

УДК 548-1535-15544.22

## ЛАЗЕРНО-СИНХРОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС НИЦ “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

© 2022 г. М. В. Ковальчук<sup>1,2,3</sup>, М. М. Борисов<sup>1</sup>, А. А. Гарматина<sup>1</sup>, В. М. Гордиенко<sup>2</sup>,  
А. М. Желтиков<sup>2,5</sup>, В. В. Квардаков<sup>1</sup>, В. Н. Корчуганов<sup>1</sup>, И. А. Лихачёв<sup>1</sup>, Е. И. Мареев<sup>2,3</sup>,  
А. В. Митрофанов<sup>1,4</sup>, М. М. Назаров<sup>1,\*</sup>, Э. М. Пашаев<sup>1</sup>, Ф. В. Потёмкин<sup>2</sup>, Я. О. Романовский<sup>2</sup>,  
Е. Б. Руднева<sup>3</sup>, Д. А. Сидоров-Бирюков<sup>1,2</sup>, И. А. Субботин<sup>1</sup>, М. В. Чашин<sup>1</sup>,  
П. А. Щеглов<sup>1</sup>, В. Я. Панченко<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup> Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН –  
филиал ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Шатура, Россия

<sup>5</sup> Факультет физики и астрономии, Техасский университет А & М, Колледж Стейшин, Техас, США

\*E-mail: nazarov\_mm@nrcki.ru

Поступила в редакцию 16.03.2022 г.

После доработки 16.03.2022 г.

Принята к публикации 19.03.2022 г.

Лазерно-синхротронный комплекс (ЛСК) НИЦ “Курчатовский институт” (КИ) является уникальным исследовательским инструментом, объединившим беспрецедентные возможности нового и быстро развивающегося направления современной науки – физики сверхкоротких лазерных импульсов и сверхсильных электромагнитных полей, с уникальными диагностическими возможностями специализированного источника синхротронного излучения. В обзоре представлены результаты исследований в области генерации сверхсильных световых полей и взаимодействия таких полей с веществом, проведенных на ЛСК НИЦ КИ за последние несколько лет. Создан арсенал диагностических методов, разработаны принципы синхронизации источника синхротронного излучения и субпикваттного лазерного комплекса, что позволяет решать задачи, связанные с динамической структурной перестройкой вещества со сверхмалым пикосекундным временным и атомным пространственным разрешением; получать новые знания в области сверхбыстрой временной динамики химических процессов и управления химическими реакциями; проводить исследование взаимодействия рентгеновского излучения, а также частиц, ускоренных до высоких энергий, с биологическими объектами; прототипировать эксперименты на рентгеновском лазере на свободных электронах (XFEL) и разрабатывать идейные платформы для участия российских ученых в работах на XFEL.

DOI: 10.31857/S0023476122050083

### ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Лазерно-синхротронный комплекс Курчатовского института

2. Эксперименты класса накачка–зондирования. Лазерно-индуцированное образование новых фаз кремния в нестационарных условиях

3. Управляемая генерация рентгеновского излучения: дистанционное и локальное воздействие на мишень

4. Нелинейно-оптическая конверсия в ТГц-диапазон с использованием широкоапертурных нелинейно-оптических кристаллов для достижения сверхсильного ТГц-поля

4.1. Режим двухцветной филаментации и генерация мощного ТГц-излучения в газе низкого давления

4.2. Новые подходы к получению экстремально высокой напряженности ТГц-поля с использованием нелинейно-оптического преобразования в широкоапертурных кристаллах

5. Генерация предельно коротких лазерных импульсов релятивистской интенсивности в режиме филаментации

Заключение

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие новых физических инструментов и методов анализа сложных структурных комплексов и их трансформаций отвечает актуальным задачам современной науки. Особую роль в проведении междисциплинарных исследований приобретает создание комбинированных исследовательских центров на основе рентгеновского [1] синхротронного [2] и лазерного излучений [3]. Такого рода научные центры объединяют уникальные возможности использования в диагностических целях электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне частот, в том числе синхротронного излучения (СИ) для исследования вещества в экстремальных условиях при воздействии сверхинтенсивных лазерных импульсов, когда напряженность оптического поля существенно превосходит уровень внутриатомных полей [4]. Появляется возможность не только моделировать ядерные и термоядерные реакции, но и управлять процессами в физических, химических и биологических системах на молекулярном уровне.

Движение атомов в материалах происходит в широком диапазоне временных и пространственных масштабов. За последнее столетие произошел прорыв в методах, позволяющих визуализировать движение атомов. Например, оптические методы, такие как фурье-спектроскопия и спектроскопия комбинационного рассеяния света, оказываются чувствительными к колебательным степеням свободы и могут позволять извлекать важную информацию о структурном составе исследуемого вещества [5, 6]. За последние несколько десятилетий были предприняты значительные усилия, чтобы выйти за рамки этих подходов и разработать средства для прямого восстановления структуры материалов с разрешением на атомном уровне, в том числе в развитии методов, основанных на принципах рентгеновской кристаллографии, которые с успехом применяются и для структурного анализа замороженных биологически значимых молекул, а также для исследования промежуточных состояний, через которые проходят молекулы при трансформации [7]. В области физики твердого тела с помощью этих подходов можно получить непосредственную информацию о том, как движутся атомы, деформируются и перестраиваются элементарные ячейки, несмотря на тот факт, что шкала времени для этой динамики может составлять всего несколько десятков фемтосекунд ( $10^{-15}$ с), что сравнимо с периодом самых высокочастотных оптических фотонов [8].

Лазерно-синхротронный комплекс (ЛСК) НИЦ “Курчатовский институт” (КИ) является уникальным исследовательским инструментом, объединившим беспрецедентные возможности

нового и быстро развивающегося направления современной науки — физики сверхкоротких лазерных импульсов и сверхсильных электромагнитных полей, с уникальными диагностическими возможностями специализированного источника СИ. Научные исследования на базе этого комплекса развиваются по нескольким направлениям. Одно из них связано с применением субпетаваттной фемтосекундной титан-сапфировой (Ti : Sa) лазерной системы, позволяющей получать сверхсильные световые поля с напряженностью, превышающей внутриатомное поле (более  $10^9$  В/см). Работы сконцентрированы на следующих основных задачах: 1) развитие новых методов получения сверхкоротких спектрально ярких рентгеновских импульсов с высокой светимостью [9–12]; 2) генерация мощных импульсов электромагнитного поля в ТГц- и ПГц-диапазонах частот с экстремально высокой напряженностью, что существенно для развития ряда методик воздействия на вещество квазипостоянным сильным полем [13]; 3) разработка нового типа широкополосных источников электромагнитного излучения сверхкороткой длительности в широком спектральном диапазоне — от рентгеновского до терагерцового на основе нанокластерных струй; 4) изучение режимов множественной филаментации мощных лазерных импульсов с джоулевыми энергиями в разреженных средах [14], что существенно, например, для решения задач по транспортировке энергии в верхних слоях атмосферы; 5) генерация предельно коротких лазерных импульсов с длительностью порядка нескольких циклов поля и субджоулевыми энергиями [15]; 6) разработка методов ускорения электронов лазерным полем; 7) получение пучков высокоэнергетических протонов и нейтронов при облучении тонкопленочных и кластерных мишеней лазерными импульсами мультитераваттной мощности; 8) визуализация микроструктур в протонных пучках; 9) развитие фемтосекундных технологий, связанных с использованием процесса филаментации, для диагностики состава вещества и дистанционных методов доставки мощного излучения; 10) получение новых знаний в области сверхбыстрой временной динамики химических процессов и управления химическими реакциями; 11) исследование взаимодействия рентгеновского излучения, а также частиц, ускоренных до высоких энергий, с биологическими объектами; 12) прототипирование экспериментов с использованием рентгеновского лазера на свободных электронах (XFEL) и разработка идейных платформ для участия российских ученых в работах на XFEL [1].

Другое направление связано с комплексными исследованиями, основанными на принципе накачка—зондирование, в которых в качестве пробных импульсов используется СИ [1, 3]. Данное направление позволяет решать задачи, связанные

с изучением динамики структурной перестройки вещества со сверхмалым пикосекундным временным и атомным пространственным разрешением, в том числе исследование сверхбыстрого воздействия рентгеновского и оптического импульсов на вещество, включая полупроводники, управление свойствами которых особенно важно, например, для высокочастотной интегральной ИК-фотоники [16, 17].

Данный обзор содержит краткое описание проведенных исследований на ЛСЦ НИЦ КИ, в том числе представление первых экспериментальных данных, полученных с использованием синхронного рентгено-оптического воздействия на вещество, изложение будущих направлений, а также областей, в которых методы фемтосекундного воздействия и мультиспектральной диагностики могут оказать значительное влияние на решение материаловедческих задач.

## 1. ЛАЗЕРНО-СИНХРОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС КУРЧАТОВСКОГО ИНСТИТУТА

Лазерно-синхротронный комплекс Курчатовского института образован на базе источника СИ поколения 2+ и уникальной лазерной системы на кристаллах  $Ti : Sa$  субпетаваттного уровня мощности. В соответствии с утвержденной Правительством РФ Федеральной научно-технической программой “Развитие синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на 2019–2027 годы” первостепенными задачами ЛСК стали исследования в области лазерной генерации импульсного фемтосекундного рентгеновского излучения, поиск оптимальных способов транспортировки сверхмощного лазерного излучения между станциями Курчатовского источника синхротронного излучения (КИСИ) и работы по частотной синхронизации импульсов излучения лазерного и синхротронного комплексов.

КИСИ представляет собой источник СИ с горизонтальным излучением 98 нм рад. Периметр главного кольца 124.13 м. Рабочая магнитная структура источника СИ представляет собой модифицированную структуру типа DBA (Double Bend Achromat) и состоит из шести суперпериодов, каждый из которых содержит два прямолинейных участка по 3 м для установки высокополевых сверхпроводящих вигглеров и ВЧ-резонаторов (промежутки с нулевой дисперсией), слабополевых вигглеров, элементов системы инжекции (промежутки с ненулевой дисперсией) [1].

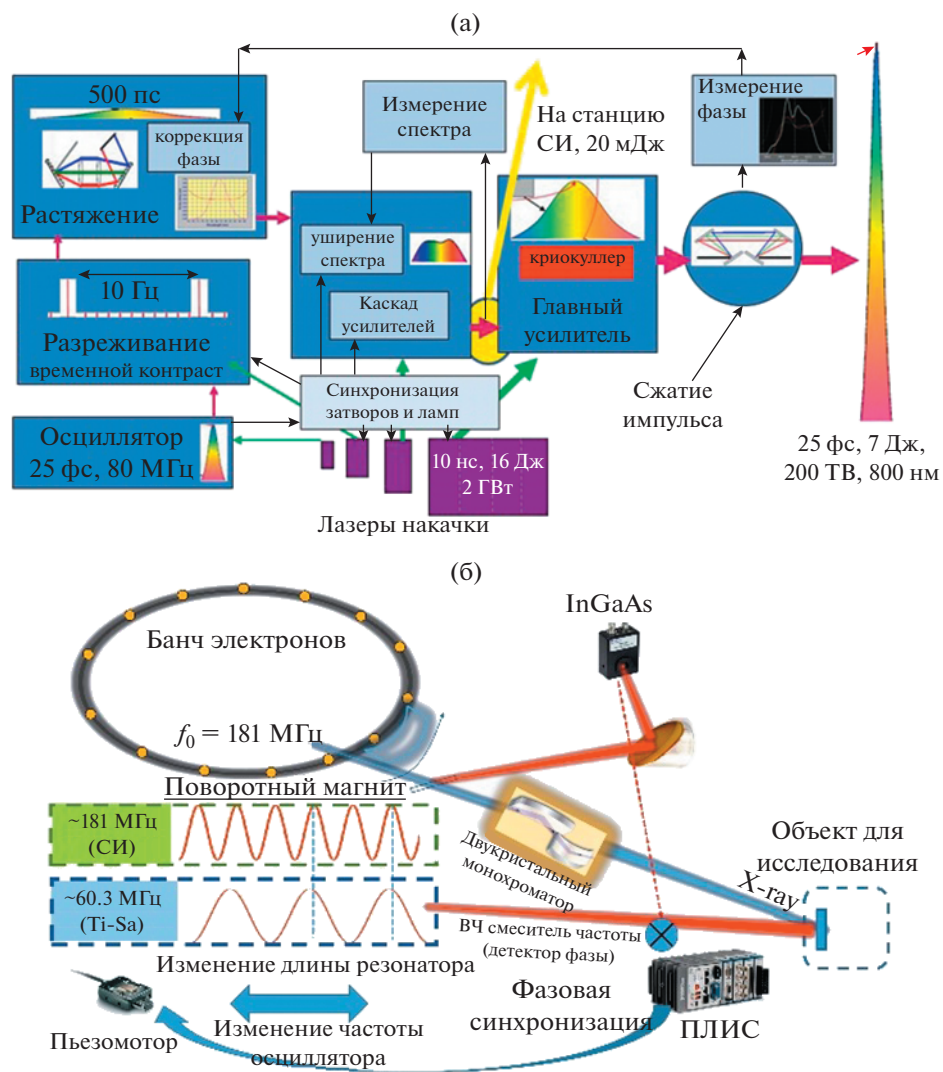
В настоящее время на комплексе работают 13 экспериментальных станций и строятся еще четыре. Синхротронное излучение из поворотных магнитов с полем 1.7 Тл обеспечивает СИ с критиче-

ской энергией фотонов  $\sim 7.1$  кэВ для большей части линий пучка. Спектральный диапазон СИ составляет от 0.1 до 2000 Å.

Обычно эксперименты проводятся при энергии электронов 2.5 ГэВ, токе электронов в накопителе 100–200 мА и времени жизни электронов 20–40 ч. Среднеквадратичные поперечные размеры и угловые разбросы пучка электронов в точке излучения (для станции “Фаза”) равны:  $\sigma_x = 305$ ,  $\sigma_z = 43$  мкм,  $\sigma'_x = 0.417$ ,  $\sigma'_z = 0.030$  мрад. Эксперименты на станции “Фаза” проводились в диапазоне энергий фотонов 8–12 кэВ, оптимальном для получения пучка фотонов с максимальной интенсивностью на образце около  $10^{13}$  фотонов/мрад/(0.1% BW/100 мА/с).

Субпетаваттный источник лазерного излучения обладает уникальным в России набором технических характеристик и функциональных возможностей, обеспечивает промежуточные уровни пиковой мощности, заполняющие разрыв между лазерными комплексами класса рентгеновского лазера на свободных электронах (XFEL) и лазерными системами мощностью в единицы тераватт, работающими в ряде крупных международных лабораторий, что позволяет масштабировать и проверять экспериментальные задачи, предлагаемые к реализации на установках мега-класса. Лазерный источник в НИЦ КИ имеет следующие характеристики: центральная длина волны – 800 нм, ширина спектра 750–850 нм, минимальная длительность импульса 25 фс, частота следования импульсов 10 Гц, энергия в импульсе – до 7 Дж (рис. 1а). Имеется возможность выбирать и плавно перестраивать мощность выходных импульсов от субтераваттного до субпетаваттного уровня путем управления характеристиками и числом лазеров накачки, а также с помощью поляризационного аттенюатора, расположенного между главным усилителем и компрессором. Возможность управления спектральной шириной и фазой лазерных импульсов обеспечивается акустооптическими модуляторами света Muzzer и Dazzler.

В основе идеи создания ЛСК НИЦ КИ лежит концепция проведения экспериментов по принципу накачка–зондирование: при этом интенсивный лазерный импульс создает нестационарное состояние вещества, а слабый импульс рентгеновского диапазона, приходящий с контролируемой задержкой, “зондирует” текущее состояние, вызванное первым оптическим импульсом. В настоящее время широко распространены времяразрешенные эксперименты, проводимые по данному принципу, в которых возбуждающий (силовой) и сканирующий (пробный) импульсы лежат в оптическом интервале частот и создаются лазерной системой [18]. Пространственное разрешение в такой экспериментальной



**Рис. 1.** Схематическое изображение лазерно-синхротронного комплекса: субпетаватная лазерная система (а), синхротронный источник и система синхронизации (б).

схеме определяется длиной волны пробных импульсов, что для оптического излучения соответствует субмикронному масштабу, а временное — длительностью сканирующего импульса. Однако исследуемые образцы могут быть непрозрачны для лазерного излучения видимого и ближнего ИК-диапазона, что делает невозможным использование классических методов времяразрешенной диагностики лазерно-индуцированных изменений в материале. По сравнению с оптическим диапазоном рентгеновское излучение является уникальным инструментом с субангстремной пространственной разрешающей способностью и проникающей способностью, определяемой глубиной экстинкции, составляющей для данного диапазона длин волн  $\sim 10\text{--}100$  мкм. Как правило, за счет этого рентгеновское излучение используется для визуализации движения атомов в слож-

ных органических и неорганических материалах, а также широко используется для диагностики фазовых переходов, в том числе в экспериментах по принципу накачка—зондирование [19, 20]. Таким образом, проведение экспериментов, в которых роль накачки отводится интенсивному лазерному импульсу, а зондирование осуществляется коротким импульсом рентгеновского диапазона, позволяет использовать высокие проникающие и разрешающие способности рентгеновского излучения для мониторинга лазерно-индуцированного нестационарного состояния вещества [21]. В качестве источника рентгеновского излучения можно использовать лазеры на свободных электронах (FEL), а также источники СИ, синхронизированные с лазерной системой. FEL-лазеры работают на низкой частоте повторения, поэтому синхронизировать их импульсы с излучением

лазерной системы относительно просто. В то же время синхронизация сверхкороткого лазерного импульса с излучением источника СИ является гораздо более сложной задачей. В этом случае необходимо жестко “привязать” частоту лазерного осциллятора к частоте обращения электронных банчей. С другой стороны, наличие последовательности импульсов СИ позволяет за один выстрел лазерной системы получить информацию об эволюции образцов в субмикросекундном масштабе времен. Расстояние между зондирующими импульсами составляет  $\sim 400$  нс и при регистрации сигнала от каждого импульса из представленной последовательности имеется возможность проследить за трансформацией исследуемого объекта с шагом, определяемым расстоянием между зондирующими импульсами.

В ЛСК для изучения динамики нестационарных структурных изменений в материалах, индуцированных субпетаваттной фемтосекундной лазерной системой и наносекундными лазерными источниками, может использоваться СИ и излучение лазерно-плазменного источника рентгеновского диапазона [3]. Временное разрешение данной системы варьируется от сотен пикосекунд до пикосекунд в диапазоне энергий фотонов 3–30 кэВ. Основой времяразрешенных экспериментов служит уникальная система синхронизации, основанная на программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС) и фазовой автоподстройке частоты (ФАПЧ). В любом случае экстремальное состояние вещества индуцируется либо прямым лазерным воздействием (абляцией), либо при создании ударной волны в буферной среде. В качестве источника рентгеновского излучения выступает синхротронный или лазерно-плазменный источник. Синхронизация лазера и источников рентгеновского излучения достигается простой оптической линией задержки (в случае лазерно-плазменного источника) или сложной системой синхронизации. Мощный лазерный импульс используется в качестве силового импульса, а рентгеновский – в качестве зондирующего. Для каждой временной задержки между импульсами регистрируется дифракционная картина рентгеновских лучей или их поглощение. Изменение спектра рентгеновского поглощения или рентгенограмма соответствуют модификации внутренней структуры мишени, эволюционирующей при варьировании временной задержки.

Рентгенооптические эксперименты проводятся на экспериментальной станции фазочувствительных методов исследования вещества “Фаза” КИСИ.

Схемы синхронизации фемто- и наносекундных лазерных импульсов с источником рентгеновского излучения принципиально различаются.

Для синхронизации наносекундных лазерных систем с источником СИ используется оригинальная система синхронизации на базе ПЛИС, которая прореживает опорный сигнал (2.415 МГц) до 5 Гц. Сигналы частотой 5 Гц подаются на запуск лампы накачки и электронно-оптического затвора наносекундного лазера с необходимыми временными задержками между ними. Для синхронизации с фемтосекундной лазерной системой используется ФАПЧ, которая обеспечивает подстройку частот синхротрона и лазерного осциллятора путем компенсации разности фаз между ними. Для этого с учетом текущей разности фаз изменяется длина лазерного резонатора, что приводит к изменению периода следования лазерных импульсов и, соответственно, подстройке их частоты (и фазы) к синхротронной.

В любом случае системы синхронизации изменяют задержку с шагом 5 нс. Поскольку электронные сгустки на источнике СИ следуют друг за другом с периодом 411 нс, для проведения временной диагностики необходимо изменять задержку в диапазоне 0–411 нс. Таким образом, суммирование рентгенодифракционных сигналов по 82 различным задержкам позволяет восстановить полную картину изменения рентгенодифракционного сигнала во времени. Изменение временной задержки и регистрация полезного сигнала полностью автоматизированы. Между лазерными импульсами образец перемещается с помощью моторизованного столика пятикружного гониометра. Рентгеновские кривые качания измеряются по схеме  $\theta-2\theta$ .

Таким образом, созданный комплекс открывает возможность проведения рентгеновской диагностики сверхбыстрых лазерно-индуцированных экстремальных состояний вещества с высоким временным и пространственным разрешением.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ КЛАССА НАКАЧКА–ЗОНДИРОВАНИЕ. ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ НОВЫХ ФАЗ КРЕМНИЯ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ УСЛОВИЯХ

В рамках работ, проводимых на ЛСК, создан экспериментальный стенд, позволяющий не только восстановить динамику изменения кристаллической решетки образца, подвергшейся воздействию коротких и ультракоротких лазерных импульсов во временном масштабе от сотен фемтосекунд до пикосекунд, но и определить влияние лазерно-индуцированного давления и температуры на процесс перестройки и разрушения кристаллической решетки материала. Отметим, что при импульсном воздействии интенсивного лазерного излучения на вещество принципиально важной становится скорость изменения давления и температуры в области воздействия как при

вводе энергии в объем, так и при ее релаксации, а не только финальные значения данных величин, что важно в стационарных условиях сжатия и нагрева материала. Для фемтосекундного воздействия скорость ввода энергии в объем может составлять  $\sim 10^{32}$  К/с, а скорость изменения давления  $\sim 10^{17}$  атм./с, что характеризует создание сильно неравновесного экстремального состояния вещества, динамика релаксации которого будет сильно отличаться от стационарных, квазистационарных и адиабатических условий ввода энергии в материал и будет зависеть от длительности используемых лазерных импульсов. Для этого проводится сравнение динамики трансформации кристаллической решетки при различных длительностях лазерного (нс или фс) импульса и режимах воздействия (с использованием буферной среды или при прямом процессе лазерной абляции). При наносекундном лазерном воздействии непосредственно на исследуемый образец достигается максимальная температура кристаллической решетки, а в случае фемтосекундной абляции достигается максимальное давление, однако температура кристаллической решетки по-прежнему выше температуры плавления. В случае использования буферных сред лазерно-индуцированного нагрева кристаллической решетки не происходит, однако давление, достигаемое в этом случае, ниже, чем при прямом процессе лазерной абляции.

В проведенных экспериментах использовались наносекундные (6 нс) и фемтосекундные лазерные импульсы ( $\sim 50$  фс) для инициирования фазовых переходов в режиме как *post-mortem*, так и времяразрешенных измерений. Методами рентгеновской *post-mortem*-диагностики исследованы кристаллы кремния, подвергнутые воздействию высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона, что позволило понять возможные конечные результаты преобразования структуры кремния. Так, при воздействии высокоинтенсивного ( $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК-диапазона (1.24 мкм) с длительностью  $\sim 100$  фс и энергией импульса от 0.25 до 1.5 мДж на поверхности кремния Si-I образуется поликристаллическая метастабильная фаза Si-III, а также Si-XII, Si-IX [17]. Данные фазы в основном обнаружены на периферии абляционного кратера. При воздействии лазерного импульса длительностью 6 нс на кремний обнаружен иной набор фаз: Si-III и Si-XI. Это говорит о различающихся режимах воздействия, а именно о различии в ширине фронта ударной волны и температурах решетки.

С помощью рентгенооптической диагностики с временным разрешением впервые в России исследована динамика кристаллической решетки

кремния под действием интенсивных наносекундных лазерных импульсов (интенсивность до  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность  $\sim 6$  нс) во временном масштабе до  $\sim 500$  мкс с наносекундным временным разрешением. В отличие от оптических методов жесткое рентгеновское излучение (7.8 кэВ) позволяет “заглянуть” (на глубину  $\sim 10$ – $100$  нм) под “пену” аблированных интенсивным лазерным излучением неупорядоченных фрагментов материала мишени, образующихся на поверхности образца. Продемонстрировано, что релаксация кристаллической решетки кремния проходит в три этапа. В субнаносекундном масштабе времени происходят быстрые фазовые переходы в *b*-Sn-фазу на всем фронте ударной волны. После прохождения ударной волны решетка начинает возвращаться в исходное состояние, однако из-за процесса плавления кремния при температуре в несколько тысяч градусов, инициируемой лазерным импульсом, окончательная перестройка кристаллической решетки кремния после наносекундного лазерного воздействия заканчивается только через  $\sim 300$  мкс (рис. 2). Высокая температура кристаллической решетки могла существенно повлиять на новообразованные фазы Si-III, Si-XI, Si-XII, возникшие при распространении лазерно-индуцированной ударной волны в объеме материала в микросекундном временном масштабе. Фазы, которые можно наблюдать в режиме *post-mortem*, сильно зависят от параметров лазерного импульса, определяющих баланс между давлением, инициирующим фазовые переходы, и температурой, которая может разрушить эти фазы. При этом новые фазы кремния были зарегистрированы только на периферии облученных образцов, где температура ниже, чем в центре, но давление достаточно велико для существования фазовых переходов. На данный момент фемтосекундное лазерное воздействие оказывается более подходящим для изучения сверхбыстрых фазовых переходов из-за возможности реализации сильно нестационарных условий ввода лазерной энергии в вещество, что позволяет *post-mortem* регистрировать больше “новых” фаз и, соответственно, получать более детальную структурную информацию о материале, с чем и связываются перспективы дальнейших времяразрешенных исследований.

### 3. УПРАВЛЯЕМАЯ ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ДИСТАНЦИОННОЕ И ЛОКАЛЬНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МИШЕНЬ

Источники сверхкоротких импульсов рентгеновского диапазона, включая источники синхротронного типа, позволяют проводить прямые измерения быстропротекающих процессов по схе-

ме рассеяния в экспериментах, связанных с изучением структуры вещества.

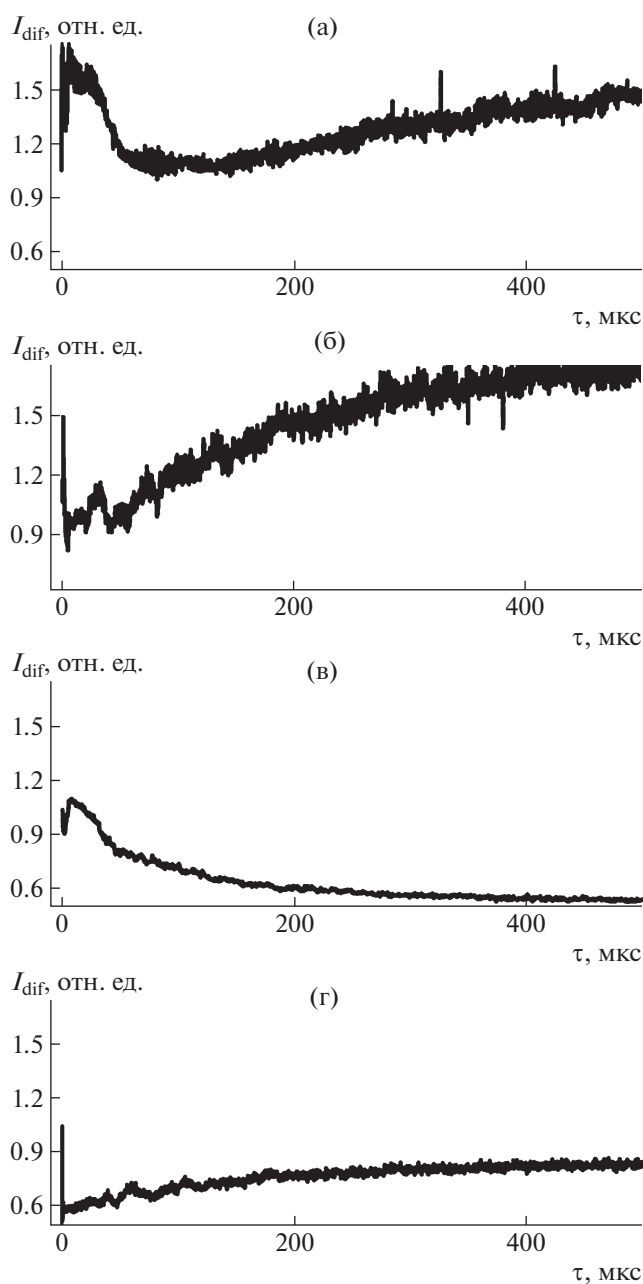
Комбинация фемтосекундного лазерного (или пикосекундного терагерцового) возбуждения со сверхкороткими импульсами рентгеновского дифракционного зонда позволяет осуществлять прямой мониторинг перемещений атомов в элементарной ячейке. ЛСК КИ позволяет использовать для рентгеноструктурного анализа не только СИ, но и фемтосекундные яркие рентгеновские импульсы, получаемые при взаимодействии мощного лазерного излучения с поверхностью металлической мишени.

Для повышения эффективности генерации рентгеновского излучения (РИ) в лазерных экспериментах используют различные методы, в том числе chirпирование импульсов накачки, подбор мишеней, оптимизацию геометрии облучения, выбор состава и давления окружающего газа, использование поликапиллярных линз для коллимации и фокусировки при доставке РИ к исследуемому образцу. В ранних экспериментах с малыми энергиями лазерных импульсов (субтераваттная мощность излучения) была показана возможность удаленной генерации РИ на поверхности металла при атмосферном давлении с помощью лазерного монофиламента [10]. При этом генерируется как тормозное, широкополосное РИ, так и характеристическое, узкополосное РИ. “Филаментационная” методика воздействия на мишень может также использоваться как диагностическая, основанная на анализе регистрируемых спектральных линий ионизованного вещества по схеме лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (техника LIBS).

Повысить лазерную интенсивность выше уровня  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> при атмосферном давлении мешает ионизация воздуха. Замена воздуха гелием при атмосферном давлении [12] позволяет получать интенсивность лазерного излучения на мишени до  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

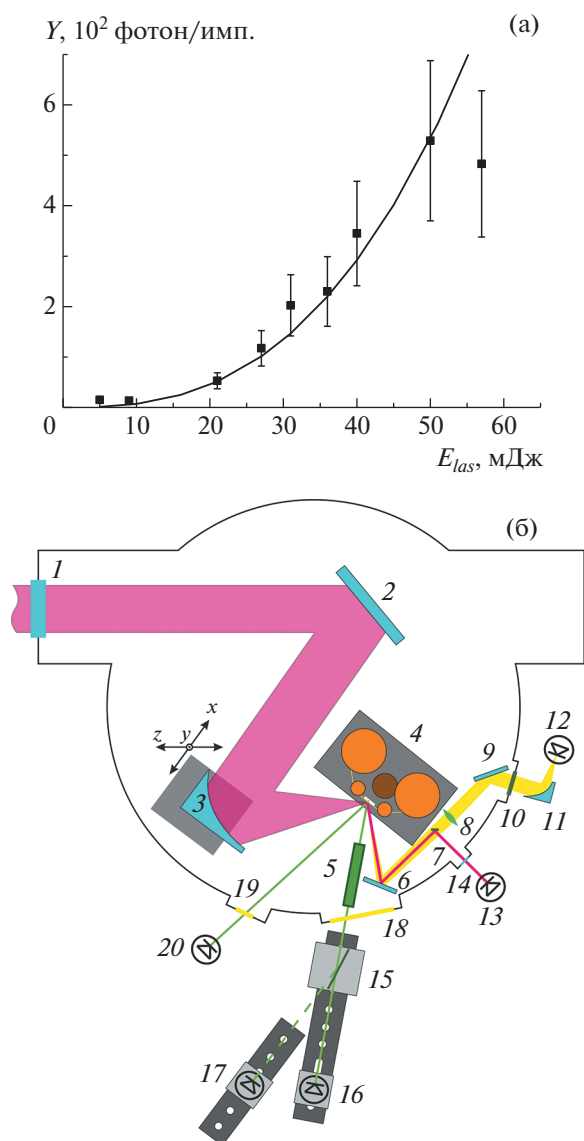
Сочетание режима управления длительностью фемтосекундных лазерных импульсов и гелиевого поддува в область микроплазмы, зажигаемой на медной мишени, осуществлено впервые. Данный способ позволил оптимизировать условия эффективной генерации РИ субпикосекундной длительности и получить максимальный поток  $K_{\alpha}$ -фотонов  $2 \times 10^7$  фот./имп./2π ср. с эффективностью конверсии  $10^{-5}$  [12]. Такая величина потока достаточна для измерений РИ-дифракции на полупроводниковых кристаллах.

При повышении лазерной интенсивности до уровня  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> спектр тормозного излучения смещается в область высоких энергий (20–100 кэВ), и доля характеристического излучения возрастает [22]. Для дальнейшего увеличения интенсивности на мишени и, соответственно, выхо-



**Рис. 2.** Зависимость нормированной интегральной интенсивности  $I_{dif}$  дифрагированного рентгеновского пучка в направлении главного рефлекса кристалла Si от временной задержки  $\tau$  между воздействующим лазерным и зондирующим рентгеновским импульсами, измеренная при угловых отстройках от максимума главного рефлекса кристалла Si 40'' (а), 10'' (б), 5'' (в) и 0'' (г). Энергия лазерного импульса – 12 мДж, длительность – 6 нс, фокусировка линзой с фокусным расстоянием 20 см, нормальное падение на образец.

да  $K_{\alpha}$ -фотонов требуется понижать давление окружающего газа; при этом можно использовать преимущества доставки лазерного излучения в виде монофиламента для удаленной генерации



**Рис. 3.** Зависимость выхода характеристического рентгеновского излучения  $Y$  после дифракции на кристалле кремния в телесный угол  $1.2 \times 10^{-5}$  ср. Сплошной кривой представлена аппроксимация зависимости степенной (показатель 2.7) функцией (а). Схема эксперимента (б): 1 – входное окно (толщина 10 мм); 2 – диэлектрическое поворотное зеркало; 3 – параболическое фокусирующее зеркало (диаметр 3 дюйма, фокусное расстояние 15 см); 4 – металлическая мишень на основе лентопротяжного механизма; 5 – поликапиллярная рентгеновская линза; 6, 9 – поворотные зеркала; 7 – малая пластина для вывода видимого излучения из центральной части пучка; 8 – коллимирующая линза (фокусное расстояние 10 см); 10 – кремниевое окно (толщина 7 мм); 11 – фокусирующее зеркало; 12 – ячейка Голея; 13 – спектрометр видимого диапазона; 14 – выходное окно; 15 – кристалл кремния; 16, 17 – рентгеночувствительные фотомножители для регистрации прошедшего (16) и дифрагирующего (17) рентгеновского излучения, 18, 19 – бериллиевые окна, 20 – энергодисперсионный рентгеновский спектрометр.

РИ с использованием мультитераваттных лазерных импульсов [9]. Выход РИ и скорость абляции мишени могут быть использованы для мониторинга лазерной интенсивности в определенных точках филамента, куда вдвигается металлическая мишень, для измерения длины и диаметра филамента.

При переходе в вакуум появляется возможность использовать лазерные импульсы с большей энергией и фокусировать их параболическим зеркалом с меньшим фокусным расстоянием, что позволяет увеличить интенсивность излучения на поверхности мишени на несколько порядков. Схема экспериментов представлена на рис. 3б. Излучение с длиной волны 800 нм и энергией до 60 мДж фокусировали 15-сантиметровым параболическим зеркалом на поверхность медной ленты, протягиваемой перпендикулярно падающему лазерному лучу таким образом, чтобы каждый новый “выстрел” приходился на неповрежденную поверхность. Генерируемое РИ собиралось поликапиллярной линзой, выводилось через бериллиевое окно и дифрагировало на кристалле кремния Si(111). Прошедшее и дифрагируемое РИ регистрировалось рентгеночувствительными фотомножителями в реальном времени. При данных условиях эксперимента выход  $K_{\alpha}$ -РИ-фотонов составил до  $10^8$  фот./имп.  $2\pi$  ср. При этом в дифрагировавшем на пластине кремния импульсе РИ содержалось более  $5 \times 10^2$  фот./имп. (рис. 3а), что позволяет надежно зарегистрировать импульс и использовать его для рентгеноструктурного анализа быстропротекающих процессов. Вместе с РИ регистрировались спектральный состав отраженного излучения в видимой области спектра и энергия генерируемых импульсов в ТГц-диапазоне.

Выполненные эксперименты продемонстрировали возможность проведения исследований по методу накачка–зондирование, в которых зондирующие импульсы РИ получены в результате взаимодействия мощных лазерных импульсов с поверхностью металлических мишеней.

#### 4. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ В ТГЦ-ДИАПАЗОН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ НЕЛИНЕЙНО- ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ СВЕРХСИЛЬНОГО ТГЦ-ПОЛЯ

Генерация мощных импульсов электромагнитного поля в ТГц-диапазоне частот имеет первостепенную важность в задачах медицинской физики и биофизики, а также для развития терагерцовой нелинейной оптики, и ускорения частиц. Проводимые на ЛСК НИЦ КИ работы нацелены на повышение напряженности поля од-



нопериодных ТГц-импульсов до уровня, при котором становится возможным модифицировать структуру твердых тел. Однопериодные ТГц-импульсы с высоким пиковым полем ( $>1$  МВ/см) позволяют изучать нестационарное ТГц-возбуждение в твердых телах [23]. Преимущество ТГц-импульса по сравнению с оптическим состоит в отсутствии осцилляций, накоплении эффекта воздействия, а также в высокой пондеромоторной энергии для ускорения или смещения ионов и электронов. Это позволяет эффективно воздействовать на материал без его разрушения.

Наиболее эффективными способами генерации ТГц-излучения при использовании лазеров мультитераваттного уровня мощности являются, во-первых, генерация в газовой плазме оптического пробоя при низком давлении с двухцветной накачкой [14] и, во-вторых, оптическое выпрямление в нелинейном кристалле большой апертуры [13].

#### 4.1. Режим двухцветной филаментации и генерация мощного ТГц-излучения в газе низкого давления

Генерация мощного терагерцового излучения в режиме двухцветной филаментации (800 + 400 нм) тераваттных лазерных импульсов [24] требует использования специальных кристаллов для получения привязанных по фазе импульсов на удвоенной лазерной частоте. Доминирующий механизм получения ТГц-излучения в данной схеме обусловлен образованием поперечного, квазипостоянного фототока [25].

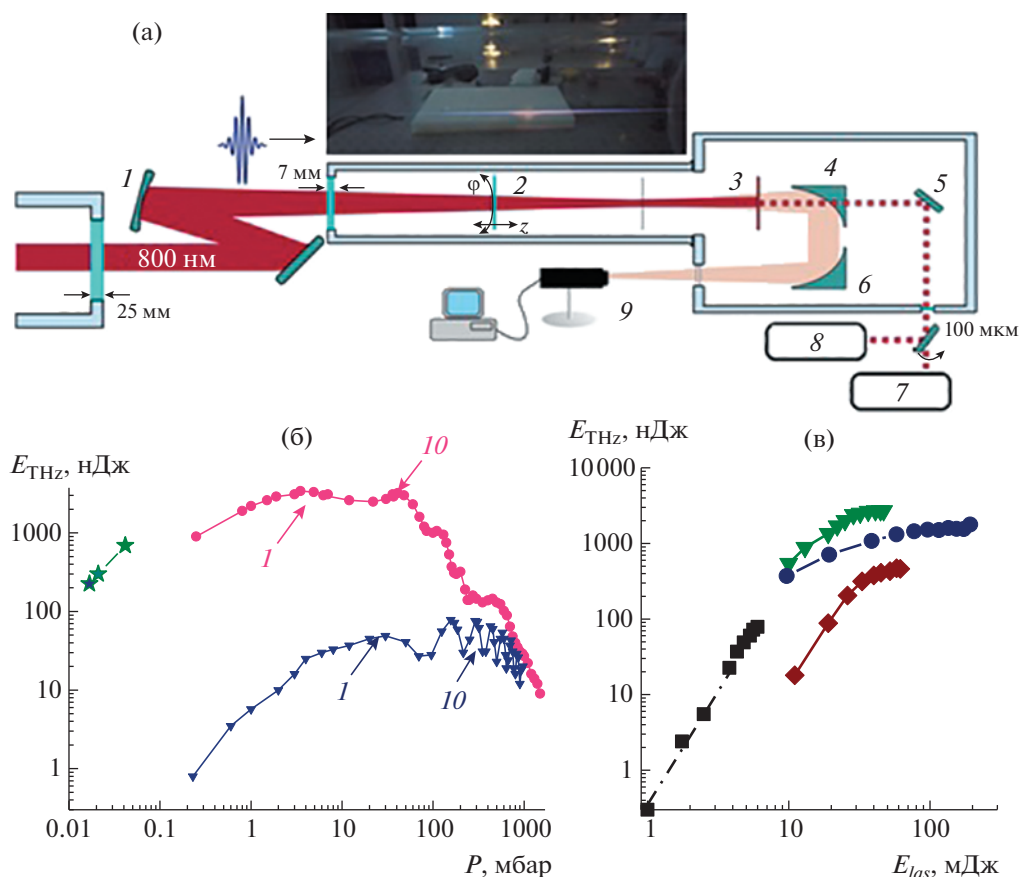
В лаборатории процессов кристаллизации ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН были выращены кристаллы дигидрофосфата калия  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP), из которых изготовлены уникальные сверхтонкие широкоапертурные пластины для удвоения частоты излучения лазерных импульсов пиковой мощностью до 20 ТВт с длительностью на уровне 20–25 фс. Кристаллизационные растворы синтезировали с использованием KDP (ос.ч). Кристаллы выращивали скоростным методом в термостатируемом 10-литровом кристаллизаторе на точечной затравке, закрепляемой на вращающейся платформе, при снижении температуры в интервале от 65 до 25°C. Точность поддержания температуры составляла  $\pm 0.01^\circ\text{C}$ . Рост кристаллов проводили при пересыщении 7% в течение трех недель, в результате получили кристаллы высокого оптического качества, не содержащие включений, размером до  $120 \times 120$  мм<sup>2</sup>. Из них были вырезаны пластины размером  $60 \times 60$  мм<sup>2</sup>, толщиной 300 и 400 мкм, а также  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup> с толщиной 150 и 250 мкм.

Важным параметром является стойкость кристаллов KDP к продолжительному воздействию лазерного излучения мультитераваттной мощно-

сти. Данные кристаллы подвергались многочасовому воздействию лазерных импульсов длительностью 30 фс и частотой повторения 10 Гц. Лазерное излучение фокусировали диэлектрическим зеркалом с фокусным расстоянием 250 см, его интенсивность можно было варьировать путем изменения положения кристалла относительно фокуса линзы. Экспериментально было установлено, что для фемтосекундных лазерных импульсов критическая интенсивность лазерного излучения составляет  $0.3$  ТВт/см<sup>2</sup>, что соответствует плотности энергии  $\sim 10$  мДж/см<sup>2</sup>. При такой интенсивности кристалл менял окраску после  $10^5$  лазерных импульсов (3 ч непрерывной работы лазерной системы). При увеличении интенсивности в 2 раза до  $0.6$  ТВт/см<sup>2</sup> кристалл толщиной 250 мкм разрушался из-за неоднородности теплового нагрева по поперечному сечению пучка. Тем не менее проведенные эксперименты продемонстрировали возможность использования кристаллов KDP для широкополосного, эффективного преобразования во вторую гармонику излучения с мощностью до 20 ТВт.

Принципиальная схема двухцветной генерации мощного ТГц-излучения при оптическом пробое газа низкого давления показана на рис. 4. Для генерации второй гармоники кристалл KDP  $20 \times 20$  мм размещали в кювете с газом низкого давления на специальном узле соосно с основным пучком. Для оптимизации процесса при помощи магнитов осуществляли продольное перемещение кристалла вдоль кюветы. Лазерный пучок фокусировали диэлектрическим зеркалом с фокусным расстоянием 250 см. Кристалл для генерации второй гармоники располагали таким образом, чтобы интенсивность прошедшего через него излучения не превышала критическую. Эффективность преобразования лазерного излучения во вторую гармонику составляла  $\sim 5\%$ . В вакуумной камере на выходе из трубы устанавливали кремниевый фильтр, блокирующий мощное лазерное излучение, но прозрачный для ТГц-излучения. В качестве фильтров использовали полипропилен и тефлон. Генерируемое ТГц-излучение коллимировали параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 20 см и затем фокусировали вторым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 15 см в ячейку Голя для регистрации после выхода из вакуумной камеры через кремниевое окно.

В качестве низкочастотных фильтров (пропускающих ТГц-частоты  $<1$  ТГц) использовали толстые блоки тефлона, полиэтилена и оргстекла, высокочастотных — пластинки легированного кремния с разной проводимостью. Пропускание всех фильтров было прописано на FTIR- и THZ-TDS-спектрометрах, что позволило получить представление о спектральном составе гене-



**Рис. 4.** Схема эксперимента (а): 1 – фокусирующее сферическое зеркало (фокусное расстояние 250 см); 2 – кристалл KDP; 3 – набор фильтров для блокировки лазерного излучения; 4, 6 – параболические зеркала для сбора ТГц-излучения; 5 – поворотное зеркало для вывода лазерного излучения на диагностику; 7 – система характеристики лазерного излучения на основе оптического стробирования с разрешением по частоте (FROG); 8 – спектрометр; 9 – ячейка Голея. На вставке фотография плазменного канала в фокусе лазерного излучения. Зависимость энергии ТГц-импульсов  $E_{\text{THz}}$  от давления газа  $P$  в кювете для различных пиковых мощностей лазерных импульсов (б) (10 ТВт – звездочки, 1 ТВт – кружки, 0,15 ТВт – треугольники); 1 – давление, при котором мощность лазерных импульсов равна критической мощности, 10 – давление, при котором мощность лазерных импульсов в 10 раз превосходит критическую мощность. Зависимость энергии ТГц-импульсов  $E_{\text{THz}}$  от энергии лазерного излучения  $E_{\text{las}}$  при различных давлениях газа  $p$  и расстояниях между кристаллом KDP для генерации второй гармоники и центром области пробоя  $z$  (в): квадраты –  $p = 150$  мбар,  $z = 15$  см; треугольники –  $p = 42$  мбар,  $z = 40$  см; ромбы –  $p = 1.4$  мбар,  $z = 75$  см; кружки –  $p = 0.1$  мбар,  $z = 90$  см; штрихпунктирная линия – аппроксимация кубической функцией.

рируемого ТГц-излучения, а также о полной энергии ТГц-импульса. В экспериментах кювету заполняли азотом, атмосферным воздухом или аргоном. Все эти газы продемонстрировали сравнимую эффективность генерации ТГц-излучения и зависимость от экспериментальных параметров. Для низкочастотной части излучения ( $< 1$  ТГц) также была проведена оценка ширины ТГц-спектра посредством метода электрооптического детектирования. Длительность ТГц-импульсов составила 0,5 пс, а ширина спектра – 2 ТГц. Методом фильтрации высокочастотных спектральных компонент было показано наличие ТГц-энергии вплоть до 6 ТГц.

В [14] были найдены наилучшие соотношения давления, энергии и положения кристалла вто-

рой гармоники для наиболее эффективной генерации ТГц-излучения. Найденные соотношения для пиковой мощности лазерного излучения 1 ТВт (40 мДж, 40 фс) и давления азота 20 мбар позволили получить ТГц-импульс с энергией 4 мкДж и шириной спектра до 6 ТГц, при этом максимальная эффективность преобразования составила  $8 \times 10^{-5}$ .

Таким образом, при понижении давления газа от атмосферного до десятка миллибар на два порядка увеличивается энергия ТГц-излучения, при этом пиковое поле составляет  $\sim 1$  МВ/см. Предполагается, что этому способствует, во-первых, ослабление поглощения ТГц-излучения плазмой пробоя, а во-вторых, увеличение длины когерентности внутри плазменного канала за счет

уменьшения дисперсии видимого излучения, а также увеличения диаметра канала.

При оптическом пробое в газе, который находится при низком давлении, спектр генерируемого электромагнитного излучения не ограничивается ТГц-диапазоном: значимая часть энергии располагается в более низкочастотном ГГц-диапазоне [26]. В наших экспериментах максимальная амплитуда ГГц-поля (3 В) наблюдалась при использовании одноцветной накачки с энергией импульса 60 мДж и давлении азота 0.1 мбар. Основным механизмом генерации ГГц-излучения являются продольные токи [26]. Сверхбыстрое лазерно-плазменное взаимодействие тераваттных лазерных импульсов с газом приводит к возникновению ГГц- и ТГц-излучений, измерение поляризации которых может служить чувствительным методом исследования лазерной электродинамики плазмы, помогающим обнаруживать симметрию плазменных токов и признаки множественной ионизации.

4.2. Новые подходы к получению экстремально высокой напряженности ТГц-поля с использованием нелинейно-оптического преобразования в широкоапертурных кристаллах

В последнее время все более широкое применение находит получение ТГц-импульсов методом оптического выпрямления ультракоротких лазерных импульсов в нелинейно-оптическом кристалле. Используемый в данном методе кристалл должен обладать существенной нелинейностью и иметь высокую лучевую прочность. Для использования в тераваттных лазерных системах апертура кристалла должна быть максимально большой, чтобы избежать повреждения кристалла мощными лазерными импульсами, а его толщина малой для сохранения широкополосности преобразования.

КПД преобразования лазерного излучения в терагерцовое в известных нелинейных кристаллах составляет  $\sim 10^{-4}$ , в рекордных случаях до  $10^{-2}$ . Ожидается, что в прочных кристаллах данный метод позволит преобразовать фемтосекундные лазерные импульсы с энергией  $\sim 600$  мДж в однопериодные электромагнитные импульсы ТГц-диапазона с энергией до 60 мкДж.

В качестве кристалла с фазовым синхронизмом для генерации ТГц-излучения от Ti : Sa-лазерных систем использовали кристалл селенида галлия GaSe [27] толщиной 300 мкм, апертурой  $3 \times 3$  см<sup>2</sup>. Его лучевая прочность для данных лазерных систем составляет  $\sim 100$  ГВт/см<sup>2</sup> (0.01 Дж/см<sup>2</sup>), что позволяет применять его для преобразования лазерных импульсов с энергией 20 мДж. При этом средняя энергия ТГц-импульсов составляет 0.3 мкДж. Такие энергии импульсов можно ис-

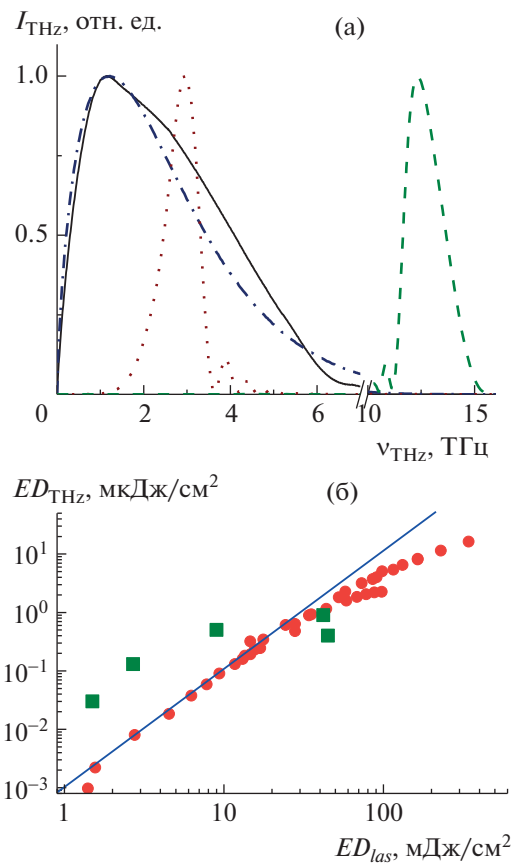


Рис. 5. Спектральная интенсивность ТГц-излучения  $I_{THz}$  при генерации в кристаллах НЛ толщиной 200 мкм (штрихпунктирная линия); селенида галлия толщиной 700 мкм, наклон главной оси кристалла  $10^\circ$  (пунктирная линия) и  $50^\circ$  (штриховая линия) относительно направления распространения лазерного излучения. Для сравнения приведена спектральная интенсивность ТГц-излучения, генерируемого в газе низкого давления (сплошная линия). По оси абсцисс отложена частота ТГц-излучения  $\nu_{THz}$  (а). Зависимость ТГц-плотности энергии  $ED_{THz}$  от плотности энергии накачки  $ED_{las}$  для кристалла НЛ толщиной 200 мкм (кружки) и селенида галлия толщиной 700 мкм (квадраты) (б).

пользовать в нелинейных ТГц-экспериментах [28]. Экспериментальные данные по генерации ТГц-излучения в нелинейно-оптических кристаллах и в газе представлены на рис. 5. Высокое двулучепреломление GaSe позволяет эффективно перестраивать спектр ТГц-излучения путем изменения наклона кристалла относительно направления распространения лазерного излучения, в том числе получать крайне высокие ТГц-частоты 12–15 ТГц с большой энергией [29].

Другой перспективной средой для генерации однопериодных ТГц-импульсов с большой энергией являются кристаллы ниобата лития (НЛ) LiNbO<sub>3</sub>. Благодаря высокой прочности и отсутствию двухфотонного поглощения они оказались

более подходящими для преобразования мощных лазерных импульсов и получения высокоинтенсивных однопериодных импульсов ТГц-поля, несмотря на отсутствие синхронизма и сильное ТГц-поглощение [30]. Далее мы экспериментально определили оптимальную интенсивность лазерного излучения на поверхности кристалла НЛ, позволяющую преобразовывать лазерные импульсы с энергией 250 мДж в однопериодный ТГц-импульс с энергией 10 мкДж и широким, гладким спектром, содержащим 40% энергии на частотах выше 3 ТГц. Увеличение интенсивности лазерного излучения более 2–4 ТВт/см<sup>2</sup> не приводит к возрастанию ТГц-сигнала из-за ограничивающих эффективность преобразования нелинейных процессов (рис. 5б), в частности из-за трехфотонного поглощения и фазовой самомодуляции. Максимальная энергия ТГц-импульса, которую можно получить с каждого 1 см<sup>2</sup> площади НЛ, составляет ~ 3мкДж.

Изменяя длительность накачки, в кристалле НЛ можно плавно перестраивать ширину ТГц-спектра от 1 до 6 ТГц [13]. Для длительности накачки в 30 фс удалось получить ТГц-импульс с энергией 10 мкДж, при этом пиковая интенсивность ТГц-импульса в терминах электрического поля составила 5 МВ/см. Большая доступная площадь позволяет получать высокую итоговую энергию ТГц-импульса при достаточной мощности лазерной системы. Несинхронная генерация в тонком слое НЛ позволяет получать существенно более широколобовые и короткие ТГц-импульсы по сравнению с другими методами.

В результате проведенных исследований получены простые соотношения энергии, длительности импульса и диаметра пучка, при которых энергия лазерных импульсов оптимальным образом масштабируется площадью нелинейного кристалла. Зарегистрированы однопериодные импульсы в ТГц-диапазоне частот с рекордной величиной напряженности поля 5 МВ/см. Показана возможность использования фемтосекундных лазерных импульсов мультитераваттной мощности для генерации электромагнитного излучения ТГц-диапазона с выходной плотностью энергии ~10 мкДж/см<sup>2</sup>. Проведенные исследования позволяют оптимизировать размер нелинейно-оптических кристаллов для генерации сверхмощных однопериодных ТГц-импульсов в режиме высоких энергий фемтосекундной лазерной накачки.

## 5. ГЕНЕРАЦИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В РЕЖИМЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Явление лазерно-индуцированной филаментации [31] является многообещающим для решения задач передачи электромагнитного излучения высокой мощности на большие расстояния [32–34], спектрального уширения мощных сверхкоротких лазерных импульсов [35], а также удаленного зондирования атмосферы [36]. В оптике сверхкоротких лазерных импульсов это явление может использоваться для временной компрессии импульсов [37–40], что позволяет генерировать фазово-стабилизированные оптические волновые формы длительностью вплоть до одного периода осцилляции поля в очень широком диапазоне длин волн, простирающемся от ультрафиолета [41] до ближнего и среднего ИК-диапазона [42]. Однако при существенном увеличении энергии лазерного импульса возникают сложности с нестабильностью высокоинтенсивного лазерного пучка по отношению к малым вариациям интенсивности в поперечном профиле пучка, а также пространственным вариациям оптических свойств среды [43], что приводит к образованию сложной структуры множественных филаментов [35].

Было предложено использование газа низкого давления в качестве среды для образования филамента и временной компрессии импульсов субпикваттного уровня мощности [35, 44]. Давление газа выбиралось таким образом, чтобы избежать явления множественной филаментации. Кроме этого, для управления балансом между самофокусировкой за счет эффекта Керра и плазменной дефокусировкой и достижения оптимальных условий компрессии импульсов использовалась полная ионизация внешней валентной оболочки атомов.

Излучение Ti:Sa-лазера с длительностью ~30–35 фс и энергией до 0.3 Дж, что соответствует пиковой мощности до 10 ТВт, направляли в кювету с газом, давление в которой менялось от 0.001 мбар до 2 бар. Лазерное излучение выводили из вакуумного компрессора через оптическое окно толщиной 25 мм, затем фокусировали сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 250 см и направляли в кювету через окно толщиной 7 мм. Излучение выводили из кюветы в вакуумный компрессор на основе чирпированных зеркал через окно толщиной 2 мм [15]. Выходные импульсы характеризовали с помощью метода оптического стробирования с разрешением по частоте. Подбор давления газа в кювете и размера пучка на оптических окнах давали возможность управления спектральным уширением импульсов для их последующего сжатия. Таким образом, была продемонстрирована возможность создания

масштабируемой по энергии многокомпонентной линии трансформации лазерного пучка, в которой суб – 40 фс – тераваттные волновые формы преобразуются в пространстве и времени для последующего сжатия до нескольких периодов поля. Точная характеристика формы лазерных импульсов, выполненная в нескольких местах на пути луча, показывает, что, несмотря на всю сложность нелинейно-оптических процессов, волновые формы короче трех циклов поля могут быть доставлены к месту взаимодействия лазера с веществом, что позволяет реализовать обширный класс исследований взаимодействия сверхсильного лазерного поля с веществом.

Генерация предельно коротких импульсов (один–два цикла поля) релятивистской интенсивности позволит генерировать мощные аттосекундные импульсы в рентгеновском диапазоне спектра и проводить эксперименты типа накачка–зондирование с аттосекундным временным разрешением, где в качестве как импульса накачки, так и зондирующего импульса используются аттосекундные импульсы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная материально-техническая база, выполненные в настоящее время исследования в Лазерно-синхротронном комплексе НИЦ КИ, разработанные методы и полученные научные результаты заложили базу для проведения широкого класса прорывных исследований по ряду перспективных научных направлений, ориентированных на получение экстраординарных результатов, которые не только сформируют новые научные знания, но и создадут основу для развития инновационных технологий.

Часть работ по фемтосекундному РИ и генерации ТГц-излучения выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 г. Часть работ по времяразрешенной рентгено-оптической диагностике лазерно-индуцированных фазовых переходов в полупроводниках выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) (гранты № 18-02-40018 и 19-29-12037). Часть работ по оптической диагностике фазовых переходов в материалах выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Москвы в рамках научного проекта № 21-32-70021. Часть работ по генерации сверхширокополосного суперконтинуума и сверхкоротких волновых форм выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации “Росатом” в рамках научного проекта № 20-21-00140.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковальчук М.В., Благов А.Е. Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С.
2. Korchuganov V., Blokhov M., Kovalchuk M. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2005. V. 543. P. 14. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.022>
3. Potemkin F.V., Mareev E.I., Garmatina A.A. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 1. <https://doi.org/10.1063/5.0028228>
4. Mourou G. // Rev. Mod. Phys. Am. Phys. Soc. 2019. V. 91. P. 30501. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.030501>
5. Zheltikov A.M. // J. Raman Spectrosc. 2000. V. 31. P. 653. [https://doi.org/10.1002/1097-4555\(200008/09\)31:8/9<653::AID-JRS597>3.0.CO;2-W](https://doi.org/10.1002/1097-4555(200008/09)31:8/9<653::AID-JRS597>3.0.CO;2-W)
6. Pupeza I., Huber M., Trubetskov M. et al. // Nature. 2020. V. 577. P. 52. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1850-7>
7. Shymanovich U., Nicoul M., Sokolowski-Tinten K. et al. // Appl. Phys. B. 2008. V. 92. P. 493. <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3138-8>
8. Tsujino M., Sano T., Sakata O. et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 1. <https://doi.org/10.1063/1.3673591>
9. Nazarov M.M., Shcheglov P.A., Chaschin M.V. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1692. P. 012018. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1692/1/012018>
10. Garmatina A.A., Nazarov M.M., Zhvaniya I.A. et al. // Laser Phys. Lett. 2019. V. 16. P. 025401. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/aaf6a2>
11. Garmatina A.A., Zhvaniya I.A., Potemkin F.V., Gordienko V.M. // Quantum Electron. 2018. V. 48. P. 648. <https://doi.org/10.1070/QE2012v042n11ABEH015030>
12. Гарматина А.А., Назаров М.М., Щеглов П.А. и др. // Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130. С. 522. <https://doi.org/10.21883/OS.2022.04.52266.64-21>
13. Nazarov M.M., Shcheglov P.A., Teplyakov V.V. et al. // Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 5866. <https://doi.org/10.1364/OL.434759>
14. Nazarov M., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A. et al. // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. 2020. V. 41. P. 1069. <https://doi.org/10.1007/s10762-020-00689-z>
15. Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Voronin A.A. et al. // Opt. Commun. 2022. V. 502. P. 127311. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2021.127311>
16. Mareev E.I., Rumiantsev B.V., Potemkin F.V. // JETP Lett. 2020. V. 112. P. 739. <https://doi.org/10.1134/S0021364020230095>
17. Пашаев Э.М., Корчуганов В.Н., Субботин И.А. и др. // Кристаллография. 2021. Т. 66. С. 877. <https://doi.org/10.31857/S0023476121060242>
18. Sokolowski-Tinten K., von der Linde D. // J. Phys. Condens. Matter. 2004. V. 16. P. R1517.
19. Brennan Brown S., Gleason A.E., Galtier E. et al. // Sci. Adv. 2019. V. 5. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aau8044>

20. *McBride E.E., Krygier A., Ehnes A. et al.* // Nature Phys. 2019. V. 15. P. 89.  
<https://doi.org/10.1038/s41567-018-0290-x>
21. *Lindenberg A.M., Johnson S.L., Reis D.A.* // Annu. Rev. Mater. Res. 2017. V. 47. P. 425.  
<https://doi.org/10.1146/annurev-matsci-070616-124152>
22. *Zhavoronkov N., Bargheer M., Gritsai Y. et al.* // Opt. InfoBase Conf. Pap. 2005. V. 30. № 13. P. 1737.  
<https://doi.org/10.1364/OL.30.001737>
23. *Kampfthaler T., Tanaka K., Nelson K.A.* // Nature Photonics. 2013. V. 7. P. 680.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.184>
24. *Kuk D., Yoo Y.J., Rosenthal E.W. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 121106.  
<https://doi.org/10.1063/1.5020889>
25. *Kim K.-Y., Glowacki J.H., Taylor A.J., Rodriguez G.* // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 4577.  
<https://doi.org/10.1364/OE.15.004577>
26. *Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Nazarov M.M. et al.* // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. 043522.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.104.043522>
27. *Bereznaya S.A., Korotchenko Z.V., Redkin R.A. et al.* // J. Opt. 2017. V. 19. P. 115503.  
<https://doi.org/10.1088/2040-8986/AA8E5A>
28. *Leitenstorfer A., Nelson K.A., Reimann K., Tanaka K.* // New J. Phys. 2014. V. 16. 045016.  
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/4/045016>
29. *Sell A., Leitenstorfer A., Huber R.* // Opt. Lett. 2008. V. 33. P. 2767.  
<https://doi.org/10.1364/OL.33.002767>
30. *Jang D., Sung J.H., Lee S.K. et al.* // Opt. Lett. 2020. V. 45. P. 3617.  
<https://doi.org/10.1364/OL.393913>
31. *Couairon A., Mysyrowicz A.* // Phys. Rep. 2007. V. 441. P. 47.  
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.12.005>
32. *Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A. et al.* // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 4659.  
<https://doi.org/10.1364/OL.39.004659>
33. *Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Voronin A.A. et al.* // Phys.-Usp. 2015. V. 58. P. 89.  
<https://doi.org/10.3367/UFNE.0185.201501H.0097>
34. *Voronin A.A., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A. et al.* // J. Opt. 2018. V. 20. P. 025504.  
<https://doi.org/10.1088/2040-8986/AA9BCC>
35. *Zhokhov P.A., Panchenko V.Y., Zheltikov A.M.* // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. 013835.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.013835>
36. *Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G. et al.* // Science. 2003. V. 301. № 5629. P. 61.  
<https://doi.org/10.1126/science.1085020>
37. *Voronin A.A., Gordienko V.M., Platonenko V.T. et al.* // Opt. Lett. 2010. V. 35. P. 3640.  
<https://doi.org/10.1364/OL.35.003640>
38. *Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A. et al.* // Optica. 2016. V. 3. P. 299.  
<https://doi.org/10.1364/OPTICA.3.000299>
39. *Serebryannikov E.E., Panchenko V.Ya., Zheltikov A.M.* // Phys. Rev. A. 2017. V. 96. 033853.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.033853>
40. *Voronin A.A., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A. et al.* // J. Opt. 2018. V. 20. 025504.  
<https://doi.org/10.1088/2040-8986/AA9BCC>
41. *Reiter F., Graf U., Serebryannikov E.E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. 243902.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.243902>
42. *Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A. et al.* // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 3479.  
<https://doi.org/10.1364/OL.41.003479>
43. *Bespalov V.I., Talanov V.I.* // JETP Lett. 1966. V. 3. P. 471.
44. *Glek P.B., Voronin A.A., Panchenko V.Y., Zheltikov A.M.* // Laser Phys. Lett. 2020. V. 17. P. 055401.  
<https://doi.org/10.1088/1612-202x/ab7827>