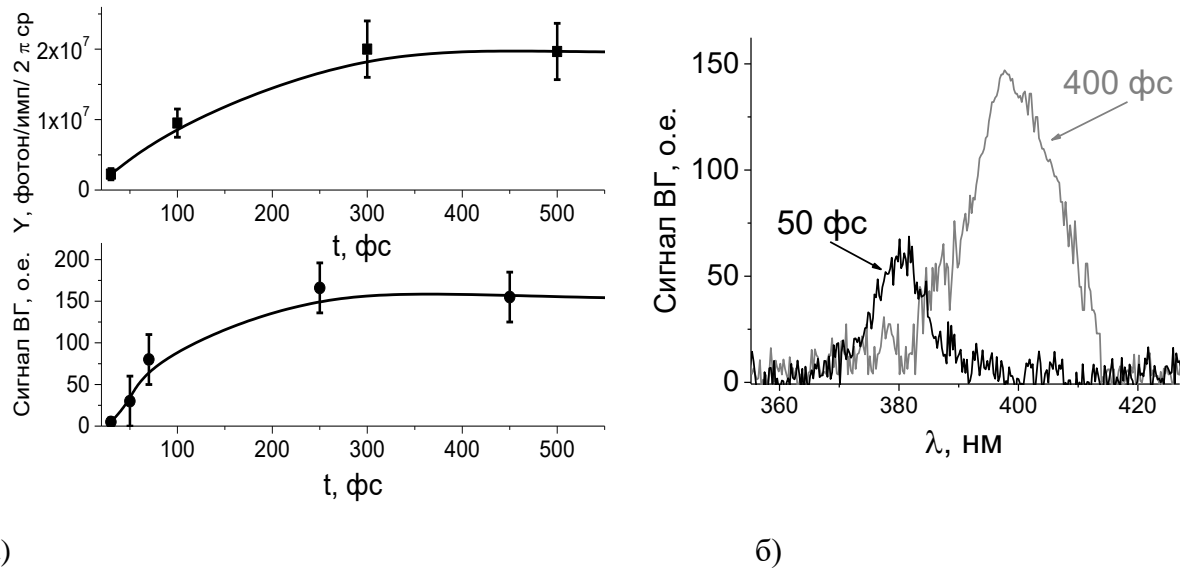
Поэтому, при проведении экспериментов в режиме поддува гелия при фокусировке с $NA = 0.1$, одновременно измерялся сигнал второй гармоники из микроплазмы, регистрируемый в направлении отражения от мишени. При взаимодействии спектрально-ограниченного импульса (30 фс) с мишенью (режим гелиевого поддува в область перетяжки) наблюдалась широкополосная плазменная засветка, и сигнал второй гармоники выделить не удалось. При увеличении длительности лазерного импульса до 50 фс, спектр второй гармоники уже можно было зарегистрировать. Ее спектр оказался сдвинутым примерно на 20 нм относительно спектра, регистрируемого при длительности 400 фс (рисунок 3.2.6 б), когда влияние ионизации уже мало. Такой сдвиг может возникать из-за изменения

показателя преломления, благодаря быстрой ионизации газа фронтом импульса или последующего процесса рекомбинации. По этому сдвигу можно оценить концентрацию электронов (N_e) [97], как это было отмечено в главе 1:

$$N_e \approx \frac{2\pi m_e c^3 \Delta\lambda}{e^2 \lambda^3} \cdot \frac{\tau}{L},$$

Где m_e – масса электрона, e – заряд электрона, c – скорость света, $\Delta\lambda$ – сдвиг второй гармоники излучения ($\Delta\lambda \approx 20$ нм), λ – длина волны излучения (в случае титан-сапфирового лазера $\lambda = 0,8$ мкм), τ – длительность лазерного импульса ($\tau = 50$ фс), L – характерная длина нелинейного взаимодействия (рэлеевская длина лазерного пучка, сфокусированного параболой $L \approx 30$ мкм). Оцененная концентрация электронов оказывается равной $N_e \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и отвечает случаю полной однократной ионизации при интенсивности порядка 10^{15} Вт/см^2 [48].

Нами также была измерена амплитуда сигнала второй гармоники в зависимости от длительности импульса в условиях гелиевого поддува. Установлено, что поведение сигнала второй гармоники в зависимости от длительности лазерного импульса подобно поведению рентгеновского излучения (рисунок 3.2.6 а). Так как амплитуда второй гармоники определяется величиной лазерной интенсивности [53], то рост сигнала второй гармоники при увеличении длительности импульса можно связать с увеличением лазерной интенсивности, а стабилизацию сигнала со стабилизацией лазерной интенсивности, однако, природа такого поведения требует дополнительного анализа.



а)

б)

Рисунок 3.2.6. Сигнал рентгеновского излучения (Y) и амплитуда второй гармоники (сигнал ВГ) при гелиевом поддуве в зависимости от длительности импульса (а), спектры второй гармоники при длительностях импульса 50 фс и 400 фс (б). Энергия одиночного лазерного импульса 6 мДж.

Результаты, извлеченные из анализа диаметра кратера при длительности импульса 50 фс (~ 100 мкм), энергии с учетом потерь на ионизацию (около 30%) также позволяют оценить лазерную интенсивность на поверхности мишени. Она оказывается порядка 10^{15} Вт/см² при длительности импульса 50 фс при гелиевом поддуве. Таким образом, в присутствии гелиевого поддува уменьшение диаметра кратера и уменьшение потерь на ионизацию при увеличении длительности импульса до 300 - 1000 фс должны приводить к росту интенсивности на мишени, которая увеличивается на порядок и составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

Обратимся к данным рисунка 1.2 из главы 1, на котором приведена сводная информация по выходу характеристического рентгеновского излучения в зависимости от интенсивности лазерного излучения (для вакуумных условий и длительности импульса 50÷250 фс). Согласно данным рисунка, выход рентгеновского излучения подчиняется примерно квадратичной зависимости от лазерной интенсивности на поверхности мишени. Если поставить значение, полученное в этом эксперименте с гелиевым поддувом на рис 1.1, то выходу рентгеновского излучения, полученному в нашем эксперименте, соответствует разброс величины интенсивности в диапазоне $(0,4 - 0,8) \cdot 10^{17}$ Вт/см² [22,42–46] в зависимости от длительности импульса. Это соответствует изменению плотности энергии в пределах $(4 - 10) \cdot 10^3$ Дж/см².

В проведенном эксперименте, с гелием при длительности импульса 300 фс, диаметре дна кратера 12 мкм и величине энергии, дошедшей до дна кратера $\sim 5,5$ мДж (оценена с учетом измеренных ионизационных потерь, составивших не более 10%) можно получить значение плотности энергии $\sim 5 \cdot 10^3$ Дж/см². Это значение по порядку величины совпадает с оценкой плотности энергии, взятой из литературных данных и соответствующих выходу рентгеновских фотонов, приведенных в [43] при длительности импульса 45 фс. При этом, оцененная нами интенсивность оказывается на уровне $1,5 \cdot 10^{16}$ Вт/см², что примерно в 5 раз ниже, чем в [43]. На наш взгляд это является свидетельством того, что возрастающая с увеличением длительности импульса плотность энергии (т.е. энерговыход) может играть значительную роль в увеличении выхода рентгеновского излучения, как об этом было сказано выше по тексту.

3.2.2. Выделение спектрально-яркого лазерного-индуцированного рентгеновского излучения (8 кэВ) при дифракции на кристалле кремния

Созданный нами источник рентгеновского излучения (см. предыдущий раздел), позволил провести тестовые эксперименты, ориентированные на получение дифракционной картины. Реализовано выделение характеристической линии меди 8кэВ в результате «брэгговской» дифракции на кристалле кремния (111). В этом случае выделение яркой линии (порядка 1.5 Å) в случае использования широкополосного рентгеновского излучения из медной мишени достигается при угле Брэгга 14° .

Для задачи выделения линии меди была собрана схема, состоящая из свинцовой щели с размерами 2 x 0.3 см и толщиной 12 мм, расположенной на расстоянии 15 см от источника.

Проходящий через щель пучок рентгеновских фотонов попадал на кристалл кремния (111), расположенный на расстоянии 5 см от щели (9), повернутый под углом Брегга к падающему излучению. Спектр отраженного излучения фиксировался спектрометром Amptek (9).

Для отработки методики проведения экспериментов по рентгеновской дифракции на базе уже используемой собранной схемы установки была собрана схема (см рис.3.2.7).

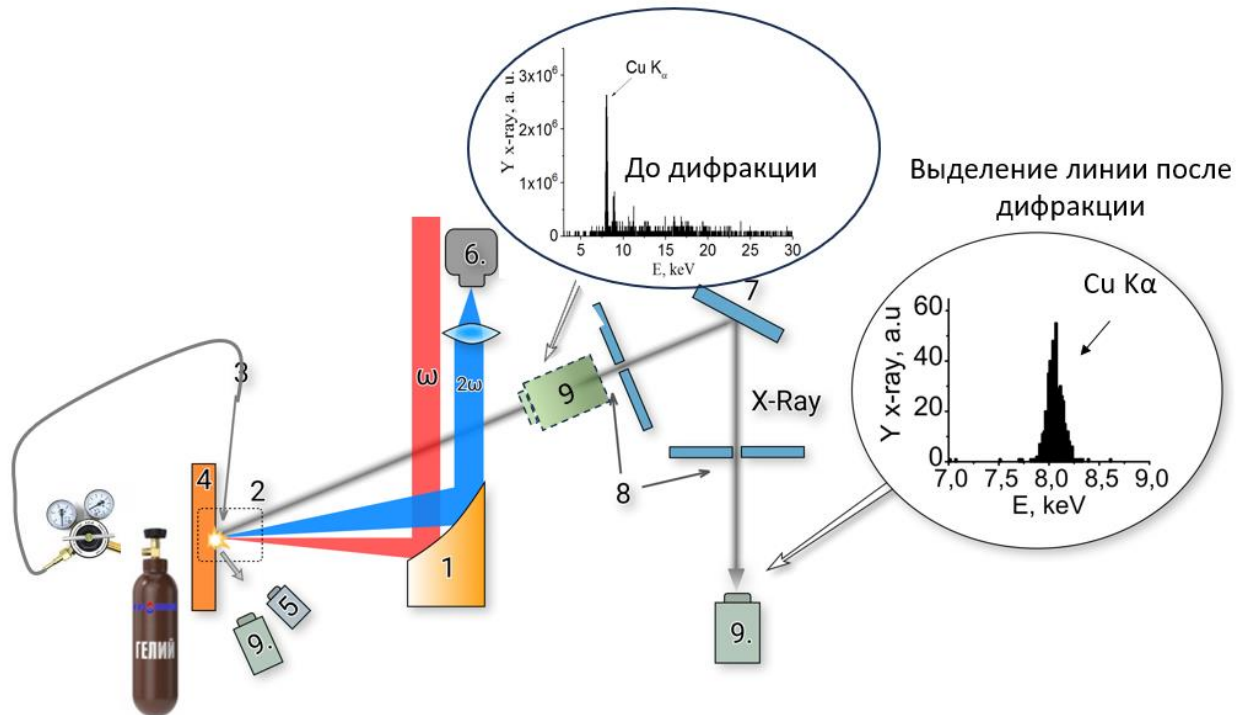


Рисунок 3.2.7. Схема экспериментальной установки. 1 – внеосевая парабола, 2 – силиконовая камера, 3 – игла, через которую осуществляется поддув гелия, 4 – медная мишень, 5 – РИ ФЭУ, 6 – волоконный спектрометр Ocean Optics, 7 – кристалл кремния (1,1,1), 8 – свинцовая щель, 9 – спектрометр Amptek. На врезках – характеристический спектр меди до дифракции и полученный после дифракции.

С использованием созданного источника характеристического рентгеновского излучения 8кэВ, были проведены пробные дифракционные эксперименты с кристаллическим кремнием (111).

Учитывая размеры щели, характеристическое рентгеновское излучение на кристалле кремния оказывается порядка $2,5 \cdot 10^4$ фотонов/имп. Выделение высококонтрастной линии меди в широкополосном рентгеновском спектре подтверждается спектральными измерениями, сделанными с использованием спектрометра Amptek после кристалла (см вставку на рис 3.2.7). Дифрагированные рентгеновские фотоны (Cu K α , 8 кэВ) на образце, расположенном под углом Брэгга, зарегистрированы с высоким контрастом (около 100) по отношению к фону.

Дальнейшее развитие данной схемы может быть связано с использованием поликапиллярной оптики, позволяющей повысить яркость источника до трех порядков [139].

Таким образом, нами сформулирована концепция создания источника спектрально-яркого рентгеновского излучения в области 8 кэВ, получаемого во вне-вакуумных условиях

в режиме использования гелиевого поддува в зону перетяжки и применения chirпированных лазерных импульсов. Перспективы развития связываются с тем, что разработанный вневакуумный подход получения спектрально ярких потоков рентгеновских фотонов найдет применение при лабораторном решении задач, связанных с рентгеноструктурной диагностикой вещества, выполняемой с временным разрешением.

3.3 Выводы по главе

1. Обнаружено, что воздействие сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения лазера на Cr:forsterite с вакуумной интенсивностью порядка 10^{14} Вт/см² – 10^{15} Вт/см² на структурированную пленку, содержащую наностержни оксида железа, сопровождается возникновением зависящего от ориентации линейной поляризации выхода интегрального и характеристического (6.4 кэВ) рентгеновского излучения, причем величина выхода зависит от структуры пленки (размера наностержней в ее верхнем слое).
2. Предложен вневакуумный подход для эффективной фемтосекундной лазерной генерации рентгеновского излучения, состоящий в сочетании процесса поддува гелия в область перетяжки, обладающего высоким потенциалом ионизации и позволяющего минимизировать число индуцированных электронов, и увеличения длительности лазерного импульса, позволяющего оптимизировать плотность энергии на мишени, что приводит к увеличению выхода рентгеновских фотонов.
3. Установлено, что при воздействии chirпированных фемтосекундных лазерных импульсов (лазер Ti:Sa) с энергией 6 мДж сфокусированных (NA = 0.1) внеосевой параболой на медную мишень в режиме гелиевого поддува в зону воздействия, выход рентгеновского излучения при длительности импульса 300 – 1000 фс возрастает в 10 раз по сравнению с использованием спектрально-ограниченных импульсов 30 фс. Он достигает $2 \cdot 10^7$ фот/импульс/2πsr (или $2 \cdot 10^8$ фот/с/2πsr), что является максимальным для вневакуумных условий и отвечает необходимым условиям проведения дифракционных время-разрешенных экспериментов.
4. Исследовано влияние остроты фокусировки на выход рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов (лазер Ti:Sa) с энергией 6 мДж сфокусированных внеосевой параболой на медную мишень расположенную в воздухе.

Установлено, что использование острой фокусировки $NA = 0.4$ приводит к увеличению выхода рентгеновских фотонов \sim в 10 раз по сравнению с фокусировкой $NA = 0.1$. В этом режиме ($NA = 0.4$, 100 фс) поток ($Cu K_{\alpha}$ 8 кэВ) составил рекордное для работы в воздухе значений $3 \cdot 10^6$ фот/имп/2 пи ср.

Результаты исследований опубликованы:

- Garmatina, A. A., Bravy, B. G., Potemkin, F. V., Nazarov, M. M., & Gordienko, V. M. (2020, November). Intensity clamping and controlled efficiency of X-ray generation under femtosecond laser interaction with nanostructured target in air and helium. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1692, No. 1, p. 012004). IOP Publishing.
- Гарматина А.А, Назаров М.М, Щеглов П.А, & Гордиенко В.М (2022) Эффективная генерация характеристического рентгеновского излучения при воздействии чирпированных фемтосекундных лазерных импульсов на медную мишень при локальном поддуве гелия, *Оптика и спектроскопия*, 130 (4), 522 - 529.

Глава 4. Микрофокусный источник рентгеновского излучения на основе низкоэнергетического высокочастотного фемтосекундного волоконного лазера

Глава направлена на разработку принципов создания микрофокусного источника рентгеновского излучения для задач получения рентгеновских изображений с использованием излучения высокочастотного низкоэнергетического волоконного фемтосекундного лазера остросфокусированного на поверхность металлической мишени, расположенной в воздухе.

Первый параграф посвящен исследованию возможности генерации рентгеновского излучения при воздействии остросфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с энергией в импульсе менее 10 мкДж с частотой 100 кГц на твердотельные мишени из различных материалов, имеющих характеристические линии в диапазоне 2 – 8 кэВ. Во втором параграфе представлено определение оптимальных параметров при варьировании частоты воздействия (в диапазоне 0,1 – 2,5 МГц) и энергии в импульсе (до 40 мкДж) для получения рентгеновского источника с максимальным потоком фотонов. В третьем параграфе представлена оценка размера полученного источника, для чего разрабатывается методика оценки размера микроплазменной области по обратно отраженному сигналу второй оптической гармоники, возникающей в горячей плазме. В четвертом параграфе представлены первые демонстрационные абсорбционные и фазово-контрастные измерения тестовых объектов с помощью полученного источника.

4.1. Генерация рентгеновского излучения при воздействии излучения низкоэнергетического волоконного лазера на твердотельную мишень. Выбор материала мишени и способа ее перемещения.

Принципиальная возможность регистрации рентгеновского излучения при воздействии остро сфокусированного низкоэнергетического (2,8 и 8,4 мкДж), фемтосекундного лазерного излучения на мишень была впервые продемонстрирована в работе [15]. Появление в последние годы экономически доступных фемтосекундных волоконных лазеров технологического класса, позволило сделать доступным воздействие фемтосекундными

лазерными импульсами с энергией в несколько десятков микроджоулей в режиме высокой средней мощности. Достоинством таких лазеров является способность работать с высокой частотой следования импульсов в единицы-десятки мегагерц (а в режиме генерации пачек импульсов еще выше), за счет чего достигается и высокая средняя мощность в десятки ватт [30]. Остро фокусируя лазерное излучение микроджоульного уровня можно достичь интенсивности на мишени порядка 10^{14} Вт/см², достаточной для зажигания горячей микроплазмы и, соответственно, генерации рентгеновского излучения [15], демонстрация которой была показана в предыдущих главах. А большая частота и средняя мощность позволит повысить поток фотонов в секунду, что является важным для создания микрофокусного лазерно-плазменного источника.

4.1.1 Экспериментальная установка для генерации рентгеновского излучения при острой фокусировке излучения волоконного лазера с энергией до 10 мкДж на твердотельную мишень

В экспериментах использовался фемтосекундный иттербиевый волоконный лазер YLPF-10-400-20-R (НТО “ИРЭ-Полус”, Фрязино, Россия) с центральной длиной волны 1030 нм, частота следования импульсов в эксперименте – 100 кГц, максимальная энергия в импульсе - 10 мкДж, длительность импульсов – 330 фс, качество излучения $M^2 = 1.5$. Диаметр пучка на выходе из лазера ~ 6 мм.

Излучение фокусировалось микроскопическим объективом PAL-20-NIR-HR-LC00 с фокусным расстоянием $f = 10$ мм на мишень, эффективная числовая апертура в экспериментах составила $NA \sim 0,3$, расчётный диаметр пучка в перетяжке - 3 мкм.

В качестве мишеней использовались: фольга из титана (характеристическая линия 4,5 кэВ), никеля (характеристическая линия ~ 7 кэВ) и меди (характеристическая линия ~ 8 кэВ), а также стальная мишень (железо 6,4 кэВ, хром 5,4 кэВ), размещаемые на предметном столике. Лазерное излучение подавалось сверху по углу близкому к нормали к поверхности мишени. Перемещение излучения вдоль поверхности мишени осуществлялось гальваносканером либо моторизованным столом со скоростью 3 мм/сек по заранее задаваемому алгоритму перемещения луча по траектории штриховки. Рентгеновское излучение регистрировалось с помощью спектрометра Amptek. Схема установки представлена на рис.4.1.1

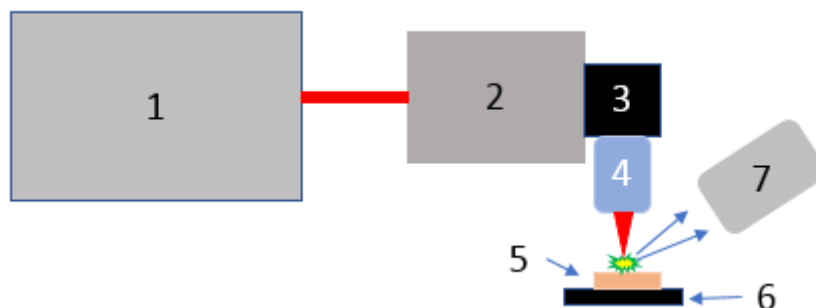


Рис.4.1.1 Схема эксперимента с гальваносканирующей головкой: 1- излучательная головка лазера YLPF-10-400-20-R, 2 – гальваносканер, 3 – кубический держатель диэлектрического зеркала, на которой происходит поворот излучения на 90° , 4 – объектив, 5 – мишень, 6 – моторизованный столик, 7 – рентгеновский спектрометр.

4.1.2. Выход спектрально-яркого рентгеновского излучения от материала мишени

На первом этапе производилась оценка возможности регистрации рентгеновского сигнала при воздействии остросфокусированного ($NA \sim 0,3$) лазерного излучения фемтосекундного волоконного высокочастотного лазера с энергией в импульсе до 10 мкДж на различные мишени (на фольгу из титана, никеля, меди и стальной брусок). Энергия в лазерном импульсе составляла 3 мкДж (вакуумная интенсивность $I \sim 10^{14}$ Вт/см²).

В результате проведенного эксперимента было обнаружено, что при воздействии остросфокусированного лазерного излучения на все четыре мишени регистрируется тормозное и характеристическое рентгеновское излучение. На рисунке на рис. 4.1.2 приведены рентгеновские спектры титана, железа, хрома и меди, и график зависимости выхода характеристических рентгеновских фотонов в секунду от атомного номера Z материала мишени. Данные аппроксимируются зависимостью $Y \sim Z^{-6}$.

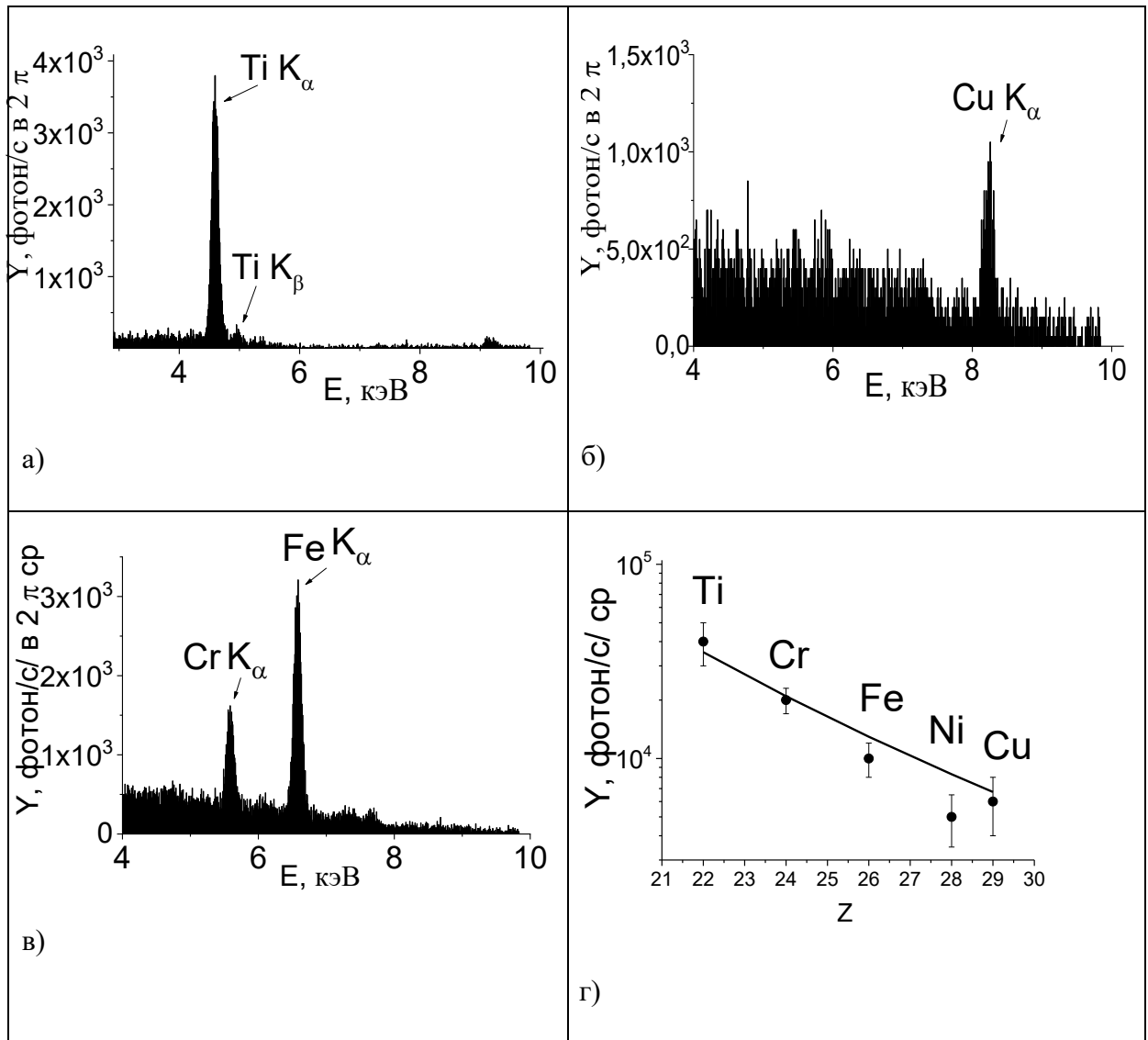


Рис.4.1.2 Рентгеновские спектры, полученные при лазерном воздействии на: титановую фольгу (а), стальной брусок (б) медную фольгу (в). Выход характеристического рентгеновского излучения в зависимости от атомного номера Z (г). Результаты получены при энергии в импульсе 3 мкДж и интенсивности порядка 10^{14} Вт/см², средняя мощность 0,3 Вт. Спектры измерялись на расстоянии 4 см от источника рентгеновского излучения.

Было установлено, что при воздействии лазерного излучения на титановую мишень наблюдается самый большой выход K_α фотонов $Y = 3 \cdot 10^4$ фот/с/ср, при этом выход K_α фотонов железа и хрома отличается примерно в 1,5 раза и оказывается порядка $Y = 10^4$ фот/с/ср, в то время как выход K_α меди и никеля составляет $Y = 5 \cdot 10^3$ фот/с/ср и $Y = 6 \cdot 10^3$ фот/с/ср, соответственно. Убывание числа рентгеновских фотонов при фиксированной лазерной интенсивности с увеличением атомного номера Z согласуется с теоретическими представлениями [16].

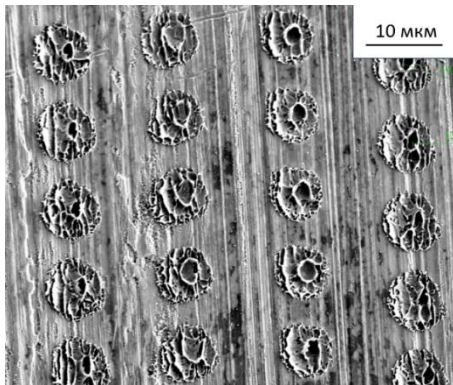
Стоит отметить, что наблюдается различие в потоках фотонов в пересчете на импульс при воздействии на медную мишень в проведенном эксперименте – 0,05 фот/имп/ср и работе [37] – $4 \cdot 10^2$ фот/имп/ср. Различие, вероятно, связано с тем, что в проведенном эксперименте энергия в импульсе и диаметр пятна оказывается на порядок меньше. Отметим также, что выбранной скорости перемещения мишени (3 мм/сек) не хватало для того, чтобы она успевала сместиться на «свежую» область к моменту прихода следующего импульса. В процессе воздействия лазерного импульса, на мишени образовывались каналы глубиной более 10 мкм, что для такой остроты фокусировки, вероятно, приводило к выходу области воздействия из перетяжки (длина Релея составляла ~ 5 мкм) и значительному уменьшению интенсивности на дне канала. Таким образом, это может приводить к уменьшению выхода рентгеновского излучения. Отметим также, что в канале могут накапливаться нано- и микрочастицы, а также остаточная разреженная плазма от предыдущего импульса, наличие которых может вызывать дополнительное ограничение на доставку энергии до дна канал. Об этом может свидетельствовать факт [10]. Значительное увеличение потока фотонов при увеличении скорости смещения мишени наблюдалось ранее в работе [140].

Линия меди является наиболее перспективной с точки зрения получения источника рентгеновского излучения для получения рентгеновских изображений, так как менее всего поглощается в воздухе, поэтому для дальнейшей работы была выбрана медная мишень.

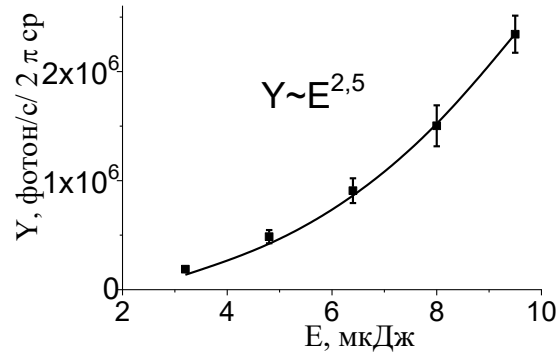
Для обновления поверхности мишени к каждому последующему импульсу, в качестве мишени был взят медный цилиндр, а система перемещения была дополнена вращением мишени и циклическим перемещением по вертикали. Такая система перемещения мишени обеспечила скорость вращения (2500 об/с), достаточную для перемещения мишени на свежую область при воздействии импульсов с частотой 100 кГц, что подтверждается одиночными разнесенными по пространству кратерами на поверхности мишени (см рис.4.1.3 а).

С использованием новой схемы перемещения мишени, был измерен поток рентгеновских фотонов (весь спектр 3-12 кэВ, регистрируется на интегральном детекторе) в зависимости от лазерной энергии в одиночном импульсе в диапазоне лазерной энергии в импульсе 3-10 мкДж (энергия вычислялась делением средней мощности на частоту следования импульсов). Было получено, что интегральный рентгеновский в диапазон более 3 кэВ имеет степенную зависимость с показателем степени 2,5 на всем диапазоне энергий (рис.4.1.3, б), что согласуется с ранее полученными данными зависимости выхода рентгеновского излучения от лазерной энергии (см. главы 2 и 3). Максимальный поток рентгеновского излучения достигает значения

$2,5 \cdot 10^6$ фот/с/2πср, то есть 25 фот/имп/ср, то есть значительно выше, чем с использованием предыдущей схемы перемещения мишени.



а)



б)

Рис.4.1.3 Изображение одиночных кратеров на поверхности мишени полученная с помощью СЭМ (а), зависимость потока рентгеновских фотонов в диапазон более 3 кэВ при воздействии лазера YLPF-10-400-20-R (330 фс, NA~0.3) на медную мишень от энергии одиночного импульса (детектор на расстоянии ~ 20 см от мишени) (б).

Можно ожидать, что повышение лазерной энергии, а также частоты следования импульсов приведёт к увеличению потока рентгеновских фотонов в секунду. Поэтому на следующем этапе были проведены эксперименты по оптимизации выхода рентгеновских фотонов по частоте и энергии лазерных импульсов с лазером ANTAUS-10W-40u/250K, позволяющим варьировать лазерные параметры в более широком диапазоне.

4.2 Зависимость потока рентгеновских фотонов от частоты следования и энергии фемтосекундных лазерных импульсов

4.2.1. Экспериментальная установка для исследования выхода рентгеновского излучения при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на циклически перемещаемую медную мишень.

В экспериментах использовался фемтосекундный иттербиевый волоконный лазер ANTAUS-10W-40u/250K («Авеста-проект», Троицк, Россия) с длиной волны 1030 нм, максимальной энергией в импульсе 40 мкДж, средней мощностью до 20 Вт. Частота следования импульсов в лазере могла варьироваться от 1 кГц до 44 МГц, длительность

импульса 280 фс, качество излучения $M^2 = 1.2$. Диаметр пучка на выходе из лазера 2 мм, с помощью расширителя пучка увеличивался до 4 мм (по уровню $1/e^2$). Излучение фокусировалось микроскопическим объективом PAL-20-NIR-HR-LC00 с фокусным расстоянием $f = 10$ мм на мишень, диаметр пятна в перетяжке составил ~ 4 мкм соответственно, таким образом эффективная числовая апертура составила $NA \sim 0.2$. Чтобы избежать обратного отражения лазерного луча, на пути луча был установлен изолятор Фарадея.

Лазерное излучение фокусировалось по нормали на торец цилиндрической медной мишени диаметром 44 мм, толщиной 8 мм. Мишень устанавливалась на пятикоординатную моторизованную подвижку, подключённую к двум контроллерам, в роли которых выступали платы «Duet 2 Wifi», управление которыми осуществлялось с подключённых к платам дисплеев или через WEB-интерфейс с компьютера с помощью стандартных G-кодов. Подвижка позволяла перемещать по трем осям, а также наклонять мишень по двум углам, что позволяло подстраивать плоскость мишени под точный фокус и выставлять плоскость мишени перпендикулярно направлению лазерного излучения.

Мишень крепилась на ось мотора от жесткого диска, который обеспечивал вращение мишени (угловая скорость вращения составила ~ 5000 об/с), а алгоритм, написанный на G-коде обеспечивал цикличное перемещение медного цилиндра по вертикали с постоянной скоростью 50 мм/мин.

Боковая поверхность мишени была отполирована, так что шероховатость поверхности составила не более 0.5 мкм. При этом за один проход по вертикали на поверхности мишени образовались микрократеры за счет абляции. При этом за время порядка 10 секунд поверхность мишени становилась равномерно модифицированной. Биения вращающейся поверхности на валу составили не более 2 мкм. Такой алгоритм перемещения мишени обеспечивал возможность работы с одним диском в течении более 7 часов с возможностью подстройки положения мишени в пространстве.

Для предотвращения напыления частиц на фокусирующую оптику была собрана система поддува сжатым воздухом в область воздействия. Аблированные частицы сносились потоком воздуха, поступающим через тонкую трубку диаметром порядка 1 мм и затем «отсасывались» пылесосом в фильтр. Схема экспериментальной установки представлена на рис.4.2.1.

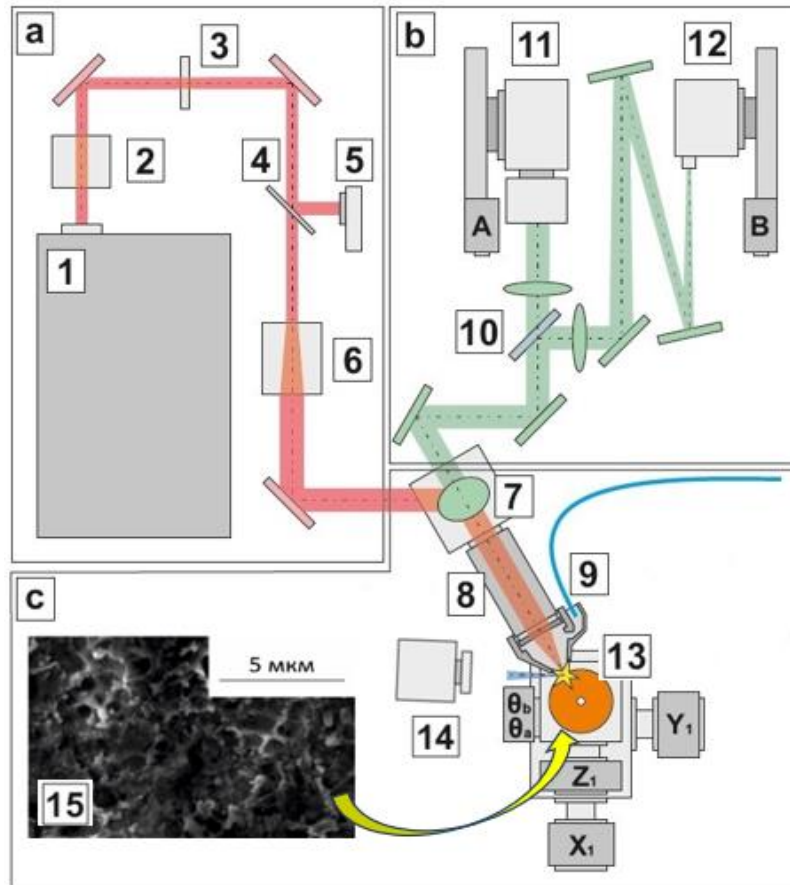


Рис.4.2.1. Экспериментальная установка. 1 – фемтосекундный лазер, 2 – изолятор Фарадея, 3 – полуволновая пластинка, 4 – стеклянная пластинка, 5 – фотодетектор, 6 – расширитель луча, 7 – дихроичное зеркало, 8 – фокусирующий объектив, 9 – система поддува воздуха, 10 – делитель пучка второй гармоники, 11 – ПЗС камера XCAM1080PNA, 12 – волоконный спектрометр, 13 – медная мишень размещенная на моторизованном 5-координатном столе, 14 – рентгеновский сцинтиллятор/рентгеновский спектрометр Amptek, 15 – изображение поверхности мишени на электронном микроскопе. Розово-оранжевая линия – лазерный луч 1030 нм, зеленая линия – вторая гармоника и медная плазма (515 нм). Адаптировано из [141].

Рентгеновское излучение регистрировалось с помощью спектрометра Amptek X-123, а также одноканального сцинтилляционного детектора SCSD-4, измеряющего число рентгеновских квантов, пришедших в него за секунду, расположенных на расстоянии 20 см от мишени. Контроль положения фокуса относительно мишени осуществлялся по выходу рентгеновского излучения.

Для получения изображений второй гармоники была собрана оптическая схема микроскопа, включающая в себя короткофокусную линзу с фокусным расстоянием $f = 6$ см,

которая формировала увеличенное изображение плазмы и второй гармоники на ПЗС матрице цифровой камеры XCAM1080PNA (ToopTek Photonics Co) с целью измерения размера области горячей плазмы. Оптическая система обеспечивала пространственное разрешения 0,3 мкм/пиксель. Регистрация спектров плазмы и второй гармоники проводилась спектрометром USB4000 (Ocean optics). Для этого в оптический тракт была установлена светоделительная пластинка, отводящая часть излучения, которое фокусировалось на спектрометр линзой с фокусным расстоянием $f = 5$ см.

Для анализа размера источника по кратеру абляции проводились эксперименты с кратковременным воздействием на медную мишень с полированной поверхностью. В этом случае лазерное излучение проходило один раз по всей поверхности мишеням. В случае формирования кратеров в диэлектрике, медная мишень заменялась полированным плоской сапфировой платиной, установленной перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения. В этом случае частота лазерных импульсов (50 Гц) устанавливалась таким образом, чтобы скорости шагового двигателя хватало для перемещения мишени на свежую область перед каждым новым актом воздействия. С помощью подготовленного алгоритма смещения мишени, были получены кратеры при различном положении фокуса относительно поверхности кристалла при различных энергиях. Затем полученные кратеры анализировались на электронном и атомно силовом микроскопе.

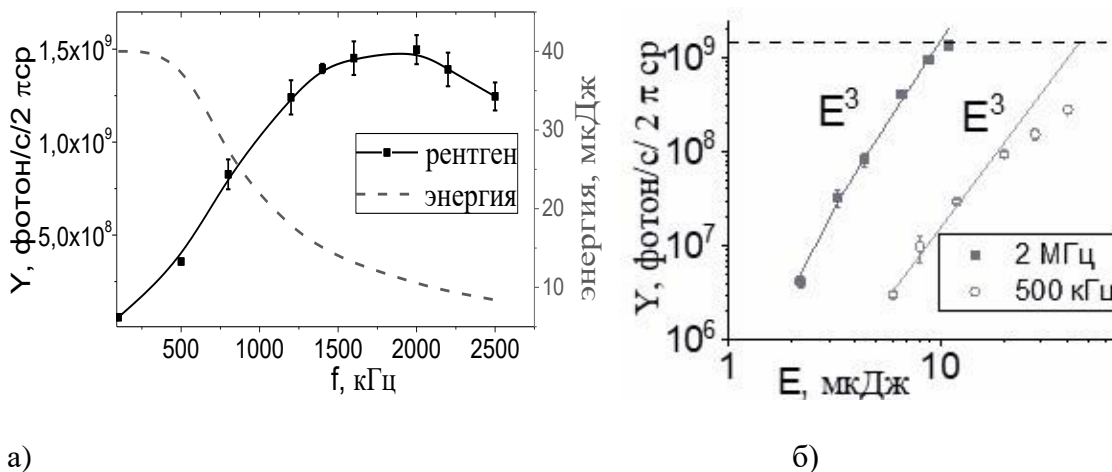
4.2.2. Зависимость потока рентгеновских фотонов от частоты следования и энергии лазерных импульсов

Была проведена оптимизация интегрального потока рентгеновских фотонов (с энергией более 3 кэВ) путем варьирования энергии и частоты следования лазерных импульсов в диапазоне 100 кГц – 2,5 МГц, и соответствующей энергии одиночного импульса 8 мкДж – 40 мкДж при максимальной средней мощности для каждого режима (см рис. 4.2.2 а). Мощность изменялась от 4 Вт до 20 Вт в диапазоне 100 кГц – 500 кГц, в дальнейшем оставалась постоянной - 20 Вт. При этом при частоте менее 500 кГц максимальная энергия в импульсе составляла 40 мкДж. При повышении частоты следования с 500 кГц до 2,5 МГц энергия в импульсе уменьшалась с 40 мкДж до 8 мкДж обратно пропорционально частоте лазерных импульсов.

Экспериментально было установлено, что поток рентгеновских фотонов в зависимости от частоты воздействия лазерных импульсов, при максимальной мощности для каждой частоты возрастает до 2 МГц (мощность 20 Вт, энергия в импульсе 10 мкДж) и достигает максимального

значения $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^9$ фот/с/2пср, (10^3 фот/имп/2пср), а затем начинает уменьшаться. При этом, возрастание рентгеновского сигнала происходит практически линейно в диапазоне 100 кГц – 1,2 МГц, затем сигнал выходит на насыщение при частоте 1,6 МГц, после чего начинает уменьшаться в диапазоне 2,0 – 2,5 МГц. Дальнейшее увеличение частоты не проводилось, так как была замечена тенденция к уменьшению рентгеновского выхода с ее дальнейшим увеличением.

Были измерены зависимости потока рентгеновских фотонов от энергии одиночного импульса при разных частотных режимах. Зависимости для 500 кГц и 2 МГц представлены на рис.4.2.2 (б). Установлено, что выход рентгеновского излучения кубически зависит от энергии при обеих частотах. При частоте 500 кГц точки лежат на кривой в диапазоне 6 - 20 мкДж. При дальнейшем увеличении лазерной энергии одиночного импульса от 20 до 40 мкДж рентгеновский сигнал выходит на насыщение, что, вероятно, связано с влиянием ионизации воздуха, дефокусировкой пучка и ограничением интенсивности.



а)

б)

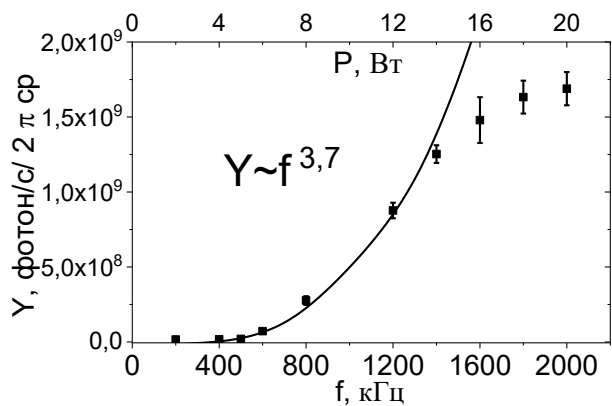
Рис.4.2.2 Поток рентгеновских фотонов в зависимости от частоты повторения лазерных импульсов при максимальной мощности для каждого частотного режима, пунктирной линией обозначена энергия одиночного импульса в зависимости от частоты (а), зависимость интегрального числа фотонов в диапазон 3-12 кэВ от энергии одиночного лазерного импульса при частоте 500 кГц (круглые точки) и 2 МГц (квадратные точки) (б).

С учетом измеренной зависимости потока рентгеновских фотонов от энергии в лазерном импульсе при фиксированной частоте, зависимость на рис. 4.2.2 (а) можно объяснить следующим образом. С одной стороны, увеличение частоты повторения импульсов приводит к увеличению числа фотонов за секунду, с другой стороны после 500 кГц увеличение частоты сопровождается уменьшением лазерной энергии в импульсе и, соответственно, интенсивности

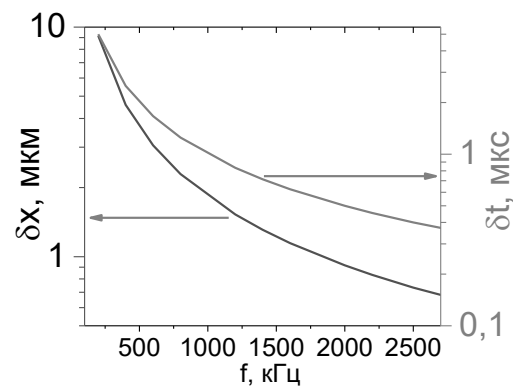
лазерного излучения. При частоте 500 кГц и энергии в лазерном импульсе 20 мкДж ионизация среды ограничивает выход рентгеновского излучения, поэтому увеличение частоты приводит к возрастанию рентгеновского сигнала, хотя сопровождается уменьшением энергии в лазерном импульсе (а значит и интенсивности).

Также была измерена зависимость потока рентгеновских фотонов от частоты следования лазерных импульсов при фиксированной энергии 10 мкДж (максимальная энергия для «оптимальной» частоты 2 МГц) при постоянной скорости циклического перемещения мишени. Частота повторения лазерных импульсов варьировалась от 100 кГц до 2 МГц (рис.4.2.3 (а)). Установлено, что выход рентгеновского излучения имеет степенную зависимость от частоты лазерных импульсов, с показателем степени 3,7 в диапазоне 500 кГц – 1,2 МГц. Затем характер увеличения выхода рентгеновского сигнала меняется, и значения лежат ниже кривой аппроксимации, выходя на плато при частоте 1,8 МГц.

Нелинейное увеличение выхода рентгеновского сигнала с увеличением частоты воздействующих импульсов может быть связано с уменьшением пространственного и временного расстояния между импульсами. Оценим расстояние, на которое смещается мишень за счет вращения между приходами соседних импульсов. При скорости вращения 5000 об/мин при частоте повторения 200 кГц расстояние составит ~ 10 мкм, при 500 кГц ~ 4 мкм, при 1,4 МГц ~ 2,2 мкм, при 2 МГц ~ 1 мкм (рис. 4.2.3 б).



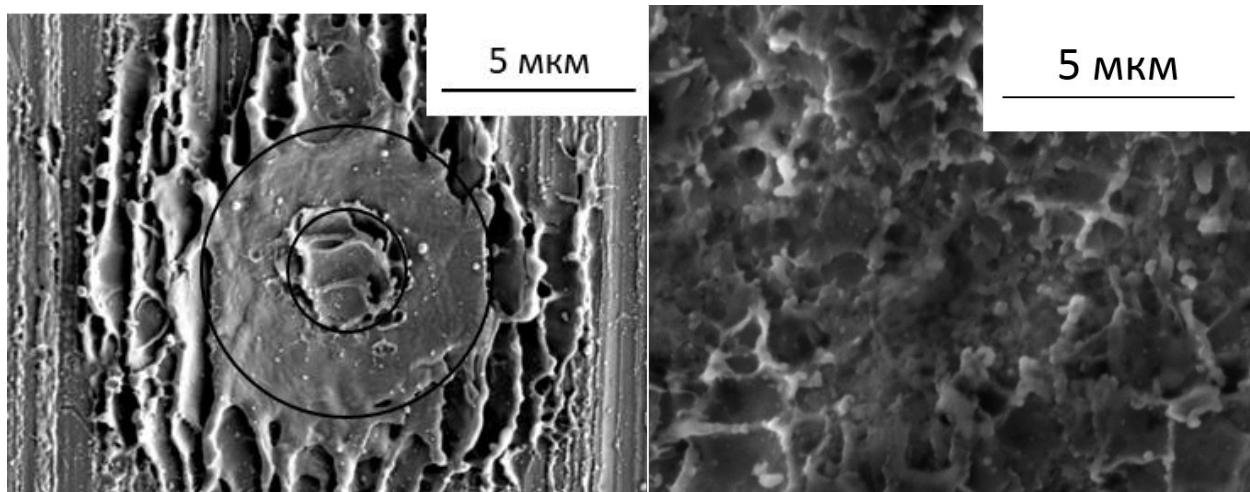
а)



б)

Рис.4.2.3 Зависимость потока рентгеновских фотонов от частоты следования лазерных импульсов при фиксированной энергии 10 мкДж (а), расчётное межимпульсное пространственное и межимпульсное временное расстояние в зависимости от частоты лазерных импульсов (б).

Для определения размера модифицированного участка поверхности (кратера) при одноимпульсном воздействии на медную мишень при частоте 200 кГц и энергии в импульсе 30 мкДж, были получены электронные фотографии поверхности мишени, приведенные на рис.4.2.4 а. Установлено, что кратер на поверхности мишени, образованного одиночным импульсом, состоит из зоны оплава размером примерно 12 мкм, собственно кратера размером порядка 7 мкм и ядра размером примерно 4 мкм (рис. 4.2.4 а)



а)

б)

Рис. 4.2.4. Изображение СЭМ одиночного кратера на поверхности медной мишени (одноимпульсное воздействие на полированную поверхность), полученное с помощью электронного микроскопа. Энергия в импульсе 30 мкДж, частота воздействия 200 кГц (а). Изображение СЭМ поверхности мишени после проведения эксперимента длительностью 2 часа (б).

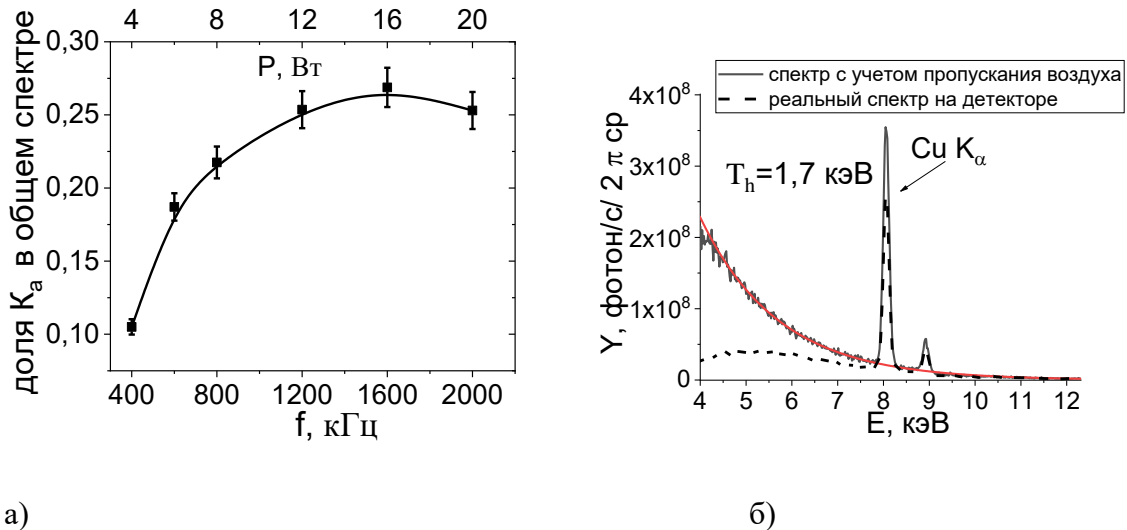
Учитывая межимпульсное пространственное расстояние, можно отметить, что при частоте более 500 кГц каждый последующий импульс приходит в образованный предыдущим импульсом кратер со смещением в 4 мкм. При увеличении частоты это перекрытие кратеров становится еще больше, и при частоте 2 МГц смещение таково (1 мкм), что импульсы попадают приблизительно в одну точку в пространстве.

К тому же, после одного полного прохода излучения по поверхности мишени, она становится равномерно модифицированной (рис 4.2.4 б). В этом случае каждый последующий лазерный импульс будет взаимодействовать с уже модифицированной поверхностью, в результате чего могут возникать локальные поля и резонансные эффекты, приводящие к увеличению выхода рентгеновского излучения [82].

Отметим, что, в работах [129] [142] изучалось влияние пространственного «пересечения» треков от лазерного воздействия и было обнаружено, что существует некое оптимальное пространственное «пересечение» треков, когда выход рентгеновского излучения максимален. Так, в работе [130] максимальный выход наблюдался при межкратерном расстоянии 0,9 мкм, что близко к межкратерному расстоянию, соответствующему максимуму рентгеновского выхода в этой работе (при частоте 1,4 – 2 МГц расстояние составляет 1,5 – 1 мкм). Вероятно, увеличение локального поля объясняет нелинейное возрастание выхода рентгеновского излучения от частоты в диапазоне 0,1 – 1,4 МГц.

Однако, при увеличении частоты следования импульсов (при фиксированной энергии в импульсе) растет объем вынесенной массы материала мишени за единицу времени, при этом временная задержка между импульсами уменьшается. Так, согласно работе [67] время оседания аблированных частиц варьируется от сотен наносекунд до десятков микросекунд в зависимости от начальной плотности энергии, то есть насыщение рентгеновского сигнала при частоте более 1,4 МГц на рис. 4.2.3. а может объясняться тем, что зависающие аблированные частицы вызывают дополнительную ионизацию среды и ограничение интенсивности на поверхности мишени. Таким образом, при определенных условиях над мишенью образуется двухкомпонентная среда, состоящая из воздуха и аблированных частиц.

Также были измерены спектры рентгеновского излучения в зависимости от частоты при фиксированной энергии 10 мкДж и посчитана доля характеристических фотонов (Cu K α) в общем спектре (спектры измерялись на расстоянии 20 см от источника) (рис. 4.2.5 а). Спектр при 10 мкДж, 2 МГц представлен на рис 4.2.5.(б). Обнаружено, что доля Cu K α составляет 10% при частоте 500 кГц, и возрастает до 25% с увеличением частоты до 1,4 МГц. Увеличение доли характеристического излучения в общем спектре свидетельствует об увеличении интенсивности на мишени, подтверждая предположение о возрастании влияния локального поля с увеличением частоты. В диапазоне 1,4 МГц – 2 МГц, отношение K α к общему числу фотонов стабилизируется, как и в случае общего выхода, указывая на стабилизацию интенсивности воздействующего излучения.



а)

б)

Рис.4.2.5. Отношение числа характеристических рентгеновских ($Cu K_{\alpha}$) фотонов к общему числу фотонов (в диапазоне 3-12 кэВ) при энергии одиночного лазерной импульса 10 мкДж в зависимости от частоты следования лазерных импульсов (а), рентгеновский спектр при 2 МГц, 10 мкДж измеренный на детекторе, установленном на расстоянии 20 см (пунктирная линия), с учетом пропускания воздуха (сплошная линия) (б). Адаптировано из статьи [141].

Учитывая, что характеристическое рентгеновское излучение составляет $\sim 25\%$ от всего спектра при частоте 2 МГц, получаем, что поток $Cu K_{\alpha}$ составляет $\sim 4 \cdot 10^8$ фот/с/2πsr, что является сопоставимым с лазерно-плазменными рентгеновскими источниками, создаваемыми милиджоульными лазерными системами [3,28,140].

Аппроксимируя спектр тормозного излучения, можно восстановить температуру горячих электронов, а по ней интенсивность лазерного излучения на мишени, как это было сделано в предыдущих главах 2, 3. Оценка интенсивности на мишени проводилась с помощью формулы (2.3), связывающей интенсивность лазерного импульса с температурой горячих электронов. Такой подход, вероятно, может быть справедлив при генерации рентгеновских импульсов при лазерном воздействии на мишень с развитой поверхностью, как это было показано в [37], и что делает возможным применения его в наших условиях. Было установлено, что в оптимальных условиях (частота повторения 2 МГц, энергия лазерного импульса 10 мкДж) температура горячих электронов составляет $1,7 \pm 0,2$ кэВ. Согласно формуле (2.4), интенсивность на мишени может составлять $(3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{14}$ Вт/см².

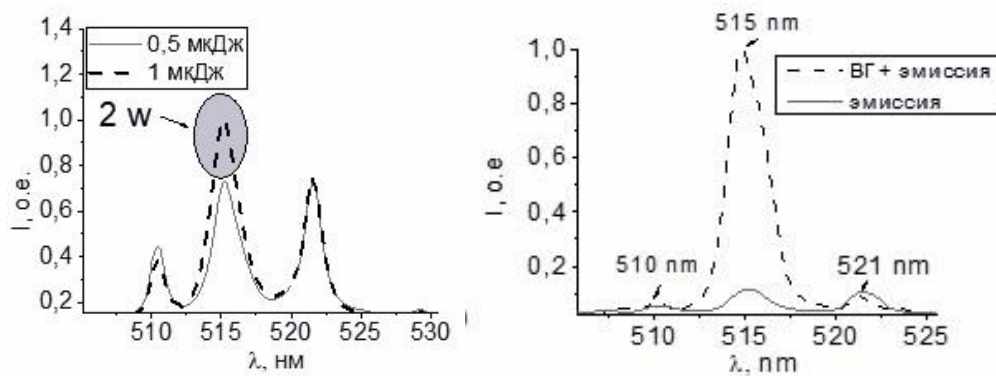
4.3 Измерение размера пучка используя данные о второй оптической гармонике

Данный параграф написан по материалам статьи Гарматина, А.А., Мареев Е.И., Коршунов А.А., Можаяева М. Д., Минаев Н.В., Муслимов А.Э., Хмеленин Д.Н, Асадчиков В.Е., Гордиенко В.М. (2024). Микроскопия второй гармоники из приповерхностной плазмы, зажигаемой остросфокусированным пучком фемтосекундного волоконного лазера *Оптика и спектроскопия*, 132(1).

Как уже ранее отмечалось в литературе [58,61–63] и в предыдущих главах, вторая оптическая гармоника сопровождает генерацию рентгеновского излучения, возникающего при создании микроплазмы, причем оба сигнала имеют подобную зависимость от интенсивности фемтосекундного лазерного излучения, как было отмечено в главе 1. Экспериментальная регистрация второй гармоники синхронной с рентгеновским сигналом была продемонстрирована в главе 2, параграфе 3, результаты которой опубликованы в работе [137], а также в главе 3 параграфе 2. Известно [61], что генерация рентгеновского излучения и второй гармоники (ВГ) взаимосвязаны и определяются параметрами приповерхностной плазмы, а также следуя тенденции приближению размера рентгеновского источника к размеру лазерного пучка при интенсивностях $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² (см рис 1.3 в главе 1), мы полагаем, что размер рентгеновского источника при наших условиях будет примерно соответствовать размеру лазерно-плазменной области, отвечающей за генерацию рентгеновских фотонов. Как было замечено ранее, в приповерхностной области, вероятно, содержатся двухкомпонентная среда. Она может влиять на доставку излучения до мишени, и приводить к модификации размера как лазерного пучка на мишени, так и размера рентгеновского источника. Предполагается, что разрабатываемая методика измерения размера второй гармоники позволит оценить размер микрофокусного рентгеновского источника в режиме реального времени, и оценить модификацию размера пучка при наличии именно двухкомпонентной среды.

Были проведены спектральные измерения обратно отраженного спектра с целью установления наличия в нем спектра второй гармоники для разработки методики контроля размера области горячей плазмы по второй гармонике. Поскольку лазерно-индуцированный эмиссионный спектр меди «накрывает» спектр излучения второй гармоники излучения волоконного лазера, то было необходимо установить условие 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 МГц эмиссионный спектр регистрировался при

энергии 0,5 мкДж. Отметим, что при этой интенсивности амплитуды линий 521 нм и 515 нм оказываются сопоставимыми. Вторая гармоника приходится на линию 515 нм, совпадая с эмиссионной линией меди, поэтому ее наличие в спектре идентифицировалось по заметному превышению амплитуды линии 515 нм над линией 521 нм. При повышении энергии до 1 мкДж (отвечает интенсивности до $I \sim 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) амплитуда сигнала спектральной линии 515 нм оказывается выше амплитуды эмиссионных линий 510 и 521 нм, свидетельствуя о начальной стадии выделения сигнала второй гармоники из эмиссионного фона (см рис.4.3.1).



а)

б)

Рис.4.3.1 Эмиссионный спектр меди при энергии 0,5 мкДж (сплошная линия) и спектр второй гармоники на фоне эмиссионного спектра при энергии 1 мкДж (пунктирная линия), вторая гармоника отмечена серым овалом (а), эмиссионный спектр при энергии 0,5 мкДж (сплошная линия) и спектр второй гармоники совместно с эмиссионным спектром при энергии 10 мкДж (пунктирная линия), частота 2МГц (б). Все спектры нормировались на амплитуду линии 521 нм. Адаптировано из [143].

Для удобства сравнения на рисунке графики были нормированы на амплитуду линии 521 нм. При дальнейшем увеличении энергии, превышение амплитуды линии 515 над эмиссионным спектром растет, и при максимальной энергии 10 мкДж контраст второй гармоники к эмиссии достигает ~ 10 (см рис. 4.3.1 б), демонстрируя уверенное выделение второй гармоники над плазменным фоном. В процессе выполнения поставленной задачи была измерена временная динамика выхода рентгеновского излучения и амплитуды сигнала второй гармоники (в максимуме спектра) за 25 сек, демонстрирующие корреляционную связь. Пример такой зависимости при энергии одиночного импульса 10 мкДж и частоте генерации 2 МГц показан на Рис.4.3.2(а). Существенной оказывается схожесть поведения выхода рентгеновских фотонов и амплитуды сигнала второй гармоники при варьировании лазерной энергии и, соответственно интенсивности (см. Рис. 4.3.2б). Таким образом, на

основе ранее известных в литературе данных о корреляции сигналов [58] [61] и полученных данных в этой работе, можно считать, что размер горячей плазмы, ответственной за сигнал второй гармоники близок к размеру плазмы, ответственной за генерацию рентгеновского излучения. Поэтому, оценка размера пятна второй гармоники может использоваться для оценки размера рентгеновского источника.

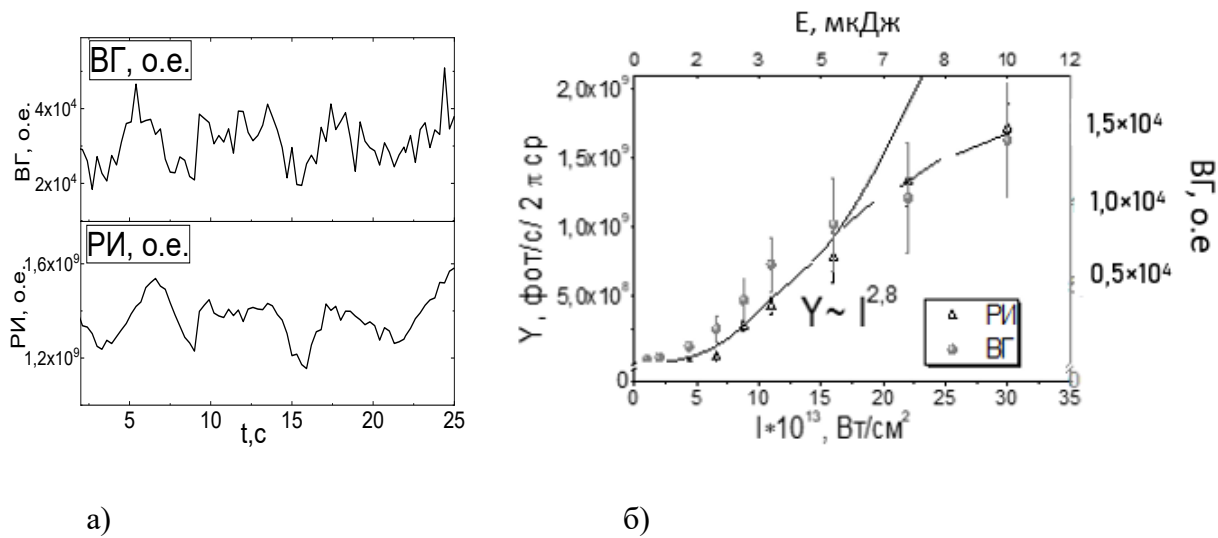


Рис.4.3.2 Временная динамика сигнала второй гармоники (сверху) и интегрального сигнала рентгеновского излучения (снизу) при энергии лазерного импульса 10 мкДж и частоте 2 МГц (а), зависимость выхода рентгеновского сигнала (треугольные точки) и амплитуды сигнала второй гармоники (круглые точки) от интенсивности и энергии фемтосекундного импульса при частоте 2МГц. Адаптировано из [143]

Видно, что экспериментально полученные точки для сигнала второй гармоники аппроксимируются степенной функцией с показателем степени $Y_{2\omega} \sim I^{2.3}$, в то же время выход рентгеновских фотонов аппроксимируется зависимостью $Y \sim I^3$. Оба сигнала демонстрируют нелинейный рост при увеличении энергии до 6 мкДж, которой отвечает соответствующая величина интенсивности $\sim 1,5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Для наглядности на рис. 4.3.2.б проведена усредненная зависимость $Y_{\text{авт}} \sim I^{2.8}$. Отметим, что близкий по величине показатель степени 2.6 наблюдался в работе [53], в которой исследован процесс генерации второй гармоники при наклонном (45°) воздействии одиночного фемтосекундного лазерного импульса микроджоульного уровня на алюминиевую мишень, находящуюся в вакуумной камере. При увеличении энергии одиночного импульса (более 6 мкДж) зависимость для второй гармоники демонстрирует возникновение режима насыщения, как это было показано ранее для рентгеновского сигнала. Это подтверждает качественные корреляционные связи данных сигналов.

Добавим, что, как следует из [53], коэффициент конверсии во вторую гармонику для электронной плазмы имеет порядок 10^{-20} см²/Вт. Измеренная величина мощности сигнала второй гармоники составила 20 мкВт, таким образом эффективность конверсии составляет порядка 10^{-6} . Отметим, что величина эффективности конверсии может служить для оценки интенсивности лазерного излучения на мишени. Из-за ионизации и дефокусировки, реальная интенсивность на мишени будет отличаться от расчётной и трудно измеряема прямым образом. Однако, зная эффективность конверсии и ее связь с интенсивностью, можно оценить реальную лазерную интенсивность на мишени, которая составляет порядка 10^{14} Вт/см².

Зарегистрировав наличие второй гармоники, с высоким контрастом выделяющейся из эмиссионного спектра, был исследован размер ее области генерации с помощью оптической схемы «микроскопа» для характеристики лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения. Были выполнены измерения плазменного пятна с использованием схемы построения его увеличенного изображения. Регистрировалось изображение пучка второй гармоники на ПЗС камере, что использовалось для оценки размера пучка. По полученным данным восстанавливались ее профили, которые аппроксимировались гауссовой функцией. Размер пучка по уровню $1/e^2$ рассчитывался с помощью программного обеспечения. Данные размера пучка в пикселях регистрировались и выводились на экран каждые 0,3 секунды, синхронизовано с рентгеновским сигналом и значением амплитуды второй гармоники. Затем производилось усреднение за промежуток времени порядка 15 секунд. Далее, после измерений мишень вынималась и на ее место ставилась мишень с известной ценой деления 50 мкм. По зарегистрированному изображению которой на камере считалось увеличение, которое в данной схеме составило около 8, и размер пучка в пикселях пересчитывался в микроны.

Регистрация обратно-отраженного от лазерно-индуцированной микроплазмы пучка второй гармоники осуществлялась в диапазоне частот 800 кГц – 2 МГц (средняя мощность 20 Вт), что соответствовало диапазону энергий 8 – 25 мкДж. На рис.4.3.3а приведено изображение пучка второй гармоники, зарегистрированное с помощью ПЗС камеры для режима 2 МГц. Динамика размера по уровню $1/e^2$ за 15 с приведена на рис. 4.3.3 б. Как можно заметить на рис.4.3.3 а, самая интенсивная область горячей плазмы (ядро, бело-голубой цвет) составляет порядка 6 мкм, что соответствует размеру пучка по уровню $1/e$. Дальше идет область с меньшей интенсивностью, но также содержащей сигнал второй гармоники, которая выделена желтым цветом и соответствует размеру пучка по уровню $1/e^2$. Ее размер

составляет порядка 8,5 мкм. Пограничная зона соответствует изображению плазмы и выделена красным цветом. Размер изображения, ограниченный динамическим диапазоном камеры, составляет порядка 15 мкм. 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.

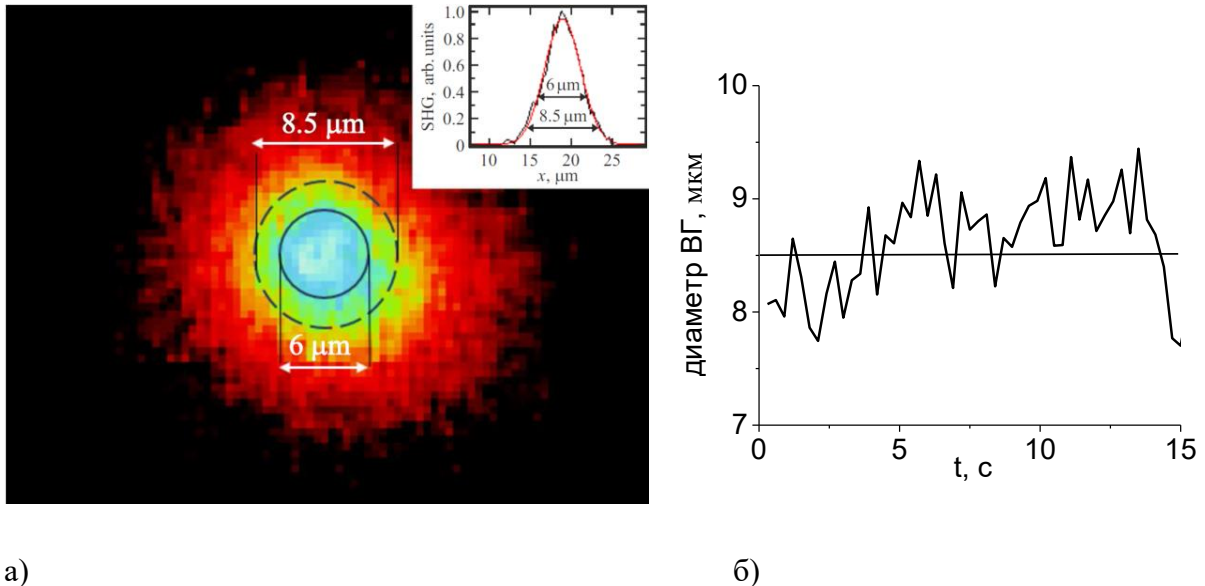


Рис.4.3.3 Изображение пучка второй гармоники на ПЗС камере при энергии 10 мкДж и частоте генерации 2 МГц. На врезке показан профиль пучка второй гармоники (а). Временная динамика диаметра пучка второй гармоники взятого по уровню $1/e^2$ при энергии импульса 10 мкДж, частота генерации 2 МГц (б). Адаптировано из [143].

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 [93]. В эксперименте для этого медная мишень заменялась плоской сапфировой пластиной с полированной поверхностью, установленной перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения. Порог абляции сапфира ~ 9 Дж/см² или $\sim 6 \cdot 10^{13}$ Вт/см² при длительности импульса около 150 фс [73], что близко к порогу регистрации рентгеновского излучения и сигнала второй гармоники. Поэтому размер кратера можно использовать для характеристики размера области горячей плазмы, ответственной за исследуемые процессы. Затем можно сопоставить с размером пятна индуцированной в плазме второй гармоники с целью верификации предложенной методики и определения роли облака аблированных частиц на размер пучка.

Для получения кратеров в однократном воздействии частота лазерных импульсов (50 Гц) 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, находящейся в воздухе, 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 критериям наименьшего диаметра и наибольшей глубины.

Было исследовано влияние индуцированной ионизационной нелинейности воздушной среды в зависимости от энергии в диапазоне энергий 9 - 30 мкДж (интенсивность лазерного пучка $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² – $9 \cdot 10^{14}$ Вт/см², диаметр сфокусированного лазерного пучка ~ 3.9 мкм), 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 мкДж, представлены на рис.4.12. Стоит отметить, что если профиль кратера аппроксимировать гауссовой функцией, то в нем можно выделить характерный размер по уровню $1/e^2$, который оказывается ~ 6,2 мкм и размер по уровню $1/e$, который оказывается 5,3 мкм. Для сопоставления с диаметром пятна второй гармоники был взят уровень $1/e^2$.

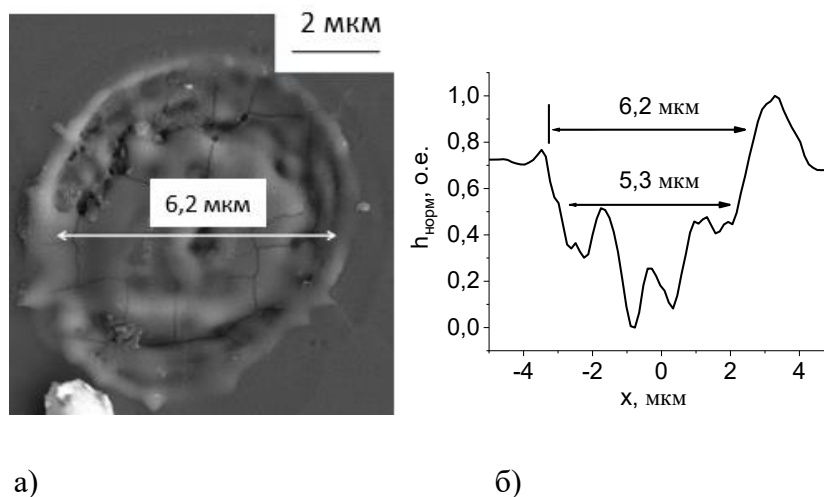


Рис.4.3.4 Изображение поверхностной модификации сапфира на электронном микроскопе при энергии одиночного лазерного импульса 9 мкДж, интенсивность ~ $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (а), профиль кратера, созданного на поверхности пластинки сапфира по данным атомно-силовой микроскопии. Энергия одиночного лазерного импульса 9 мкДж (б). Адаптировано из [143].

Отметим, что профиль кратера, полученный с помощью атомно-силового микроскопа, подобен картине, которая анализировалась в работе [144] при сопоставимых условиях воздействия острогофокусированного фемтосекундного лазерного пучка на диэлектрическую мишень.

По результатам, приведенным на рис. 4.3.4б, следует, что размер кратера демонстрирует почти линейный рост начиная с энергии около 9 мкДж ($I \sim 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см²) вплоть до энергии 30 мкДж ($I \sim 9 \cdot 10^{14}$ Вт/см²). Такое поведение отвечает проявлению эффекта ионизационной самодефокусировки из-за эффекта ограничения интенсивности [99], за счет которой реальная интенсивность на мишени стабилизируется на определенном уровне. Последующее увеличение энергии приводит только к росту диаметра пучка. Отметим, что дефокусировка проявляется уже при энергии 9 мкДж, приводя к увеличению размера кратера ($\sim 6,2$ мкм) по сравнению с вакуумным размером пучка (~ 4 мкм) в 1,5 раза. Данные соотносятся с расчётным увеличением размера пучка за счет дефокусировки в воздухе при подобных условиях энергии и остроты фокусировки [99].

Выполненные референтные измерения диаметра кратера в сапфире (находящегося в воздухе) при однократном воздействии на его поверхность позволяют оценить ионизационное влияние теперь уже двухкомпонентной (облако аблированных частиц в воздухе) среды на размер пучка второй гармоники в условиях импульсно-периодического воздействия излучения волоконного лазера на медную мишень.

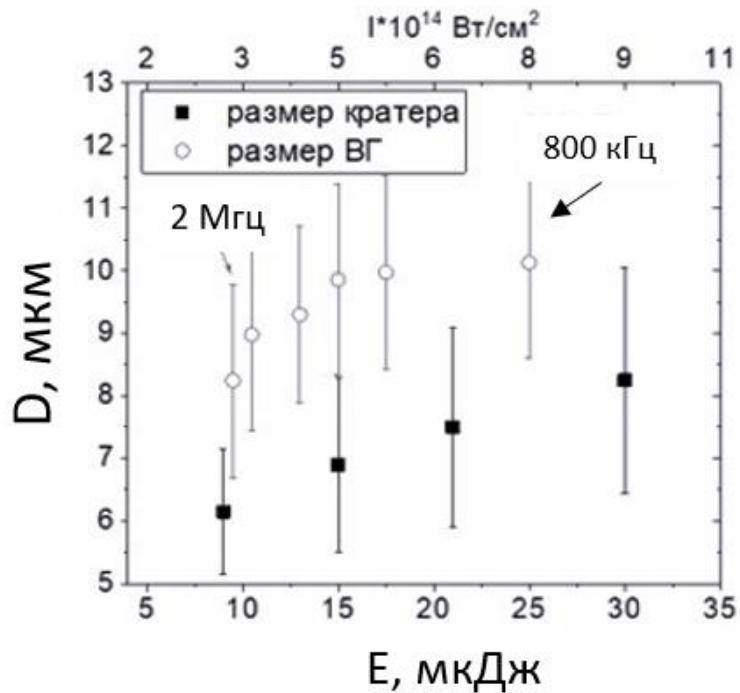


Рис.4.3.5. Зависимость лазерно-плазменного диаметра пучка второй гармоники (ВГ) (круглые точки) и кратера, созданного на поверхности кристаллической пластинки сапфира (квадратные точки) при различных значениях энергии лазерного импульса и средней мощности 20Вт. Адаптировано из [143].

Сравнивая размеры кратера и диаметра пятна второй гармоники при сопоставимой энергии – данные размера получены не только при разных значениях энергии, но и при разных частотах 800 кГц – 2 МГц, при времени экспозиции камеры порядка 50 мсек, то есть сигнал интегрировался за более чем 10 импульсов (рис. 4.3.5). Исходя из этого получаем, что, не смотря на большие ошибки измерений, средние значения размеров кратеров оказываются меньше размера пятна лазерно-плазменной второй гармоники примерно в 1,5 раза. Так, для 10 мкДж размер второй гармоники составляет 8.5 мкм, а размер кратера – 6.2 мкм. Такое расхождение связано с тем, что на диаметр пятна второй гармоники по-видимому оказывает дополнительное влияние процесс ионизационной самодефокусировки 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 эффекта.

4.4. Получение демонстрационных абсорбционных и фазово-контрастных изображений с использованием лазерно-плазменного рентгеновского источника

Демонстрация возможностей реализованного лазерно-плазменного рентгеновского микроисточника подтверждена получением тестовых абсорбционных и фазо-контрастных изображений.

Для получения абсорбционных изображений, важным параметром является поток рентгеновских фотонов, необходимый для регистрации изображения на ПЗС камере, а также желаемое проекционное увеличение, которое определяется по формуле $M = (R1 + R2) / R1$, где $R1$ – расстояния (источник-объект) и $R2$ (объект – детектор) [145]. Экспериментальная схема представлена на рис. 4.4.1

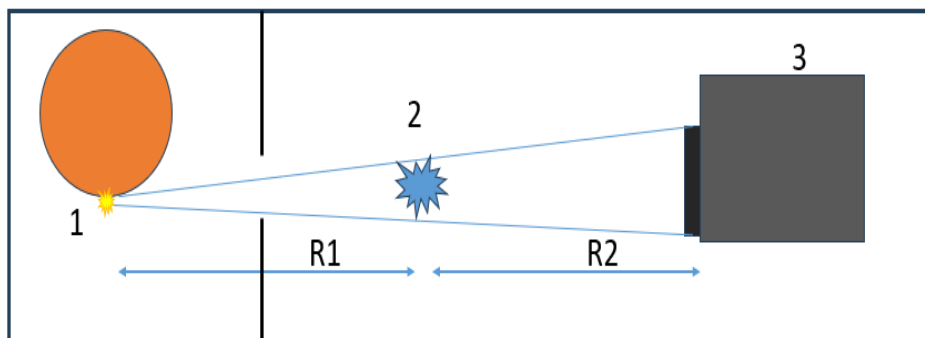


Рис. 4.4.1 Схема получения рентгеновских изображений: 1- объектив, фокусирующий лазерное излучение на мишень, 2 – объект на координатном столике, 3- ПЗС камера Ximea XiRay11)

В проведенных экспериментах исследуемый объект размещался на юстировочном блоке, изображение регистрировалось с помощью камеры Ximea XiRay11, с размером пиксела 9 мкм на 9 мкм.

В эксперименте для получения абсорбционного изображения использовалась золотая сетка (рис. 4.4.2).

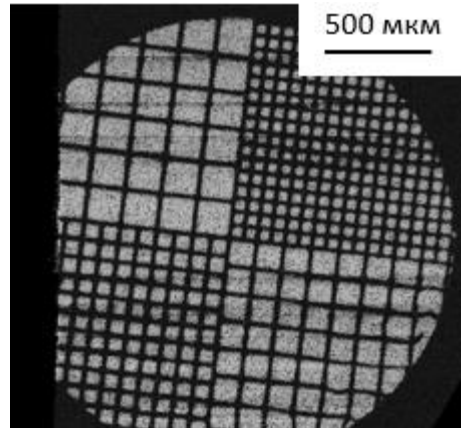


Рис. 4.4.2 Изображение золотой сетки с толщиной проволоки 20 мкм и периодами 45, 75, 110, 160 мкм расположенной на расстоянии 20 см от рентгеновского источника. Поток фотонов – $1,5 \cdot 10^9$ фот/с/ср. Время экспозиции 5 минут.

В случае регистрации слабо поглощающих объектов используется метод фазового контраста, который основан на преломлении рентгеновских лучей на неоднородностях электронной плотности внутри объекта, что эквивалентно изменению фазы волны. Сущность фазо-контрастных измерений заключается в том, чтобы изменение фазы волны перевести в изменение интенсивности, регистрируемой детектором в плоскости изображения. Для получения фазового контраста использовалась схема линейного фазового контраста, описанная в работе [145]. Если на исследуемый объект падает когерентное излучение, то на некотором расстоянии за объектом можно наблюдать дифракцию Френеля (дифракция в ближней зоне), которая возникает в результате интерференции лучей, отклоненных объектом на разные углы. Важным условием для успешной реализации метода линейного фазового контраста является достаточная степень пространственной когерентности зондирующего излучения $L_{coh} = \lambda R_1 / S$, где λ – длина волны рентгеновского излучения, R_1 – расстояние от источника до объекта, S – размер источника. Также контраст увеличивается при увеличении расстояния R_2 между образцом и детектором, и в режиме когда образец находится вплотную к детектору показывает только абсорбционный контраст [145].

В тестовом [141] эксперименте для получения фазо-контрастного изображения был выбран объект в виде пластикового капилляра с внешним диаметром 2.4 мм и внутренним диаметром 1.7 мм.

Расстояния R_1 и R_2 выбирались исходя из баланса между увеличением фазового контраста, (увеличения R_1), максимизации R_2 , а также потоком фотонов на ПЗС камере, которое задавалось ее чувствительностью. Исходя из указанных выше критериев, капилляр располагался на расстоянии 2 см от источника рентгеновского излучения, при этом расстояние между мишенью

и детектором составляло 20 см. Экспозиция для получения изображения составляла 5 минут. Пространственная когерентность, оцененная для характеристической линии меди (8 кэВ или 1.5 \AA) оказывается равной $L_{coh} = 0.3 \text{ мкм}$.

Результаты фазо-контрастного измерения (опубликованы в работе [141]) представлены на рис. 4.4.3. В качестве объекта был взят пластиковый стержень. Рентгеновская проекция фрагмента стенки получена с помощью ПЗС камеры Ximea XiRay11. На рис. 4.4.3. приведен построенный профиль интенсивности рентгеновского сигнала. Видно, что на границе объекта происходит быстрое изменение фазы волны, которое приводит к резкому усилению интерференции и проявлению скачков, подчеркивающих границы объекта. На профиле интенсивности наблюдаются скачки на границах пластика и воздуха, что подтверждает наличие фазового контраста.

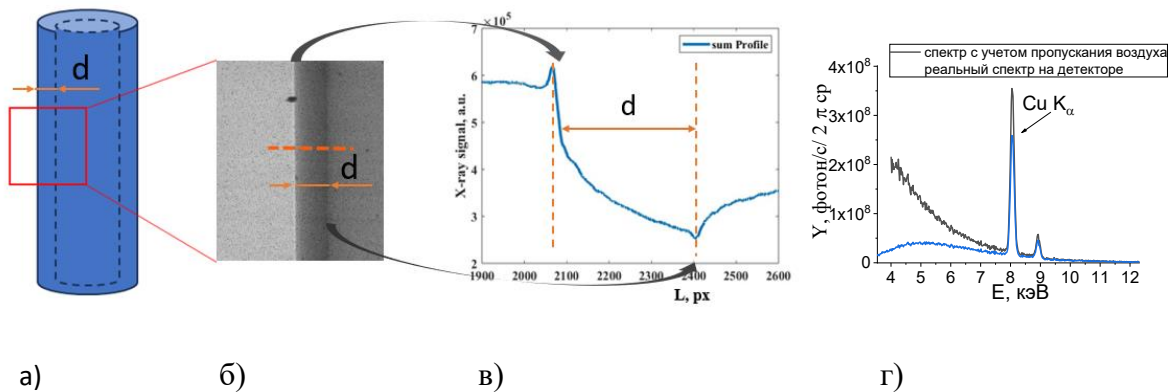


Рис.4.4.3. Эскиз стержня из работы [141] (а), рентгеновское изображение фрагмента стенки пластикового капилляра (б) и профиль интенсивности, построенный по пунктирной линии (в). Рентгеновский спектр на объекте (серый), на ПЗС матрице (синий) (г). Адаптировано из [141].

4.5 Выводы по главе

1) Разработан микрофокусный лазерно-плазменный источник характеристического рентгеновского излучения, функционирующий на базе низкоэнергетического волоконного итербиевого фемтосекундного лазера с длительностью импульса 280 фс с выходом рентгеновского излучения $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^9$ фот/с в 2π при частоте лазерных импульсов 2 МГц, средней мощности 20 Вт, энергии лазерного импульса 10 мкДж.

2) Установлено, что при воздействии лазерного излучения на модифицированную поверхность медной мишени интегральный выход рентгеновского излучения имеет степенную зависимость от частоты лазерного излучения (с показателем степени 3,7) при энергии 10 мкДж в диапазоне частот 100 кГц – 1,4 МГц. Это сопровождается увеличением доли характеристического излучения с 10% до 25%, затем поток и доля характеристического рентгеновского излучения выходят на насыщение в диапазоне 1,4 МГц – 2 МГц. При этом в режиме 2 МГц, 10 мкДж температура горячих электронов составляет 1,7 кэВ, а оцененная интенсивность – $3,5 \cdot 10^{14}$ Вт/см².

3) Разработана методика мониторинга размера микроплазменной области по образующейся в микроплазме второй гармонике, создаваемого на поверхности мишени острогофокусированным (NA = 0.2) пучком импульсно-периодического (частота генерации 800 кГц – 2 МГц) фемтосекундного (280 фс) волоконного лазера с энергией одиночного импульса в диапазоне 10 – 25 мкДж.

4) Обнаружено, что на процесс генерации второй гармоники, сопровождающийся выходом рентгеновских фотонов, возникающей при воздействии острогофокусированного импульсно-периодического фемтосекундного волоконного лазера на поверхность медной мишени в режиме создания микроплазмы, влияет нелинейность лазерно-индуцированной двухкомпонентной среды (аблированные частицы мишени в воздухе).

5) Установлено, что размер микроплазменного пятна, ответственного за генерацию рентгеновских фотонов, измеренный по сигналу второй гармоники, при энергии лазерного импульса 10 мкДж и интенсивности $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² одиночного импульса в последовательности генерируемых волоконным лазером импульсов составляет $8,5 \pm 1,6$ мкм. Эффективность конверсии лазерного излучения во вторую гармонику оказалась порядка 10^{-6} , что подтверждает оценку лазерной интенсивности на мишени $\sim 10^{14}$ Вт/см².

6) Полученное фазово-контрастное изображение отрезка пластикового стержня подтверждает возможность проведения фазо-контрастных рентгеновских измерений используя данный микрофокусный источник.

Результаты исследований опубликованы :

- **Garmatina, A. A., Shubnyi, A. G., Asadchikov, V. E., Nuzdin, A .D., Baranov, A. I., Myasnikov, D. V., Minaev N. V .and Gordienko, V. M. (2021). X-ray generation under interaction of a femtosecond fiber laser with a target and a prospective for laser-plasma X-ray**

microscopy. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 2036, No. 1, p. 012037). IOP Publishing.

- **Гарматина А. А.**, Асадчиков В. Е, Бузмаков, А. В., Дьячкова, И. Г., Дымшиц, Ю. М., Баранов, А.И., Мясников, Д. В., Минаев, Н.В., Гордиенко, В.М. (2022). Микрофокусный источник характеристического рентгеновского излучения для фазово-контрастной визуализации на основе фемтосекундного волоконного лазера. *Кристаллография*, 67 (6), 992-1000
- **Garmatina, A.**, Mareev, E., Minaev, N., Asharchuk, N., Semenov, T., Mozhaeva, M., Korshunov A, Krivonosov Y., Dyachkova I., Buzmakov A., Koldaev V., Zolotov D., Dymshits Y., Gordienko V. and Asadchikov V. (2023). Vacuum-free femtosecond fiber laser microplasma X-ray source for radiography. *Optics Express*, 31(26), 44259-44272.
- **Гарматина, А.А.**, Мареев Е.И., Коршунов А.А., Можаяева М. Д., Минаев Н.В., Муслимов А.Э., Хмеленин Д.Н, Асадчиков В.Е., Гордиенко В.М. (2024). Микроскопия второй гармоники из приповерхностной плазмы, зажигаемой остросфокусированным пучком фемтосекундного волоконного лазера *Оптика и спектроскопия*, 132(1), 34-41.

Основные результаты диссертации

1. Установлено, что при импульсно-периодическом воздействии фемтосекундных лазерных импульсов (с интенсивностью порядка 10^{14} Вт/см² и более) на твердотельную мишень в режиме формирования макроканала, динамика амплитуды возникающего в микроплазме рентгеновского излучения связана с изменением лазерной интенсивности и может быть использована для мониторинга ее изменения по мере формирования канала.
2. Впервые определена величина интенсивности фемтосекундного лазерного монофиламента, сформированного chirпированными импульсами, воздействующего на находящуюся в воздухе твердотельную мишень в режиме формирования микроканала с использованием лазерно-инициированного сигнала рентгеновского излучения; величина интенсивности составила $I \sim 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при следующих параметрах ($\lambda = 0,8$ мкм, $E = 6$ мДж, $NA = 0,008$, $P \sim (3 - 5) \cdot P_{кр}$, $\tau = 500$ фс).
3. Показано, что при воздействии импульсно-периодического сфокусированного фемтосекундного излучения Cr:forsterite лазера ($\lambda = 1240$ нм, $E \sim 700$ мкДж, $f = 10$ Гц, $\tau = 200$ фс, $NA \sim 0.07 - 0.1$) на поверхность многослойной структуры в режиме создания микроканала, материал слоев которой имеет различающиеся атомные номера Z , возникающее в микроплазме рентгеновское излучение может быть использовано для диагностики послойного процесса абляции мишени.
4. Обнаружено, что воздействие сфокусированного фемтосекундного излучения Cr:forsterite лазера ($\lambda = 1240$ нм) с вакуумной интенсивностью порядка 10^{14} Вт/см² – 10^{15} Вт/см² на структурированную пленку, содержащую наностержни оксида железа, сопровождается возникновением зависящего от ориентации линейной поляризации выхода интегрального и характеристического (6.4 кэВ) рентгеновского излучения.
5. Выявлено влияние длительности лазерных импульсов на выход рентгеновского излучения при воздействии сфокусированного фемосекундного лазерного пучка на твердотельную мишень в газовой среде (воздух, гелиевый поддув). Установлено, что при воздействии сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов ($\lambda = 0.8$ мкм, $E = 6$ мДж, $NA = 0.1$) на медную мишень в режиме гелиевого поддува в зону воздействия, при увеличении длительности импульса с 30 фс до 300 фс, выход рентгеновского излучения возрастает в 10 раз и достигает $2 \cdot 10^7$ фот/импульс/2πср (или $2 \cdot 10^8$ фот/с/2πср), что является максимальным для вневакуумных условий и отвечает

необходимым условиям проведения время-разрешенных дифракционных экспериментов.

6. Создан микрофокусный лазерно-плазменный рентгеновский источник, функционирующий на базе низкоэнергетического волоконного итербиевого фемтосекундного лазера (длительность импульса 280 фс, частота лазерных импульсов 2 МГц, средняя мощность 20 Вт, энергия в импульсе 10 мкДж) с выходом рентгеновского излучения $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^9$ фот/с в 2 п.
7. Разработана методика мониторинга в режиме реального времени размера микроплазмы, создаваемой на поверхности мишени остросфокусированным ($NA = 0.2$) пучком импульсно-периодического (частота генерации 800 кГц – 2 МГц) фемтосекундного (280 фс) волоконного лазера с энергией одиночного импульса в диапазоне 10 – 25 мкДж, используя сигнал второй гармоники из микроплазмы. Установлено, используя данную методику, что размер лазерно-плазменной области, отвечающей максимальному потоку рентгеновских фотонов, составляет 8.5 ± 1.6 мкм.

Благодарности

Я хотела бы поблагодарить Вячеслава Михайловича Гордиенко за продуктивное научное руководство и выбор интересной темы для исследования.

Выражаю благодарность Потемкину Ф.В за помощь в работе с интенсивным излучением лазерной системы Cr:forsterite. Хочу поблагодарит сотрудников, студентов и аспирантов лабораторий нелинейной оптики и световых полей, а также релятивистской лазерной плазмы (МГУ), за приятную атмосферу в коллективе и своевременную помощь в налаживании оборудования и консультации по научным вопросам.

Благодарю Назарова М.М за помощь в работе с интенсивным излучением Ti:Sa лазерной системы.

Хочу поблагодарить Минаева Н. В, Асадчикова В. Е за постановку интересной задачи, связанной с созданием микрофокусного рентгеновского источника на базе волоконного лазера, а также оснащение эксперимента современным оборудованием. Благодарю всю лабораторию рефлектометрии и малоуглового рассеяния «Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники НИЦ Курчатовский институт» за помощь в работе с оборудованием, обсуждении полученных результатов, а также сотрудников лабораторий лазерной наноинженерии и лазерной химии Мареева Е., Семенова Т., а также других сотрудников, аспирантов и студентов за комфортную рабочую атмосферу и помощь в проведении экспериментов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Hussain Shah S.K., Iqbal J., Ahmad P., Khandaker M.U., Haq S., Naeem M. Laser induced breakdown spectroscopy methods and applications: A comprehensive review // *Radiat. Phys. Chem.* - 2020. - Vol. 170. - P. 108666.
2. Gorlova D., Tsymbalov I., Volkov R., Savel'ev A. Transition radiation in the THz range generated in the relativistic laser—tape target interaction // *Laser Phys. Lett.* - 2022. - Vol. 19 - № 7. - P. 075401.
3. Martín L., Benlliure J., Cortina-Gil D., Haruna A., Ruiz C. Validation of a laser driven plasma X-ray microfocus source for high resolution radiography imaging // *Phys. Medica.* - 2021. - Vol. 82. - P. 163–170.
4. Förster D.J., Jäggi B., Michalowski A., Neuenschwander B. Review on experimental and theoretical investigations of ultra-short pulsed laser ablation of metals with burst pulses // *Materials (Basel)*. - 2021. - Vol. 14 - № 12. - P. 3331.
5. Ji L., Zhang L., Cao L., Zheng J., Wang J., Han W., Zhang H. Laser rapid drilling of bone tissue in minimizing thermal injury and debris towards orthopedic surgery // *Mater. Des.* - 2022. - Vol. 220. - P. 110895.
6. Wang H.J., Yang T. A review on laser drilling and cutting of silicon // *J. Eur. Ceram. Soc.* - 2021. - Vol. 41 - № 10. - P. 4997–5015.
7. Wang R., Dong X., Wang K., Sun X., Fan Z., Duan W. Investigation on millijoule femtosecond laser spiral drilling of micro-deep holes in thermal barrier coated alloys // *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* - 2021. - Vol. 114 - № 3–4. - P. 857–869.
8. Jeong D.C., Tsai P.S., Kleinfeld D. Prospect for feedback guided surgery with ultra-short pulsed laser light // *Curr. Opin. Neurobiol.* - 2012. - Vol. 22 - № 1. - P. 24–33.
9. Banerjee S.P., Chen Z., Utkin I., Fedosejevs R. Detection of buried layers in silicon devices using LIBS during hole drilling with femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* - 2013. - Vol. 111 - № 3. - P. 791–798.
10. Климентов С.М., Пивоваров П.А., Конов В.И., Брайтлинг Д., Даусингер Ф. Лазерная микрообработка в газовой среде при высокой частоте повторения аблирующих импульсов // *Квантовая электроника.* - 2004. - Vol. 34 - № 6. - P. 537–540.

11. Sun J., Longtin J.P. Inert gas beam delivery for ultrafast laser micromachining at ambient pressure // *J. Appl. Phys.* - 2001. - Vol. 89 - № 12. - P. 8219–8224.
12. Kiselev D., Woeste L., Wolf J.P. Filament-induced laser machining (FILM) // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 2010. - Vol. 100 - № 3. - P. 515–520.
13. Gordon D.F., Ting A.C., Alexeev I., Fischer R.P., Sprangle P. Direct measurements of the dynamics of self-guided femtosecond laser filaments in air // *IEEE Trans. Plasma Sci.* - 2006. - Vol. 34 - № 2. - P. 249–253.
14. Park J., Lee J., Nam C.H. Laser chirp effect on femtosecond laser filamentation generated for pulse compression // *Opt. Express.* - 2008. - Vol. 16 - № 7. - P. 4465.
15. Thogersen J., Borowiec A., Haugen H.K., McNeill F.E., Stronach I.M. X-ray emission from femtosecond laser micromachining // *Conf. Lasers Electro-Optics (CLEO 2000). Tech. Dig. Postconf. Ed. TOPS Vol.39 (IEEE Cat. No.00CH37088).* - 2000. - Vol. 363. - P. 361–363.
16. Reich C., Gibbon P., Uschmann I., Förster E. Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma $K\alpha$ sources // *Phys. Rev. Lett.* - 2000. - Vol. 84 - № 21. - P. 4846–4849.
17. Gibbon P., Förster E. Short-pulse laser - plasma interactions // *Plasma Phys. Control. Fusion.* - 1996. - Vol. 38 - № 6. - P. 769–793.
18. Фетисов Г.В. Рентгеновские дифракционные методы структурной диагностики материалов: прогресс и достижения // *Успехи физических наук.* - 2020. - Vol. 190 - № 1. - P. 2–36.
19. Ахманов С.А., Баянов И.М., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Краюшкин С.В., Магницкий С.А., Платоненко В.Т., Пономарев Ю.В., Савел А.Б., Слободчиков Е.В., Тарасевич А.П. Генерация пикосекундных рентгеновских импульсов в плотной плазме, создаваемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 308 нм // *Квантовая электроника.* - 1991. - Vol. 18 - № 3. - P. 278–279.
20. Ivanov K.A., Gavrilin I.M., Volkov R. V., Gavrilov S.A., Savel'Ev A.B. Thicket high Z wavelength-scale structured target: advantages and limitations for laser-driven hard x-ray source and phase contrast imaging // *Laser Phys. Lett.* - 2021. - Vol. 18 - № 7. - P. 075401.
21. Gambari M., Clady R., Videau L., Utéza O., Ferré A., Sentis M. Experimental investigation of size broadening of a $K\alpha$ x-ray source produced by high intensity laser pulses // *Sci. Rep.*

- 2021. - Vol. 11 - № 1. - P. 23318.
22. Hada M., Matsuo J. Effects of ambient pressure on Cu K α X-ray radiation with millijoule and high-repetition-rate femtosecond laser // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 2010. - Vol. 99 - № 1–2. - P. 173–179.
 23. Букин В.В., Гарнов С.В., Малютин А.А., Стрелков В.В. Фемтосекундная лазерная микроплазма оптического пробоя газов: динамика процессов ионизации и постиионизации // *Квантовая электроника.* - 2007. - Vol. 37 - № 10. - P. 961–966.
 24. Boschetto D., Mourou G., Rousse A., Mordovanakis A., Hou B., Nees J., Kumah D., Clarke R. Spatial coherence properties of a compact and ultrafast laser-produced plasma keV x-ray source // *Appl. Phys. Lett.* - 2007. - Vol. 90 - № 1. - P. 011106.
 25. Петраков А.П. Рентгеновский метод фазового контраста и демонстрация применения его для исследования кровеносных сосудов на модельном объекте // *Журнал Технической Физики.* - 2003. - Vol. 73 - № 5. - P. 84–89.
 26. Bessonov V.B. Microfocus X-ray Tubes // *J. Russ. Univ. Radioelectron.* - 2021. - Vol. 24 - № 5. - P. 6–21.
 27. Трубки для структурного анализа с анодом «прострельного» типа фирмы “Светлана рентген” [Electronic resource]. URL: <http://www.svetlana-x-ray.ru/production-list.html?cid=11>.
 28. Chakera J.A., Ali A., Tsui Y.Y., Fedosejevs R. A continuous kilohertz Cu K α source produced by submillijoule femtosecond laser pulses for phase contrast imaging // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - Vol. 93 - № 26. - P. 261501.
 29. Волоконные фемтосекундные лазеры фирмы “Авеста” [Electronic resource]. URL: <http://avesta.ru/products/lasers/femtosekundnie-voikonnie-laseri/>.
 30. Kirsch D.C., Chen S., Sidharthan R., Chen Y., Yoo S., Chernysheva M. Short-wave IR ultrafast fiber laser systems: Current challenges and prospective applications // *J. Appl. Phys.* - 2020. - Vol. 128 - № 18. - P. 180906.
 31. Platonenko V.T. High-temperature near-surface plasma produced by ultrashort laser pulses // *Laser Physics.* - 1992. - Vol. 2 - № 6. - P. 852–871.
 32. Murnane M.M., Kapteyn H.C., Rosen M.D., Falcone R.W. Ultrafast X-ray Pulses from Laser-Produced Plasmas // *Science (80-.).* - 1990. - Vol. 251 - № 2. - P. 531–536.

33. Meyerhofer D.D., Chen H., Delettrez J.A., Soom B., Uchida S., Yaakobi B. Resonance absorption in high-intensity contrast, picosecond laser-plasma interactions // *Phys. Fluids B*. - 1993. - Vol. 5 - № 7. - P. 2584–2588.
34. Brunel F. Not-so-resonant, Resonant Absorption // *Phys. Rev. Lett.* - 1987. - Vol. 59 - № 1. - P. 52–55.
35. Gordienko V.M., Lachko I.M., Mikheev P.M., Savel'ev A.B., Uryupina D.S., Volkov R. V. Experimental characterization of hot electron production under femtosecond laser plasma interaction at moderate intensities // *Plasma Phys. Control. Fusion*. - 2002. - Vol. 44 - № 12. - P. 2555–2568.
36. Nagao H., Hironaka Y., Nakamura K.G., Kondo K. Hard X-Ray Emission from a Copper Target by Focusing a Picosecond Laser Beam at 3×10^{13} W/cm² // *Jpn. J. Appl. Phys.* - 2004. - Vol. 43 - № 3R. - P. 1207.
37. Hagedorn M., Kutzner J., Tsilimis G., Zacharias H. High-repetition-rate hard X-ray generation with sub-millijoule femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 2003. - Vol. 77 - № 1. - P. 49–57.
38. Варанавичус А., Власов Т.В., Волков Р.В., Гаврилов С.А., Гордиенко В.М., Дубетис А., Жеромскис Е., Пискарскас А., Савельев А.Б. Т.Г. Выход жесткого рентгеновского излучения из плотной плазмы как функция длины волны греющего сверхкороткого лазерного импульса // *Квантовая электроника*. - 2000. - Vol. 30 - № 6. - P. 523–528.
39. Rouse A., Audebert P., Geindre J.P., Fallières F., Gauthier J.C., Mysyrowicz A., Grillon G., Antonetti A. Efficient K x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas // *Phys. Rev. E*. - 1994. - Vol. 50 - № 3. - P. 2200–2207.
40. Teubner U., Missalla T., Uschmann I., Förster E., Theobald W., Wülker C. X-ray spectra from highly ionized dense plasmas produced by ultrashort laser pulses // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 1996. - Vol. 62 - № 3. - P. 213–220.
41. Kutzner J., Silies M., Witting T., Tsilimis G., Zacharias H. Efficient high-repetition-rate fs-laser based X-ray source // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 2004. - Vol. 78 - № 7–8. - P. 949–955.
42. Arora V., Naik P.A., Chakera J.A., Bagchi S., Tayyab M., Gupta P.D. Study of 1-8 keV K- α x-ray emission from high intensity femtosecond laser produced plasma // *AIP Adv.* - 2014. - Vol. 4 - № 4. - P. 047106.

43. Zhavoronkov N., Gritsai Y., Bargheer M., Woerner M., Elsaesser T., Zamponi F., Uschmann I., Forster E. Microfocus Cu K α source for femtosecond x-ray science // *Opt. Lett.* - 2005. - Vol. 30 - № 13. - P. 1737–1739.
44. Wang H., Li Z., Chen Z. High conversion efficiency and small spot size of K α X-ray generated from nano-foam Cu targets irradiated by femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. B.* - 2018. - Vol. 124 - № 9. - P. 172.
45. Iqbal M., Urrehman Z., Im H., Son J.G., Seo O., Stiel H., Nickles P. V., Noh D.Y., Janulewicz K.A. Performance improvement of a K α source by a high-resolution thin-layer-graphite spectrometer and a polycapillary lens // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 2014. - Vol. 116 - № 2. - P. 305–311.
46. Pikuz S.A., Chefonov O. V., Gasilov S. V., Komarov P.S., Ovchinnikov A. V., Skobelev I.Y., Ashitkov S.Y., Agranat M. V., Zigler A., Faenov A.Y. Micro-radiography with laser plasma X-ray source operating in air atmosphere // *Laser Part. Beams.* - 2010. - Vol. 28 - № 3. - P. 393–397.
47. Rathore R., Arora V., Singhal H., Mandal T., Chakera J.A., Naik P.A. Experimental and numerical study of ultra-short laser-produced collimated Cu K α X-ray source // *Laser Part. Beams.* - 2017. - Vol. 35 - № 3. - P. 442–449.
48. Hou B., Easter J., Mordovanakis A., Krushelnick K., Nees J.A. Vacuum-free x-ray source based on ultrashort laser irradiation of solids // *Opt. Express.* - 2008. - Vol. 16 - № 22. - P. 17695.
49. Huang K., Li M.H., Yan W.C., Guo X., Li D.Z., Chen Y.P., Ma Y., Zhao J.R., Li Y.F., Zhang J., Chen L.M. Intense high repetition rate Mo K α x-ray source generated from laser solid interaction for imaging application // *Rev. Sci. Instrum.* - 2014. - Vol. 85 - № 11. - P. 113304.
50. Zhao T.Z., Batson T., Hou B., Nees J.A., Thomas A.G.R., Krushelnick K. Characterization of hard X-ray sources produced via the interaction of relativistic femtosecond laser pulses with metallic targets // *Appl. Phys. B. Springer Berlin Heidelberg*, - 2019. - Vol. 125 - № 1. - P. 8.
51. Reich C., Uschmann I., Ewald F., Düsterer S., Lübcke A., Schwoerer H., Sauerbrey R., Förster E., Gibbon P. Spatial characteristics of K α x-ray emission from relativistic femtosecond laser plasmas // *Phys. Rev. E.* - 2003. - Vol. 68 - № 5. - P. 056408.

52. Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н., Осипов М.В., Рупасов А.А., Силин В.П., Склизков Г.В., Тихончук В.Т., Шиканов А.С. Генерация второй гармоники в лазерной плазме // Квантовая электроника. - 1979. - Vol. 6 - № 9. - P. 1829–1865.
53. von der Linde D., Schulz H., Engers T., Schüler H. Second Harmonic Generation in Plasmas Produced by Intense Femtosecond Laser Pulses // IEEE J. Quantum Electron. - 1992. - Vol. 28 - № 10. - P. 2388–2397.
54. Koroteev N.I., Makarov V.A., Volkov S.N. Second harmonic generation by reflection of a two-dimensional laser beam from the surface of a chiral medium // Opt. Commun. - 1997. - Vol. 138 - № 1–3. - P. 113–117.
55. Scherbak S., Reshetov I., Kan G., Lipovskii A. Effect of Surface Nonlinearity Distribution on Second Harmonic Generation under Tightly Focused Beams // Photonics - MDPI. - 2023. - Vol. 10 - № 4. - P. 350.
56. Yew E., Sheppard C. linearly and radially polarized beams Second harmonic generation polarization microscopy with tightly focused linearly and radially polarized beams // Opt. Commun. - 2007. - Vol. 275 - № 2. - P. 453–457.
57. Xu Zhizhan Xu Yuguang Y.G. Second-harmonic emission from laser- plasma interactions // J. Appl. Phys. - 1998. - Vol. 54 - № 9. - P. 4902–4908.
58. Savel'ev A.B., Akhmanov S.A., Bayanov I.M., Gaponov S. V., Gordienko V.M., Djidjoev M.S., Krayushkin S. V., Magnitskii S.A., Platonenko V.T., Platonov Y.Y., Ponomarev Y. V., Salashchenko N.N., Slobodchikov E. V., Tarasevitch A.P. Soft x-ray production and harmonic generation in femtosecond laser-driven plasma // Solid State Lasers III. - SPIE. - 1992. - Vol. 1627. - P. 334–337.
59. Ganeev R.A., Chakera J.A., Raghuramaiah M., Sharma A.K., Naik P.A., Gupta P.D. Experimental study of harmonic generation from solid surfaces irradiated by multipicosecond laser pulses // Phys. Rev. E. - 2001. - Vol. 63 - № 2. - P. 026402.
60. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Жуков М.А., Михеев П.М., Савельев А.Б., Шашков А.А. Управление свойствами и диагностика фемтосекундной плотной плазмы с использованием модифицированных мишеней // Квантовая электроника. - 1997. - Vol. 24 - № 12. - P. 1114–1126.
61. Gordienko V.M., Makarov I. a., Rakov E.V. Hot plasma diagnostics during femtosecond laser ablation in a cavity // Proc. SPIE. - 2007. - Vol. 6606 - № 66060S. - P. 1–8.

62. Gordienko V.M., Khomenko A.S., Makarov I.A., Petukhov V.. Enhanced laser induced K X-rays generation during microchannel formation inside the object positioned in air // *Laser Phys.* - 2010. - Vol. 20 - № 4. - P. 816–819.
63. Gordienko V.M., Zhvaniya I.A., Makarov I.A. X-ray production and second-harmonic generation during femtosecond laser microdrilling // *Appl. Phys. A.* - 2015. - Vol. 120 - № 2. - P. 409–415.
64. Gamaly E.G., Rode A. V., Luther-Davies B., Tikhonchuk V.T. Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics // *Phys. Plasmas.* - 2002. - Vol. 9 - № 3. - P. 949.
65. B.N. Chichkov, C.Momma S.N. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids // *Appl. Phys. A.* - 1996. - Vol. 6 - № 1–2. - P. 239–256.
66. Labutin T.A., Lednev V.N., Ilyin A.A., Popov A.M. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy // *J. Anal. At. Spectrom.* - 2016. - Vol. 31 - № 1. - P. 90–118.
67. König J., Nolte S., Tünnermann A. Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses // *Opt. Express.* - 2005. - Vol. 13 - № 26. - P. 10597–10607.
68. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Khishchenko K. V, Levashov P.R. Material decomposition mechanisms in femtosecond laser interactions with metals // *Phys. Rev. B.* - 2007. - Vol. 75 - № 23. - P. 235414.
69. Furusawa K., Takahashi K., Kumagai H., Midorikawa K., Obara M. Ablation characteristics of Au , Ag , and Cu metals using a femtosecond Ti:sapphire laser // *Appl. Phys. A.* - 1999. - Vol. 69. - P. S359–S366.
70. Nedialkov N.N., Imamova S.E., Atanasov P.A. Ablation of metals by ultrashort laser pulses // *J. Phys. D. Appl. Phys.* - 2004. - Vol. 37 - № 4. - P. 638–643.
71. Nolte, S., Momma, C., Jacobs, H., Tünnermann, A., Chichkov, B. N., Wellegehausen, B., & Welling H. Ablation of metals by ultrashort laser pulses // *J. Phys. D. Appl. Phys.* - 1997. - Vol. 37 - № 4. - P. 638–643.
72. Заярный, Д. А., Ионин, А. А., Кудряшов, С. И., Сараева, И. Н., Старцева Е.Д., Хмельницкий Р.А. Заярный Д. А. и др. Нелинейные механизмы поглощения при фемтосекундной лазерной абляции поверхности силикатного стекла // *Письма в ЖЕТФ.* - 2016. - Vol. 103 - № 5. - P. 350–354.

73. Qi L., Nishii K., Yasui M., Aoki H., Namba Y. Femtosecond laser ablation of sapphire on different crystallographic facet planes by single and multiple laser pulses irradiation // *Opt. Lasers Eng.* - 2010. - Vol. 48 - № 10. - P. 1000–1007.
74. Bonse J., Wrobel J.M., Krüger J., Kautek W. Ultrashort-pulse laser ablation of indium phosphide in air // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* - 2001. - Vol. 72 - № 1. - P. 89–94.
75. Agustsson R., Arab E., Murokh A., O'Shea B., Ovodenko A., Pogorelsky I., Rosenzweig J., Solovyov V., Tilton R. Measuring single-shot, picosecond optical damage threshold in Ge, Si, and sapphire with a 51- μm laser // *Opt. Mater. Express.* - 2015. - Vol. 5 - № 12. - P. 2835.
76. Murnane M.M., Kapteyn H.C., Gordon S.P., Bokor J., Glytsis E.N., Falcone R.W. Efficient coupling of high-intensity subpicosecond laser pulses into solids // *Appl. Phys. Lett.* - 1993. - Vol. 62 - № 10. - P. 1068–1070.
77. Гордиенко В.М., Савельев А.Б. Фемтосекундная плазма в плотных наноструктурированных мишенях. Новые подходы и перспективы // *УФН.* - 1999. - Vol. 169 - № 1. - P. 78–80.
78. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. Перегретая плазма на поверхности мишени с периодической структурой, индуцированной фемтосекундным лазерным излучением // *Письма в ЖЭТФ.* - 2003. - Vol. 77 - № 9. - P. 568–571.
79. Gauthier J.C., Bastiani S., Audebert P., Geindre J.-P., Neuman K., Donnelly T.D., Hoffer M., Falcone R.W., Shepherd R.L., Price D.F., White W.E. Femtosecond laser-produced plasma x rays from periodically modulated surface targets // *Applications of Laser Plasma Radiation II* / ed. Richardson M.C., Kyrala G.A. - 1995. - Vol. 2523. - P. 242.
80. Vorobyev A.Y., Guo C. Enhanced absorptance of gold following multipulse femtosecond laser ablation // *Phys. Rev. B.* - 2005. - Vol. 72 - № 19. - P. 195422.
81. Михайлова, Ю. М., Платоненко, В. Т., & Савельев-Трофимов А.Б. Михайлова Ю. М., Платоненко В. Т., Савельев-Трофимов А. Б. Влияние наномасштабных неоднородностей на эффективность нагрева приповерхностной плазмы фемтосекундными лазерными импульсами // *Квантовая электроника.* - 2005. - Vol. 35 - № 1. - P. 38–42.
82. Волков Р.В., Гаврилов С.А., Голишников Д.М., Гордиенко В.М., Михеев П.М.,

- Савельев А.Б., Серов А.А. Генерация горячих частиц в фемтосекундной лазерной плазме с использованием твердотельных модифицированных мишеней // Квантовая Электроника. - 2001. - Vol. 3. - P. 241–246.
83. Gordienko V.M., Mikheev P.M., Savelev A.B. Local-Field Enhancement in a Femtosecond Laser Plasma Induced on a Modified Target Surface // Laser Phys. - 2001. - Vol. 11 - № 5. - P. 600–605.
84. Kalousek R., Dub P., Břínek L., Šikola T. Response of plasmonic resonant nanorods: an analytical approach to optical antennas // Opt. Express. - 2012. - Vol. 20 - № 16. - P. 17916.
85. Samsonova Z., Höfer S., Kämpfer T., Uschmann I., Röder R., Trefflich L., Rosmej O., Förster E., Ronning C., Kartashov D., Spielmann C. Hard X-ray Generation from ZnO Nanowire Targets in a Non-Relativistic Regime of Laser-Solid Interactions // Appl. Sci. - 2018. - Vol. 8 - № 10. - P. 1728.
86. Türkoğlu A.K., Ersoy T., Canbaz F., Akturk S. Effects of waveguide behavior during femtosecond-laser drilling of metals // Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. - 2012. - Vol. 108 - № 4. - P. 935–941.
87. Hironaka Y., Fujimoto Y., Nakamura K.G., Kondo K.I., Yoshida M. Enhancement of hard X-ray emission from a copper target by multiple shots of femtosecond laser pulses // Appl. Phys. Lett. - 1999. - Vol. 74 - № 12. - P. 1645–1647.
88. Gavrilov S.A., Golishnikov D.M., Gordienko V.M., Savel'ev A.B., Volkov R. V. Efficient hard X-ray source using femtosecond plasma at solid targets with a modified surface // Laser Part. Beams. - 2004. - Vol. 22 - № 3. - P. 301–306.
89. Vázquez De Aldana J.R., Méndez C., Roso L., Moreno P. Propagation of ablation channels with multiple femtosecond laser pulses in dielectrics: Numerical simulations and experiments // J. Phys. D. Appl. Phys. - 2005. - Vol. 38 - № 16. - P. 2764–2768.
90. Sun J., Longtin J.P. Delivery and Materials Processing // J. Opt. Soc. Am. B. - 2004. - Vol. 21 - № 5. - P. 1081–1088.
91. Garmatina A.A., Bravy B.G., Potemkin F. V., Nazarov M.M., Gordienko V.M. Intensity clamping and controlled efficiency of X-ray generation under femtosecond laser interaction with nanostructured target in air and helium // J. Phys. Conf. Ser. - 2020. - Vol. 1692 - № 1. - P. 012004.

92. Dausinger, F., Hugel, H., Konov V.I. Micromachining with ultrashort laser pulses: from basic understanding to technical applications // *Physics* (College. Park. Md). - 2003. - Vol. 5147. - P. 106–115.
93. Yamada R., Komatsubara W., Sakurai H., Konishi K., Mio N., Yumoto J., Kuwata-Gonokami M. Simulation of nonlinear propagation of femtosecond laser pulses in air for quantitative prediction of the ablation crater shape // *Opt. Express*. - 2023. - Vol. 31 - № 5. - P. 7363.
94. Zhao X., Shin Y.C. Femtosecond laser ablation of aluminum in vacuum and air at high laser intensity // *Appl. Surf. Sci.* - 2013. - Vol. 283. - P. 94–99.
95. Hu W., Shin Y.C., King G. Effect of air breakdown with a focusing lens on ultrashort laser ablation // *Appl. Phys. Lett.* - 2011. - Vol. 99 - № 23. - P. 234104.
96. Hada M., Matsuo J. Development of femtosecond X-ray source in helium atmosphere with millijoule high-repetition-rate femtosecond laser // *Trans. Mater. Res. Soc. Japan*. - 2009. - Vol. 34 - № 4. - P. 621–626.
97. Wood W.M., Focht G., Downer M.C. Tight focusing and blue shifting of millijoule femtosecond pulses from a conical axicon amplifier // *Opt. Lett.* - 1988. - Vol. 13 - № 11. - P. 984.
98. Букин В.В., Воробьев Н.С., Гарнов С.В., Конов В.И., Лозовой В.И., Малютин А.А., Щелев М.Я., Яцковский И.С. Динамика формирования и развития фемтосекундной лазерной микроплазмы в газах // *Квантовая электроника*. - 2006. - Vol. 36 - № 7. - P. 638–645.
99. Aleshkevich V.A., Gordienko V.M., Bravy V.G. Intensity delivery to the focal area with tight focusing of a femtosecond laser beam in a gas environment // *J. Opt. Soc. Am. B*. - 2023. - Vol. 40 - № 5. - P. 1031–1038.
100. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* - 2007. - Vol. 441 - № 2–4. - P. 47–189.
101. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков - к филаментации лазерных импульсов // *Успехи Физических Наук*. - 2013. - Vol. 183 - № 2. - P. 133–152.
102. Chin S.L., Wang T.-J., Marceau C., Wu J., Liu J.S., Kosareva O., Panov N., Chen Y.P.,

- Daigle J.-F., Yuan S., Azarm A., Liu W.W., Seideman T., Zeng H.P., Richardson M., Li R., Xu Z.Z. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air // *Laser Phys.* - 2012. - Vol. 22 - № 1. - P. 1–53.
103. Matsuda A., Hayashi T., Kitaura R., Hishikawa A. Femtosecond Laser Filamentation in Gaseous Ethylene: Formation of Hydrogenated Amorphous Carbon // *Chem. Lett.* - 2017. - Vol. 46 - № 9. - P. 1426–1429.
104. Harilal S.S., Yeak J., Phillips M.C. Plasma temperature clamping in filamentation laser induced breakdown spectroscopy // *Opt. Express.* - 2015. - Vol. 23 - № 21. - P. 27113.
105. Zhan X., Xu H., Li C., Zang H., Liu C., Zhao J., Sun H. Remote and rapid micromachining of broadband low-reflectivity black silicon surfaces by femtosecond laser filaments // *Opt. Lett.* - 2017. - Vol. 42 - № 3. - P. 510.
106. Weidman M., Lim K., Ramme M., Durand M., Baudelet M., Richardson M. Stand-off filament-induced ablation of gallium arsenide // *Appl. Phys. Lett.* - 2012. - Vol. 101 - № 3. - P. 3–6.
107. Valenzuela A., Munson C., Porwitzky A., Weidman M., Richardson M. Comparison between geometrically focused pulses versus filaments in femtosecond laser ablation of steel and titanium alloys // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* - 2014. - Vol. 116 - № 2. - P. 485–491.
108. Xu S., Sun X., Zeng B., Chu W., Zhao J., Liu W., Cheng Y., Xu Z., Chin S.L. Simple method of measuring laser peak intensity inside femtosecond laser filament in air // *Opt. Express.* - 2012. - Vol. 20 - № 1. - P. 299.
109. Mitryukovskiy S.I., Liu Y., Houard A., Mysyrowicz A. Re-evaluation of the peak intensity inside a femtosecond laser filament in air // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* - 2015. - Vol. 48 - № 9. - P. 94003.
110. Rohwetter P., Yu J., Mejean G., Stelmaszczyk K., Salmon E., Kasparian J., Wolf J.P., Woste L. Remote LIBS with ultrashort pulses: Characteristics in picosecond and femtosecond regimes // *J. Anal. At. Spectrom.* - 2004. - Vol. 19 - № 4. - P. 437–444.
111. Silies M., Linden S., Witte H., Zacharias H. The dependence of the Fe K α yield on the chirp of the femtosecond exciting laser pulse // *Appl. Phys. B.* - 2007. - Vol. 87 - № 4. - P. 623–627.

112. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного лазерного импульса как средство управления его филаментацией и генерацией суперконтинуума в воздухе // Квантовая электроника. - 2003. - Vol. 33 - № 6. - P. 525–530.
113. Bernstein A.C., Luk T.S., Nelson T.R., McPherson A., Diels J.C., Cameron S.M. Asymmetric ultra-short pulse splitting measured in air using FROG // Appl. Phys. B Lasers Opt. - 2002. - Vol. 75 - № 1. - P. 119–122.
114. Nuter R., Skupin S., Bergé L. Chirp-induced dynamics of femtosecond filaments in air // Opt. Lett. - 2005. - Vol. 30 - № 8. - P. 917.
115. Alexeev I., Ting A., Gordon D.F., Briscoe E., Penano J.R., Hubbard R.F., Sprangle P. Longitudinal compression of short laser pulses in air // Appl. Phys. Lett. - 2004. - Vol. 84 - № 20. - P. 4080–4082.
116. Kirsch D.C., Chen S., Sidharthan R., Chen Y., Yoo S., Chernysheva M. Short-wave IR ultrafast fiber laser systems: Current challenges and prospective applications // J. Appl. Phys. - 2020. - Vol. 128 - № 18. - P. 180906.
117. Schille J., Schneider L., Lickschat P., Loeschner U., Ebert R., Exner H. High-pulse repetition frequency ultrashort pulse laser processing of copper // J. Laser Appl. - 2015. - Vol. 27 - № S2. - P. S28007.
118. Кононенко В.В., Конов В.И. Абляция стали при облучении поверхности тандемными импульсами высокой интенсивности // Квантовая электроника. - 2018. - Vol. 48 - № 1. - P. 40–44.
119. Verhoff B., Harilal S.S., Freeman J.R., Diwakar P.K., Hassanein A. Dynamics of femto- and nanosecond laser ablation plumes investigated using optical emission spectroscopy. - 2012. - Vol. 093303. - P. 1–9.
120. Harilal S.S., Farid N., Freeman J.R., Diwakar P.K., LaHaye N.L., Hassanein A. Background gas collisional effects on expanding fs and ns laser ablation plumes // Appl. Phys. A. - 2014. - Vol. 117 - № 1. - P. 319–326.
121. Kraft S., Schille J., Mauersberger S., Schneider L., Loeschner U. Pump-probe imaging for process control and optimization in high-speed laser micro machining // Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIV / ed. Klotzbach U., Kling R., Watanabe A. SPIE, - 2020. - P. 54.

122. Ancona A., Döring S., Jauregui C., Röser F., Limpert J., Nolte S., Tünnermann A. Femtosecond and picosecond laser drilling of metals at high repetition rates and average powers. - 2009. - Vol. 34 - № 21. - P. 3304–3306.
123. Mingareev I., Horn A. Time-resolved investigations of plasma and melt ejections in metals by pump-probe shadowgraphy // *Appl. Phys. A.* - 2008. - Vol. 92 - № 4. - P. 917–920.
124. Noël S., Hermann J., Itina T. Investigation of nanoparticle generation during femtosecond laser ablation of metals // *Appl. Surf. Sci.* - 2007. - Vol. 253 - № 15. - P. 6310–6315.
125. Harilal S.S., Farid N., Hassanein A., Kozhevnikov V.M. Dynamics of femtosecond laser produced tungsten nanoparticle plumes. - 2013. - Vol. 203302. - P. 1–7.
126. Oujja M., Izquierdo J.G., Bañares L., de Nalda R., Castillejo M. Observation of middle-sized metal clusters in femtosecond laser ablation plasmas through nonlinear optics // *Phys. Chem. Chem. Phys. Royal Society of Chemistry*, - 2018. - Vol. 20 - № 25. - P. 16956–16965.
127. Schille J., Schneider L., Hartwig L., Loeschner U., Ebert R., Scully P., Goddard N., Exner H. Characterisation of interaction phenomena in high repetition rate femtosecond laser ablation of metals // *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics.* - 2012. - Vol. 949 - № 2012. - P. 949–958.
128. Chaker M., Pépin H., Bateau V., Lafontaine B., Toubhans I., Fabbro R., Faral B. Laser plasma x-ray sources for microlithography // *J. Appl. Phys.* - 1988. - Vol. 63 - № 3. - P. 892–899.
129. Legall H., Schwanke C., Pentzien S., Dittmar G., Bonse J., Krüger J. X-ray emission as a potential hazard during ultrashort pulse laser material processing // *Appl. Phys. A.* - 2018. - Vol. 124 - № 6. - P. 407.
130. Schille J., Kraft S., Pflug T., Scholz C., Clair M., Horn A., Loeschner U. Study on X-ray Emission Using Ultrashort Pulsed Lasers in Materials Processing // *Materials (Basel).* - 2021. - Vol. 14 - № 16. - P. 4537.
131. Гарматина, А. А., Жвания, И. А., Потёмкин, Ф. В., & Гордиенко В.М. Генерация рентгеновского излучения из плазмы в микроканале медной мишени, находящейся в воздухе, под действием мягкосфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 100 ТВт/см² // *Квантовая электроника.* - 2018. - Vol. 48 - № 7. - P. 648–652.

132. Кононенко Т.В., Вальтер Д., Конов В.И., Даузингер Ф. Оптическая спектроскопия лазерной пазмы в глубоком кратере // Квантовая электроника. - 2009. - Vol. 4 - № 39. - P. 328–332.
133. Пропускание фильтра [Electronic resource]. URL: <https://henke.lbl.gov/cgi-bin/filter.pl>.
134. Жуков В.П., Булгакова Н.М. Роль фонового газа в нагреве металлических образцов Фемтосекундными импульсами лазерного излучения // Теплофизика и аэромеханика. - 2009. - Vol. 16 - № 2. - P. 177–188.
135. Ting A., Alexeev I., Gordon D., Fischer R., Kaganovich D., Jones T., Briscoe E., Peñano J., Hubbard R., Sprangle P. Measurements of intense femtosecond laser pulse propagation in air // Phys. Plasmas. - 2005. - Vol. 12 - № 5. - P. 1–7.
136. Odnher J.H., Romanov D.A., Levis R.J. Self-Shortening Dynamics Measured along a Femtosecond Laser Filament in Air. - 2010. - Vol. 125001 - № September. - P. 1–4.
137. Zhvaniya I.A., Garmatina A.A., Makarov I.A., Gordienko V.M. Tracking of buried layers during plasma-assisted femtosecond laser drilling of compound targets // J. Appl. Phys. - 2016. - Vol. 120 - № 4. - P. 045901.
138. Состав магнитной ленты [Electronic resource]. URL: <https://www.iasa-web.org/decay-polymers-information-storage-carriers/magnetic-tape>.
139. Tomov I.V., Chen J., Ding X., Rentzepis P.M. Efficient focusing of hard X-rays generated by femtosecond laser driven plasma // Chem. Phys. Lett. - 2004. - Vol. 389 - № 4–6. - P. 363–366.
140. Baguckis A., Plukis A., Reklaitis J., Remeikis V., Giniūnas L., Vengris M. Generation of plasma X-ray sources via high repetition rate femtosecond laser pulses // Appl. Phys. B. - 2017. - Vol. 123 - № 12. - P. 290.
141. Garmatina A., Mareev E., Minaev N., Asharchuk N., Semenov T., Mozhaeva M., Korshunov A., Krivososov Y., Dyachkova I., Buzmakov A., Koldaev V., Zolotov D., Dymshits Y., Gordienko V., Asadchikov V. Vacuum-free femtosecond fiber laser microplasma X-ray source for radiography // Opt. Express. - 2023. - Vol. 31 - № 26. - P. 44259.
142. Legall H., Schwanke C., Bonse J., Krüger J. The influence of processing parameters on X-ray emission during ultra-short pulse laser machining // Appl. Phys. A. - 2019. - Vol. 125 -

№ 8. - P. 570.

143. Гарматина А.А., Мареев Е.И., Коршунов А.А., Можаяева М.Д., Минаев Н.В., Муслимов А.Э. Микроскопия второй гармоники из приповерхностной плазмы, зажигаемой остросфокусированным пучком фемтосекундного волоконного лазера // Оптика и спектроскопия. - 2024. - Vol. 132 - № 1. - P. 34–41.
144. Kudryashov S., Danilov P., Rupasov A., Khonina S., Nalimov A., Ionin A., Krasin G., Kovalev M. Energy deposition parameters revealed in the transition from 3D to 1D femtosecond laser ablation of fluorite at high-NA focusing // Opt. Mater. Express. - 2020. - Vol. 10 - № 12. - P. 3291.
145. Кривоносов Ю. С., Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В. Получение фазоконтрастных изображений в полихроматическом рентгеновском пучке на лабораторном источнике // Кристаллография. - 2020. - Vol. 65 - № 4. - P. 503–507.