Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» (ННГУ)

На правах рукописи

Arhandrum

Абрамовский Никита Андреевич

Оптико-терагерцовые конверторы на основе электрооптических кристаллов с неколлинеарным распространением импульса накачки и терагерцовых волн

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Бакунов Михаил Иванович

Нижний Новогород — 2023

Оглавление

	(Стр.
Введение		4
Глава 1. Оптико-терагерцовый конвертор скошенных лазерных		
импульсов на основе плоского слоя LiNbO ₃		19
1.1. Схема конвертора и расчет параметров согласующих призм		19
1.2. Теоретический анализ конверсии		21
1.3. Схема эксперимента и анализ экспериментальных результатов .		27
1.4. Выводы по главе 1	• •	31
Глава 2. Оптико-терагерцовый конвертор черенковского типа с		
симметричным выводом и сложением двух терагерцовых		
пучков		32
2.1. Схема конвертора и теоретическая модель		32
2.2. Результаты численного моделирования		35
2.3. Экспериментальные результаты и их анализ		38
2.4. Режим накачки оптическим осциллятором		43
2.5. Выводы по главе 2	• •	47
Глава 3. Масштабирование оптико-терагерцового конвертора		
черенковского типа с односторонним выводом		
терагерцового пучка		48
3.1. Схема конвертора и экспериментальной установки		48
3.2. Экспериментальные результаты и их анализ		52
3.3. Выводы по главе 3	•••	57
Глава 4. Черенковское излучение терагерцовых волн		
ультракоротким лазерным импульсом в режиме		
многофотонной ионизации электрооптического кристалла	•••	58
4.1. Стационарный режим излучения при четырёхфотонной		
ионизации кристалла GaP		59
4.2. Учет переходных эффектов и истощения накачки в слое GaP с		
выходной призмой		65

4.3.	Экспериментальное исследование оптико-терагерцовой	
	конверсии в режиме трёхфотонной ионизации кристалла LiNbO ₃ .	70
4.4.	Выводы по главе 4	77
Заключение		78
Список	литературы	80
Публик	ации по теме диссертации	88

Введение

Актуальность и степень разработанности темы

В настоящее время в связи с развитием методов генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот все шире становится круг научных и практических приложений терагерцового излучения. Ставшие уже традиционными техники терагерцовой спектроскопии во временной области и терагерцового имиджинга [1—3] находят применение для решения новых практических задач, например, для неразрушающего контроля композитных материалов и покрытий в автомобильной и авиационной промышленности [2, 4—6], инспекции почтовых отправлений [7], контроля качества продуктов питания [8]. Терагерцовые поля высокой напряженности (>1 MB/см) используются для ускорения, компрессии и характеризации электронных сгустков [9, 10], управления намагниченностью материалов и динамическими состояниями в веществе [11, 12], перспективны для развития методов нелинейной спектроскопии [13] и других целей.

Одним из наиболее распространенных методов генерации импульсного терагерцового излучения стало оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов ближнего инфракрасного диапазона в электрооптических (квадратично нелинейных) кристаллах. По сравнению с другим распространенным методом терагерцовой генерации, основанным на использовании фотопроводящих антенн [14], оптическое выпрямление обеспечивает генерацию более широкополосных и более сильных терагерцовых полей. В методе оптического выпрямления лазерный импульс наводит в электрооптическом кристалле импульс нелинейной поляризации, форма которого повторяет огибающую оптической интенсивности. Нелинейная поляризация движется в кристалле вместе с лазерным импульсом с оптической групповой скоростью и служит источником терагерцовых волн. Необходимым условием эффективной генерации терагерцовых волн является наличие оптико-терагерцового синхронизма: лазерный импульс должен двигаться синхронно с фазовым фронтом терагерцовой волны. В случае коллинеарного распространения это возможно только при равенстве оптического группового индекса и терагерцового показателя преломления, что ограничивает выбор кристалла и длины волны лазера. Избавиться от ограничений позволяют две широко используемые в настоящее время неколлинеарные схемы генерации:

одна основана на черенковском излучении терагерцовых волн остро сфокусированными оптическими пучками [15], другая - на генерации терагерцовых волн оптическими импульсами со скошенным (относительно фазовых фронтов) фронтом интенсивности [16].

Оптическое выпрямление скошенных импульсов титан-сапфирового лазера в кристалле ниобата лития (LiNbO₃) стало в настоящее время основным методом генерации сильных (на уровне MB/см и Тл) квазиоднопериодных электромагнитных полей в низкочастотной (~ 0,1 – 2 ТГц) части терагерцового спектра, оптимальных для целого ряда приложений. С помощью данного метода достигнуты высокие энергии терагерцовых импульсов: 0,125 [17], 0,2 [18] и 0,4 мДж [19] при энергиях накачки 45, 70 и 58 мДж соответственно. Криогенное охлаждение кристалла, оптимизация чирпа и спектра импульса накачки позволило достичь рекордных значений терагерцовой энергии 1,4 мДж при энергии накачки 214 мДж [20] и 13,5 мДж при энергии накачки 1,2 Дж [21].

В стандартной схеме скашивание лазерного импульса достигается за счет дифракции на отражательной решетке, изображение которой переносится в кристалл ниобата лития с помощью линзы или телескопа. Кристалл ниобата лития имеет форму призмы со скошенной под углом 63° (параллельно фронту импульса накачки) выходной гранью, что обеспечивает вывод терагерцового излучения из кристалла по нормали к грани.

Для повышения энергии генерируемых терагерцовых импульсов необходимо увеличивать энергию импульсов накачки, одновременно расширяя оптический пучок, чтобы предотвратить пробой кристалла и снизить вредное влияние нелинейностей высокого порядка [22—25]. Расширение пучка подразумевает увеличение размера призм. Так, например, в рекордном эксперименте [20] использовались две сложенные вместе призмы со сторонами примерно 6-7 см и суммарной высотой 8 см. Еще большие размеры необходимы для повышения энергии накачки до уровня ≥ 1 Дж.

Использование призм LiNbO₃ неэффективно. Из-за сильной угловой дисперсии скошенный импульс накачки быстро расплывается в кристалле при удалении от плоскости изображения дифракционной решетки, поэтому лишь малая (толщиной < 1 мм при длительности импульса < 200 фс [26, 27]) окрестность этой плоскости дает вклад в генерацию терагерцового излучения. Чтобы ослабить влияние сильного поглощения терагерцовых волн в LiNbO₃, плоскость изображения решетки располагают у выходной грани кристалла. При этом значительная часть кристалла, предшествующая плоскости изображения, не используется для генерации и фактически играет роль согласующей призмы для ввода пучка на-качки в рабочую область кристалла.

Уменьшить влияние угловой дисперсии и тем самым повысить эффективность использования объема кристалла можно, увеличивая длительность импульса накачки и, за счет этого, длину его дисперсионного расплывания (до размеров кристалла). При этом, однако, возникает проблема сильной поперечной неоднородности генерируемого терагерцового пучка. Терагерцовые волны, генерируемые противоположными краями пучка накачки (у вершины и основания призмы), имеют разные длины оптико-терагерцового взаимодействия. Кроме того, различные части импульса накачки проходят разные расстояния в призме и вследствие этого по-разному искажаются под действием факторов самомодуляции и обратного воздействия генерируемых терагерцовых волн [22, 24, 25]. Все это приводит к поперечной неоднородности интенсивности и даже временной формы поля в терагерцовом пучке.

Для преодоления недостатков стандартной схемы оптического выпрямления скошенных импульсов в призмах из LiNbO₃ ведется разработка схем на основе плоского слоя LiNbO₃. Предложены схемы с гравировкой ступенчатой структуры (эшелона) на входной границе слоя [28—30] и с размещением отражательной дифракционной решетки на задней границе слоя [31]. В диссертации предлагается и исследуется, как теоретически, так и экспериментально, более простая схема, в которой плоский слой LiNbO₃ размещается между двумя призмами – диэлектрической, служащей для ввода оптической накачки в слой LiNbO₃, и кремниевой, для вывода терагерцового излучения из слоя. По сути, диэлектрическая призма заменяет фронтальную часть призмы LiNbO₃ стандартной схемы. Кремниевая призма необходима вследствие наклонного падения терагерцового излучения на выходную границу слоя LiNbO₃ под углом, большим угла полного внутреннего отражения на границе с воздухом. В предлагаемой схеме могут быть использованы коммерчески доступные пластины LiNbO₃ большого диаметра с накачкой широкоапертурными пучками тераваттных лазеров.

Метод оптико-терагерцовой конверсии скошенных лазерных импульсов предполагает использование лазеров с большой энергией импульса (≥ 1 мДж), поскольку в этом методе ширина пучка накачки должна быть велика по сравнению с длиной терагерцовой волны и при этом, тем не менее, требуется обеспечить высокую оптическую интенсивность для эффективной нелинейной конверсии. Для

конверсии лазерных импульсов меньшей энергии перспективна другая неколлинеарная схема, основанная на эффекте Черенкова. В черенковской схеме пучок накачки должен быть сфокусирован в размер меньше длины терагерцовой волны в одном (фокусировка в линию) или двух (фокусировка в пятно) направлениях. Это позволяет использовать импульсы накачки с энергией на уровне мкДж или нДж соответственно. В частности, черенковская схема перспективна для генерации терагерцового излучения с высокой средней мощностью импульсами иттербиевых лазеров с энергией ~ 1 – 100 мкДж и высокой (мегагерцовой) частотой повторения.

Эффективным оптико-терагерцовым конвертором черенковского типа является структура, состоящая из тонкого (толщиной ~ 30 - 50 мкм) слоя ниобата лития, помещенного между двумя кремниевыми призмами с углом при основании $\approx 41^{\circ}$, дополнительном к черенковскому углу в кремнии $\approx 49^{\circ}$ (симметричная структура), или между призмой и подложкой (асимметричная структура) [32-37]. Использование кристалла ниобата лития в виде тонкого слоя и призм для поперечного вывода черенковского излучения из слоя позволяет снизить негативное влияние сильного терагерцового поглощения в ниобате лития. Кроме того, тонкий слой кристалла играет роль сверхразмерного диэлектрического волновода для излучения накачки, препятствуя его дифракционному расхождению [32]. Наиболее эффективно конвертор данного типа работает при фокусировке пучка накачки в линию, что обеспечивает генерацию черенковского клина (вместо конуса при фокусировке в пятно), более удобного для практических применений. В первой экспериментальной демонстрации конвертора использовалась структура длиной 8 мм со слоем ниобата лития толщиной 50 мкм, расположенным между подложкой из стекла ВК7 и кремниевой призмой, и была достигнута эффективность 0,1% при конверсии импульсов титан-сапфирового лазера с энергией 40 мкДж [33]. Впоследствии в структуре длиной 1 см с более тонким (толщиной 35 мкм) слоем ниобата лития и подложкой из металла была достигнута эффективность 0,25% при конверсии лазерных импульсов с энергией 15-20 мкДж [35]. Недавно увеличение длины волны накачки с 800 до 2100 нм позволило поднять эффективность до 1,3% [37]. Таким образом, конверторы черенковского типа обеспечивают эффективность, сравнимую с методом конверсии скошенных импульсов, но при гораздо более низких (десятки мкДж) энергиях импульса накачки.

Недостатком асимметричных черенковских конверторов является наличие провала в генерируемом спектре, возникающего в результате деструктивной ин-

терференции терагерцовых волн, выходящих в призму из слоя ниобата лития непосредственно и после отражения от подложки [34-36]. Например, при толщине слоя 30 мкм провал приходится на частоту ≈ 2 ТГц в случае металлической подложки и ≈ 1.4 ТГц в случае, когда подложка отсутствует (отражение от воздуха) [34]. Устранить провал, в принципе, можно, уменьшая толщину слоя ниобата лития. Данный подход был реализован с помощью структуры со слоем допированного MgO ниобата лития толщиной 3,8 мкм, расположенным между подложкой из недопированного ниобата лития и решеткой кремниевых призм [38]. Структура генерировала излучение на разностной частоте двух лазерных линий с перестройкой в широком диапазоне ~ 1 - 7 ТГц без каких-либо провалов. Недостатком такой структуры, однако, является низкая эффективность ввода излучения накачки в столь тонкий слой кристалла: только 6% энергии падающего лазерного излучения регистрировались на выходе из структуры [38], что сильно снижает общую эффективность оптико-терагерцовой конверсии. Структуры с гребневым оптическим волноводом из ниобата лития имеют тот же недостаток и к тому же генерируют излучение неудобной для практического использования конической формы [39].

Предложенный еще в пионерской работе [32] симметричный дизайн черенковского конвертора с двумя кремниевыми призмами обеспечивает отсутствие провала в генерируемом спектре. При этом, однако, выходящие терагерцовые пучки, распространяются в почти ортогональных направлениях [32, 40], что затрудняет их совместное использование. В диссертации предлагается и исследуется, как теоретически, так и экспериментально, усовершенствованный дизайн симметричного черенковского конвертора, обеспечивающий генерацию двух параллельно распространяющихся на небольшом расстоянии друг от друга терагерцовых пучков (фактически с единым плоским фронтом), что позволяет использовать всю излученную энергию и в то же время избежать провала в спектре.

Из-за необходимости фокусировки пучка накачки в черенковских конверторах оптическая интенсивность в них достигает ~ 1 ТВт/см² при сравнительно небольшой (в несколько десятков мкДж) энергии импульса накачки. Высокая оптическая интенсивность приводит к насыщению эффективности конверсии и, более того, препятствует дальнейшему увеличению энергии импульса накачки изза опасности пробоя кристалла. Как следствие, черенковские конверторы, хотя и обеспечивают практически такую же эффективность конверсии, что и схема с оптическия выпрямлением скошенных лазерных импульсов (~ 0,1 – 1%),

но генерируют терагерцовые импульсы меньшей энергии (менее 100 нДж) изза ограниченности энергии импульса накачки десятками мкДж (вместо мДж в схеме со скошенными лазерными импульсами). В диссертации экспериментально исследована возможность масштабирования генерируемой черенковскими конверторами терагерцовой энергии путем увеличения поперечного размера конвертора и пучка накачки до нескольких см и увеличения энергии импульса накачки до сотен мкДж. Как результат достигнута энергия терагерцового импульса 1,2 мкДж и напряженность терагерцового поля 0,5 MB/см.

При высоких интенсивностях оптической накачки, использование которых необходимо для генерации сильных терагерцовых полей, становится существенным многофотонное поглощение оптического излучения, которое сопровождается генерацией свободных носителей в кристалле. Остающиеся позади импульса накачки носители поглощают генерируемое терагерцовое излучение, что считается основным фактором, ограничивающим эффективность оптико-терагерцовой конверсии в коллинеарной схеме, например, при выпрямлении импульсов титансапфирового лазера в кристалле ZnTe [41—43]. При этом также наблюдается смещение генерируемого спектра в область низких частот [44]. Негативное влияние генерации свободных носителей на оптико-терагерцовую конверсию скошенных лазерных импульсов было также продемонстрировано, как экспериментально [45], так и численным моделированием [46].

Влияние генерации свободных носителей на черенковское излучение терагерцовых волн ранее не исследовалось. Между тем для черенковской схемы можно ожидать даже положительного эффекта от генерации носителей. Действительно, поскольку черенковское излучение расходится в стороны от создаваемого импульсом накачки плазменного следа, оно не должно испытывать сильного поглощения на носителях. В то же время носители сразу после рождения испытывают ускорение электрическим полем, сопровождающим движущийся вместе с накачкой импульс нелинейной поляризации кристалла. Возникающий при ускорении всплеск тока может генерировать электромагнитные поля дополнительно к черенковскому излучению от нелинейной поляризации. Как недавно было показано, в коллинеарной схеме подобный механизм может приводить к генерации электромагнитных предвестников перед импульсом накачки [47—49]. В диссертации теоретически и экспериментально исследуется влияние генерации носителей на черенковское излучение терагерцовых волн.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является развитие нелинейно-оптических методов конверсии фемтосекундных лазерных импульсов в терагерцовое излучение в электрооптических кристаллах в условиях неколлинеарного распространения лазерного импульса накачки и генерируемых терагерцовых волн.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- разработка и экспериментальная апробация оптико-терагерцового конвертора лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в виде плоского слоя LiNbO₃, размещенного между диэлектрической и кремниевой согласующими призмами;
- разработка и экспериментальная апробация оптико-терагерцового конвертора черенковского типа в виде тонкого слоя ниобата лития, расположенного между двумя кремниевыми призмами полного внутреннего отражения, со сложением двух генерируемых терагерцовых пучков в один;
- экспериментальное исследование возможностей масштабирования генерируемой терагерцовой энергии в оптико-терагерцовом конверторе черенковского типа путем увеличения размеров конвертора и пучка накачки, и увеличения энергии импульса накачки;
- теоретическое и экспериментальное исследование сильнонелинейных режимов генерации черенковского терагерцового излучения высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах в условиях многофотонного поглощения и генерации свободных носителей.

Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в следующем.

 Предложена новая схема конвертора лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в терагерцовое излучение, в которой, в отличие от стандартной схемы, используется кристалл ниобата лития в виде плоского слоя, а не призмы. В отличие от других разрабатываемых в настоящее время схем с плоским слоем в предложенной схеме не требуется нанесение решеток на поверхность слоя. По сравнению со стандартной схемой предложенная схема обеспечивает более высокое качество генерируемого терагерцового пучка и перспективна для конверсии лазерных импульсов большой (порядка джоуля) энергии. Работоспособность предложенного конвертора подтверждена экспериментально.

- 2. Предложена новая схема оптико-терагерцового конвертора черенковского типа в виде тонкого слоя ниобата лития, расположенного между двумя кремниевыми призмами полного внутреннего отражения, которая обеспечивает симметричный двусторонний вывод в свободное пространство генерируемого в слое терагерцового излучения и сложение двух терагерцовых пучков в один. Данная схема позволяет избавиться от провала в терагерцовом спектре, характерного для стандартной асимметричной схемы с односторонним выводом терагерцового излучения, и обеспечивает высокое качество генерируемого терагерцового пучка. Достоинства нового конвертора подтверждены экспериментально.
- Впервые экспериментально исследована возможность масштабирования генерируемой терагерцовой энергии в оптико-терагерцовом конверторе черенковского типа путем увеличения поперечного размера конвертора и пучка накачки до нескольких сантиметров и увеличения энергии импульса накачки до сотен микроджоулей.
- Впервые теоретически и экспериментально исследованы сильнонелинейные режимы генерации черенковского терагерцового излучения высокоинтенсивными фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах в условиях многофотонного поглощения и генерации свободных носителей.

Практическая значимость работы

Предложенный в диссертации оптико-терагерцовый конвертор скошенных лазерных импульсов, состоящий из входной диэлектрической призмы, широкоапертурной пластины ниобата лития и выходной кремниевой призмы, перспективен как источник терагерцовых импульсов большой (в несколько мДж) энергии с высоким качеством терагерцового пучка.

Предложенная в диссертации сэндвич-структура в виде тонкого слоя ниобата лития между двумя кремниевыми призмами, позволяющая получать терагерцовое излучение без интерференционного провала в спектре, перспективна для использования в терагерцовой спектроскопии во временной области. Кроме того, как экспериментально продемонстрировано в работе [50], в двухпризменной сэндвич-структуре практически отсутствует временной джиттер выходного терагерцового импульса при дрожаниях пучка накачки, что делает структуру привлекательной для применения к задачам терагерцового ускорения заряженных частиц и управления электронными сгустками фемтосекундной и аттосекундной длительности.

Оптико-терагерцовый конвертор черенковского типа с большим (в несколько см) поперечным размером и накачкой широким лазерным пучком с энергией лазерного импульса в сотни микроджоулей может стать более простой и удобной заменой распространенной технике оптического выпрямления скошенных лазерных импульсов.

Предсказанный и подтвержденный экспериментально в диссертации эффект расширения спектра терагерцового черенковского излучения при оптическом выпрямлении высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах в режиме многофотонной генерации свободных носителей может быть использован для повышения широкополосности оптикотерагерцовых конверторов.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. Конвертором фемтосекундных лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в терагерцовое излучение может служить структура, состоящая из пластины ниобата лития толщиной около 1 мм, диэлектрической призмы для ввода лазерного излучения в слой и кремниевой призмы для вывода терагерцового излучения из слоя. В отличие от стандартной схемы конверсии скошенных лазерных импульсов в вырезанном в виде призмы кристалле ниобата лития схема с плоским слоем позволяет использовать в качестве накачки лазерные пучки большой (в несколько см) апертуры и высокой (тераваттного уровня) мощности без проявления паразитных нелинейно-оптических искажений пучка накачки. Это дает возможность масштабировать энергию генерируемого терагерцового излучения при сохранении хорошего качества терагерцового пучка. В эксперименте с использованием слоя ниобата лития небольшого поперечного размера ($1 \times 2 \text{ см}^2$), входной призмы в виде кюветы с водой и накачки в несколько мДж продемонстрирована эффективность конверсии на том же уровне ($\sim 0,1\%$), что и в стандартной схеме.
- 2. Структура в виде тонкого (толщиной 30-50 мкм) слоя кристалла ниобата лития, расположенного между двумя кремниевыми призмами

полного внутреннего отражения, может служить эффективным конвертором фемтосекудных лазерных импульсов в терагерцовое излучение с равномерным спектром и коллимированным выходным пучком. Распространяющийся в кристаллическом слое лазерный импульс генерирует в кремниевых призмах терагерцовое черенковское излучение, расходящееся от слоя под черенковским углом. Призмы, имеющие в сечении прямоугольный треугольник с одним из углов, равным половине черенковского угла, обеспечивают полное внутреннее отражение терагерцового излучения от границы кремний-воздух и коллимацию отраженных пучков вдоль лазерного пучка накачки. Вышедшие из призм два терагерцовых пучка формируют единый пучок с плоским волновым фронтом. Симметричный вывод терагерцового излучения из слоя ниобата лития позволяет избавиться от провала в терагерцовом спектре, характерном для стандартных оптико-терагерцовых конверторов черенковского типа с асимметричным (односторонним) выводом терагерцового излучения.

- 3. Генерируемая черенковскими оптико-терагерцовыми конверторами терагерцовая энергия может быть масштабирована путем увеличения поперечного размера конвертора до нескольких см, соответствующего расширения в этом направлении пучка накачки телескопом из цилиндрических линз и увеличения энергии импульса накачки до сотен мкДж. При этом может быть достигнута энергия терагерцового импульса более 1 мкДж и напряженность терагерцового поля на суб-МВ/см уровне.
- 4. Черенковское излучение терагерцового диапазона частот, генерируемое при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах, может испытывать существенное уширение спектра в режиме многофотонного поглощения лазерной накачки. Механизм уширения спектра связан с излучением от тока свободных носителей, генерируемых в кристалле при многофотонном поглощении лазерного импульса и ускоряемых электрическим полем выпрямленного лазерного импульса.

Апробация результатов работы и публикации

Диссертационная работа выполнена на кафедре общей физики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в 2018-2022 годах. По теме диссертации опубликовано 10 работ, в том числе 5 статей в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК [A1—A5], а также 5 работ в сборниках трудов конференций [A6—A10].

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: 5-th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA-2023, Mocквa, 2023), International Conference Laser Optics (ICLO 2022, Санкт-Петербург, 2022), 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2021, Чэнду, Китай, 2021), 25 Нижегородской сессии молодых ученых (Нижний Новгород, 2021).

Достоверность результатов работы

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированных экспериментальных, теоретических и численных методов, согласованием результатов диссертационной работы в частных случаях с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными других авторов, а также апробацией результатов на международных конференциях и публикациями в высокорейтинговых международных рецензируемых журналах.

Методология и методы исследования

Использованные в работе экспериментальные установки основаны на апробированной общей методологии терагерцовой спектроскопии во временной области, в соответствии с которой лазерный импульс разделяется на две части, одна из которых используется в качестве импульса накачки для генерации терагерцового импульса, а другая – в качестве пробного импульса для детектирования [13]. В качестве источников оптического излучения использовались титан-сапфировые (с длиной волны 800 нм) фемтосекундные лазерные системы милиджоульного уровня энергии импульса FemtoPower (FemtoLasers, Австрия) и Astrella (Coherent, США) и система ИПФ РАН, а также оптические осцилляторы C-Fiber (Menlo Systems, Германия) с длиной волны 1,56 мкм и Tsunami (Spectra-Physics, США) с длиной волны 0,8 мкм.

Мощность терагерцового излучения измерялась с помощью ячейки Голлея GC-1D (Туdex, Россия), мощность зондирующего пучка – с помощью пироэлектрического детектора S320C (Thorlabs, США). Ширина терагерцового пучка измерялась методом «knife-edge», для измерения ширины оптического пучка использовалась CCD-камера pco.pixelfly usb (Excelitas PCO GmbH, Германия). Длительность оптических импульсов измерялась автокоррелятором Mini TPA (APE, Германия). Использовалось оптомеханическое оборудование компаний Thorlabs (США) и PI (Германия). Расчеты спектров измеренных электрооптических сигналов проводились методом быстрого преобразования Фурье.

Личный вклад автора

Все результаты диссертации получены автором лично или при его непосредственном участии. Постановка задач и анализ полученных результатов проводились автором совместно с научным руководителем Бакуновым М.И. и другими соавторами опубликованных работ. Экспериментальные исследования по главам 1, 3 проводились совместно с Бодровым С.Б., по главе 2 – с Гореловым С.Д. Расчеты по главе 4 проводились совместно с Ефименко Е.С.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы и списка публикаций по диссертации. Общий объем диссертации составляет 89 страниц, включая 35 рисунков, список литературы из 80 наименований на 8 страницах и список публикаций по диссертации из 10 наименований на 2 страницах.

Краткое содержание диссертации

Во введении обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируются цель и задачи исследования, указываются научная новизна и практическая значимость диссертации, кратко описывается ее содержание, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена разработке и экспериментальному исследованию оптико-терагерцового конвертора скошенных фемтосекундных лазерных импульсов в виде структуры из двух согласующих призм и расположенной между ними пластины ниобата лития.

В п. 1.1 приведена схема конвертора, описан принцип его работы, сделан расчёт параметров согласующих призм.

В п. 1.2 проведено теоретическое исследование конверсии. Проанализирована зависимость эффективности конверсии от параметров конвертора. Определены параметры оптической схемы (дифракционной решетки, телескопа), необходимые для формирования нужного угла скоса лазерного импульса в слое ниобата лития.

В п. 1.3 приведена схема эксперимента по апробации конвертора, в котором в качестве входной призмы использовалась кювета с водой, а слой ниобата лития имел толщину 1 мм и поперечные размеры 1×2 см². Для накачки использовались две титан-сапфировые лазерные системы: одна – с энергией импульса 5 мДж, длительностью импульса 60 фс и частотой повторения импульсов 1 кГц (Astrella, Coherent), другая – с энергией импульса 10 мДж, длительностью импульса 150 фс и частотой повторения 10 Гц (ИПФ РАН). Приведены и проанализированы экспериментальные зависимости эффективности конверсии от энергии и длительности импульса накачки, ширины пучка накачки. Приведены спектры генерируемого излучения и результаты исследования качества терагерцового пучка.

В п. 1.4 сделаны выводы по первой главе.

Вторая глава посвящена разработке и экспериментальному исследованию оптико-терагерцового конвертора черенковского типа с двусторонним выводом терагерцового излучения из слоя ниобата лития через призмы полного внутреннего отражения и формированием единого терагерцового пучка.

В п. 2.1 дано описание схемы конвертора с расчетом углов среза призм и приведена система уравнений для численного моделирования генерации терагерцового излучения и его выхода в свободное пространство.

В п. 2.2 приведены результаты численного моделирования конверсии методом конечных разностей во временной области (FDTD) – моментальные снимки пространственного распределения терагерцового поля, а также осциллограммы и спектры поля в различных точках. Показано, что выходящее в свободное пространство терагерцовое излучение имеет однородный фазовый фронт.

В п. 2.3 приведены результаты экспериментального исследования конвертора со слоем ниобата лития толщиной 55 мкм, шириной 1 см и длиной 9 мм при накачке титан-сапфировым усилителем с длительностью импульса 35 фс и энергией импульса до 10 мкДж (FemtoPower, FemtoLasers). Полученные осциллограммы и спектры терагерцовых импульсов хорошо согласуются с численным расчетом. Приведенная зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии импульса накачки демонстрирует насыщение на уровне 0,35%. Показано хорошее согласие экспериментально измеренных и теоретически рассчитанных поперечных профилей терагерцового пучка на разных расстояниях от выхода конвертора.

В п. 2.4 экспериментально продемонстрирована работоспособность конвертора при накачке титан-сапфировым оптическим осциллятором с малой (6 нДж) энергией импульса, что требует фокусировки лазерного пучка в пятно (а не линию, как при накачке усилителем) и приводит к генерации терагерцового излучения с коническим (а не клиновидным) фронтом.

В п. 2.5 сделаны выводы по второй главе.

В третьей главе экспериментально исследована возможность масштабирования генерируемой терагерцовой энергии в оптико-терагерцовом конверторе черенковского типа путем увеличения поперечного размера конвертора и пучка накачки до нескольких сантиметров и увеличения энергии импульса накачки до сотен микроджоулей.

В п. 3.1 приведено описание экспериментальной установки и двух использовавшихся в экспериментах асимметричных (с односторонним выводом терагерцового излучения) черенковских конверторов – с толщиной слоя ниобата лития 50 мкм и 500 мкм. Особенностью обоих конверторов является большая ширина слоя ниобата лития – 5 см, что позволило расширить пучок накачки в одном направлении и сфокусировать его в ортогональном направлении в линию размером $\sim 4 \text{ см} \times 20 \text{ мкм}^2$ на входной грани кристалла. Расширение фокальной области до $\sim 4 \text{ см}$ позволило использовать импульсы накачки с энергией до 600 мкДж, что на порядок больше, чем в стандартных черенковских конверторах.

В п. 3.2 приведены экспериментальные зависимости генерируемой терагерцовой энергии и эффективности конверсии от энергии импульса накачки, распределения энергии по поперечному сечению терагерцового пучка, а также осциллограммы и спектры терагерцового поля после его фокусировки. Максимальная энергия терагерцового импульса составила 1,2 мкДж, пиковое значение электрического поля в импульсе достигало 0,5 MB/см. Установлено, что при высоких интенсивностях накачки конверсия происходит в основном на первом сантиметре длины конвертора вследствие трёхфотонного поглощения накачки.

В п. 3.3 сделаны выводы по третьей главе.

В четвертой главе теоретически и экспериментально исследованы особенности черенковского излучения терагерцовых волн при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах в режиме многофотонного поглощения высокоинтенсивной лазерной накачки и генерации свободных носителей. В п. 4.1 приведена система исходных уравнений и представлены результаты ее прямого численного интегрирования методом FDTD в идеализированном случае стационарного распространения лазерного импульса накачки (с длиной волны 1,7 мкм) в неограниченной электрооптической среде (кристалле GaP). Показано, что при высоких интенсивностях накачки, когда за лазерным импульсом (вследствие четырёхфотонного поглощения) остается плазменный канал с высокой плотностью свободных носителей, черенковское излучение испытывает значительное спектральное уширение. Механизм уширения спектра отнесен к излучению от тока фотогенерируемых свободных носителей при их ускорении электрическим полем выпрямленного лазерного импульса.

В п. 4.2 путем численного моделирования показано, что эффект уширения спектра сохраняется при учете истощения накачки и переходных процессов в кристалле конечной толщины (с согласующей кремниевой призмой на его выходной границе).

В п. 4.3 приведены результаты экспериментального исследования влияния трёхфотонного поглощения титан-сапфировой накачки на черенковское излучение в кристалле ниобата лития. Подтвержден эффект уширения спектра и его связь с генерацией свободных носителей.

В п. 4.4 сделаны выводы по четвертой главе.

В заключении представлены основные результаты диссертации.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за постановку задач, ценные указания по проведению исследований и обсуждение результатов, а также за помощь и поддержку при подготовке диссертации.

Автор благодарит соавторов научных публикаций, в частности, Бодрова Сергея Борисовича за помощь в проведении экспериментов, относящихся к первой и третьей главам, Горелова Сергея Дмитриевича и Шугурова Александра Ивановича за помощь в проведении экспериментов, относящихся ко второй главе, Сычугина Сергея Александровича и Ефименко Евгения Сергеевича за помощь в проведении численных расчетов, относящихся к четвёртой главе.

Диссертационная работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90080.

Глава 1. Оптико-терагерцовый конвертор скошенных лазерных импульсов на основе плоского слоя LiNbO₃

Данная глава посвящена разработке и экспериментальной апробации нелинейно-оптического конвертора фемтосекундных лазерных импульсов со скошенным (по отношению к фазовым фронтам) фронтом интенсивности в терагерцовое излучение, в котором, в отличие от распространенной схемы с вырезанным в виде призмы кристаллом LiNbO₃, используется плоский слой кристалла небольшой (несколько мм) толщины. Хотя переход к плоскому слою и приводит к некоторому усложнению схемы из-за необходимости включения в нее двух согласующих призм – диэлектрической для ввода излучения накачки в кристаллический слой и кремниевой для вывода терагерцового излучения из слоя, однако, обеспечивает важные преимущества. Во-первых, в предлагаемой схеме не требуется использовать дорогостоящие призмы из ниобата лития большого (сантиметрового) размера. Во-вторых, устраняется негативный эффект сильной поперечной неоднородности генерируемого терагерцового пучка, связанный с различной длиной оптико-терагерцового взаимодействия и различным нелинейным искажением пучка накачки у вершины и основания призмы LiNbO₃. В третьих, предлагаемая схема позволяет масштабировать энергию генерируемого терагерцового излучения путем использования коммерчески доступных пластин LiNbO₃ большого (в несколько см) диаметра с накачкой широкоапертурными пучками высокой (тераваттной) мощности.

Основные результаты главы опубликованы в работах [А3, А6].

1.1. Схема конвертора и расчет параметров согласующих призм

Предлагаемая схема конвертора представлена на рис. 1.1. Плоскопараллельная пластина ниобата лития толщиной L помещена между двумя призмами – входной диэлектрической призмой с оптическим показателем преломления n_d и углом при вершине θ и выходной кремниевой призмой с терагерцовым показателем преломления $n_{Si} = 3,42$ и углом при вершине ψ . Оптическая ось кристалла ниобата лития (ось z) ортогональна плоскости рисунка. Скос фронта интенсивности импульса накачки создаётся путем дифракции лазерного пучка на отражательной решётке. Изображение оптического пятна на решетке переносится в пластину ниобата лития с помощью линзы или телескопа (на рис. 1.1 не показаны) через входную грань диэлектрической призмы. Фазовые фронты импульса накачки параллельны входной грани призмы (нормальное падение). Пучок накачки поляризован линейно, вдоль оптической оси кристалла ниобата лития. Во входной призме импульс накачки распространяется по нормали к входной грани, затем преломляется на границе с ниобатом лития и распространяется в пластине ниобата лития, имеющего оптический показатель преломления $n_{opt} = 2,16$, под углом φ к нормали к границам пластины (оси x). В пластине фронт импульса наклонен по отношению к фазовым фронтам под углом α , близким к углу неколлинеарного оптико-терагерцового синхронизма 63° [51]. Импульс распространяется с групповой скоростью $V_q = c/n_q$ ($n_q = 2,23$ – групповой индекс ниобата лития, c – скорость света) в направлении, перпендикулярном фазовым фронтам. Изображение плоскости дифракционной решетки считается параллельным плоскости y, z и расположено на некотором расстоянии x_0 от входной границы кристаллической пластины. В дальнейших расчетах x_0 выбирается из условия максимизации генерируемой терагерцовой энергии. Из-за сильной угловой дисперсии импульс накачки испытывает существенное дисперсионное уширение при удалении от плоскости изображения решетки. Вследствие этого лишь небольшая окрестность изображения решетки дает основной вклад в генерацию терагерцового излучения [26, 27]. Генерируемое терагерцовое излучение распространяется в направлении, перпендикулярном фронту интенсивности импульса накачки и падает на выходную границу пластины ниобата лития под углом α – φ. После перехода из ниобата лития, имеющего терагерцовый показатель преломления $n_{\text{THz}} \approx 5$ [52], в кремниевую призму под углом ψ терагерцовое излучение выводится в свободное пространство через выходную грань призмы в режиме нормального падения. При $\sin \theta > n_d^{-1}$ призма должна быть отделена от ниобата лития воздушным зазором толщиной 1-2 мкм, чтобы обеспечить полное внутреннее отражение оптической накачки на границе ниобат лития – воздух и тем самым предотвратить генерацию свободных носителей в кремнии. При $\sin \theta < n_d^{-1}$ следует использовать оптически отражающее или поглощающее покрытие на выходной поверхности пластины ниобата лития.

Путем применения закона Снеллиуса к границам раздела диэлектрик – ниобат лития и ниобат лития – кремний были рассчитаны зависимости угла при вершине выходной призмы ψ от угла при вершине входной призмы θ для различных значений показателя преломления n_d материала входной призмы (рис. 1.2а). В частности, использовались следующие значения: $n_d = 1$ (входная призма отсутствует), $n_d = 1,33$ (призма в виде заполненной водой кюветы), $n_d = 1,5$ (стеклянная призма или кювета с органической жидкостью), $n_d = 2,16$ (материал призмы – линейный аналог ниобата лития) и $n_d = 2,5$ (призма из халькогенидного стекла). На рис. 1.2а показаны три характерных угла для кривой с $n_d = 2,5$. Минимальный угол θ_{\min} , определяемый выражением

$$\sin \theta_{\min} = \frac{n_{\text{opt}}}{n_d} \left[\sin \alpha (1 - \frac{n_{\text{Si}}^2}{n_{\text{THz}}^2})^{1/2} - \frac{n_{\text{Si}} \cos \alpha}{n_{\text{THz}}} \right], \qquad (1.1)$$

это угол, при котором угол $\alpha - \varphi$ становится равным критическому углу полного внутреннего отражения терагерцового излучения на границе ниобат лития – кремний. Угол θ_{\min} монотонно убывает с n_d (рис. 1.26). Максимальный угол θ_{\max} , определяемый выражением $\sin \theta_{\max} = n_{opt}/n_d = 2,16/n_d$, является критическим углом полного внутреннего отражения пучка накачки на границе входной призмы и пластины ниобата лития. Этот угол существует только при $n_d > 2,16$ и уменьшается с увеличением n_d (рис. 1.26). Угол θ_0 , определяемый выражением n_d (рис. 1.26). Угол θ_0 , определяемый выражением $sin \theta_0 = (n_{THz}/n_d) sin \alpha \approx 1,93/n_d$, является углом, при котором $\psi = 0$, т. е. терагерцовое излучение выходит из пластины ниобата лития перпендикулярно пластине и, таким образом, отсутствует необходимость в выходной кремниевой призме. Этот угол существует только при $n_d > 1,93$ и уменьшается с увеличением n_d (рис. 1.26). При $\theta > \theta_0$ угол ψ становится отрицательным (рис. 1.2а). Это означает, что терагерцовое излучение будет выходить из кремниевой призмы через другую грань – не так, как показано на рис. 1.1.

1.2. Теоретический анализ конверсии

Для расчета генерируемого терагерцового излучения применим подход, основанный на аналитическом решении уравнений Максвелла с нелинейным источником, определяемым огибающей интенсивности импульса накачки [26, 53—55]. При этом будем пренебрегать искажением импульса накачки из-за



Рис. 1.1. Схема оптико-терагерцового конвертора скошенных лазерных импульсов, состоящего из пластины ниобата лития и двух призм – диэлектрической и кремниевой.



Рис. 1.2. а) Зависимости угла при вершине выходной (кремниевой) призмы ψ от угла при вершине входной (диэлектрической) призмы θ при различных n_d . б) Зависимости характерных углов θ_{\min} , θ_0 и θ_{\max} от n_d .

нелинейных эффектов, таких как фазовая самомодуляция, самофокусировка, многофотонное поглощение и обратное воздействие терагерцового излучения на оптическую накачку. Материальной дисперсией ниобата лития также будем пренебрегать, поскольку она значительно слабее угловой дисперсии, связанной со скосом фронта импульса накачки. С учетом сделанных приближений длительность импульса накачки в окрестности плоскости изображения решетки можно записать в виде [27]

$$\tau(x) = \tau_0 \left[1 + (x - x_0)^2 / L_d^2 \right]^{1/2}, \qquad (1.2)$$

где τ_0 - минимальная (спектрально ограниченная) длительность импульса, которая достигается в плоскости изображения решетки $x = x_0$, а L_d – дисперсионная длина, определяемая удобной для практики формулой L_d [мм] $\approx 2.3 \times 10^{-5} \times \cos \varphi \tau_{0FWHM}^2$ [фс], где $\tau_{0FWHM} = \tau_0 2 \sqrt{\ln 2} \approx 1.7 \tau_0$ – стандартная полная ширина на полувысоте [26], а множитель $\cos \varphi$ присутствует из-за того, что длина L_d берётся вдоль оси x, а не вдоль направления распространения импульса. С учётом формулы (1.2) огибающая оптической интенсивности в ниобате лития записывается как [26]

$$I(x,y,t) = T_{\text{entr}} I_0 \frac{\tau_0}{\tau(x)} G(x,y) e^{-\xi^2/\tau^2(x)}$$
(1.3)

где I_0 – пиковая интенсивность, $\xi = t - [x \cos(\alpha - \varphi) + y \sin(\alpha - \varphi)]/(V_g \cos \alpha)$ – локальное время, $G(x,y) = \exp[-(y + x \operatorname{tg} \varphi)^2 \cos^2 \theta / a^2]$ – поперечный (по отношению к направлению распространения) профиль пучка накачки с шириной $a_{\mathrm{FWHM}} = a 2 \sqrt{\ln 2}$, T_{entr} – коэффициент прохождения по мощности лазерного пучка из свободного пространства через входную призму в пластину ниобата лития. В случае использования просветляющих покрытий на границах раздела (как это и предполагается ниже) $T_{\mathrm{entr}} = \cos \theta / \cos \varphi$. В отсутствие покрытий T_{entr} расчитывается по формулам Френеля.

Нелинейная поляризация, индуцируемая в ниобате лития импульсом накачки в результате оптического выпрямления, направлена вдоль оси z и равна $P^{\rm NL}(x,y,t) = 8\pi d_{\rm NL}I(x,y,t)/(cn_{\rm opt})$, где $d_{\rm NL}$ – нелинейный оптический коэффициент ниобата лития, $d_{\rm NL} = 168$ пм/В [52]. Электрическое поле терагерцового импульса $E_z(x,y,t)$, создаваемое нелинейной поляризацией внутри кристалла, можно записать в виде [26, 53—55]

$$E_z(x,y,t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \widetilde{E}_z(x,g,\omega) e^{i\omega t - igy}$$
(1.4)

со спектральной плотностью

$$\widetilde{E}_{z}(x,g,\omega) = \frac{2\pi\omega^{2}}{ic^{2}h_{\rm LN}} \int_{0}^{x} dx' \widetilde{P}^{\rm NL}(x',g,\omega) e^{ih_{\rm LN}(x'-x)},$$
(1.5)

где $\tilde{P}^{\rm NL}(x',g,\omega)$ – фурье-образ нелинейной поляризации $P^{\rm NL}(x',y,t)$, а волновое число $h_{\rm LN}$ определяется дисперсионным уравнением $h_{\rm LN}^2 = \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2 - g^2$. В отличие от бездисперсионного приближения, использованного в уравнении (1.1), здесь будем учитывать дисперсию и поглощение терагерцовых волн в ниобате лития с помощью диэлектрической функции $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega_{\rm TO}^2/(\omega_{\rm TO}^2 - \omega^2 + i\nu\omega)$ с параметрами $\varepsilon_{\infty} = 10$, $\varepsilon_0 = 24.4$, $\omega_{\rm TO}/(2\pi) = 7.44$ ТГц и $\nu/(2\pi) = 1.3$ ТГц [26].

Излучаемую в свободное пространство терагерцовую энергию W (на единицу длины оси z) находим интегрированием x-компоненты вектора Пойнтинга в кремниевой призме (при x = L+) по бесконечным интервалам $-\infty < y < \infty$ и $-\infty < t < \infty$ и умножением результата на коэффициент прохождения по мощности для границы кремний – воздух $T_{\text{Si/air}} = 4n_{\text{Si}}(1+n_{\text{Si}})^{-2}$. Используя формулы (1.4) и (1.5), получаем $W = \int_0^\infty w(\omega) d\omega$ со спектральной плотностью энергии

$$w(\omega) = 2\pi c^2 T_{\text{Si/air}} \int_{-\infty}^{\infty} dg T_{\text{LN/Si}}(g,\omega) \frac{\text{Re}h_{\text{Si}}}{\omega} |\widetilde{E}_z|^2.$$
(1.6)

Здесь $h_{\rm Si} = (\omega^2 n_{\rm Si}^2/c^2 - g^2)^{1/2}$, \tilde{E}_z определяется выражением (1.5) при x = Lи используется обычный френелевский коэффициент прохождения по мощности на границе ниобат лития – кремний $T_{\rm LN/Si} = |2h_{\rm LN}/(h_{\rm LN} + h_{\rm Si})|^2$, что возможно при терагерцовой генерации в условиях оптико-терагерцового синхронизма (при $\alpha \approx 63^\circ$) [56]. Эффективность оптико-терагерцовой конверсии определяется как $W/W_{\rm opt}$, где $W_{\rm opt} = \pi a \tau_0 I_0$ – энергия лазерного импульса накачки на единицу длины оси z.

На рис. 1.3а показана зависимость эффективности от угла θ при различных n_d . При $n_d \leq 2,16$ эффективность обращается в нуль на концах интервала $\theta_{\min} \leq \theta \leq 90^\circ$ и имеет максимум внутри интервала. Максимум достигается при угле $\theta \approx \theta_{\min} + 10^\circ$, если $n_d = 1,33$ и 1, и при $\theta \approx 63^\circ$, если $n_d = 2,16$. Важно отметить, что максимальная эффективность всего в ~2-3 раза меньше при $n_d = 1,33$ и 1, чем при при $n_d = 2,16$. При $n_d > 2,16$ эффективность монотонно увеличивается с ростом θ в интервале $\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}$.

Поведение кривых на рис. 1.3а является результатом действия трёх зависящих от θ факторов: 1) френелевских потерь терагерцового излучения на границе ниобат лития – кремний, 2) расширения (сужения) пучка накачки при преломлении на границе между входной призмой и слоем ниобата лития, 3) изменения угла между фронтом импульса накачки и плоскостью изображения решетки в ниобате лития. Первый фактор приводит к снижению эффективности при $\theta \rightarrow \theta_{\min}$ для любого n_d , поскольку при этом угол падения терагерцового излучения на границу ниобат лития – кремний $\alpha - \varphi$ приближается к критическому углу полного внутреннего отражения $\approx 44^{\circ}$. Из-за действия второго фактора прохождение пучка накачки в пластину ниобата лития сопровождается его расширением при $n_d < 2,16$ или сужением при $n_d > 2,16$. При этом изменяется оптическая интенсивность и, как результат, уменьшается или увеличивается эффективность конверсии при $\theta \rightarrow \pi/2$ и $\theta \rightarrow \theta_{\max}$ соответственно. Третий фактор является существенным только при $\theta > \alpha$ и приводит к снижению эффективности при увеличении угла θ из-за сокращения длины взаимодействия между импульсом накачки и генерируемой терагерцовой волной [26]. Во всех случаях просветляющее покрытие увеличивает эффективность конверсии (показано для $n_d = 1$ на рис. 1.3а).

Как видно из рис. 1.36, эффективность конверсии растет с увеличением толщины слоя ниобата лития, достигая насыщения тем быстрее, чем больше n_d . Это объясняется уменьшением дисперсионной длины L_d с ростом n_d из-за зависимости $L_d \propto \cos \varphi$. Максимальные значения эффективности на рис. 1.36 больше при больших n_d . Из рис. 1.36 можно сделать практический вывод, что использование кристаллов толще 3-4 мм приводит лишь к незначительному приросту эффективности (использование более толстых кристаллов может быть выгодным для более длинных импульсов накачки).

Для определения параметров оптической схемы (дифракционной решетки и телескопа), обеспечивающей скос фронта импульса накачки и перенос изображения решетки в пластину ниобата лития через входную диэлектрическую призму, формулы работы [26] были модифицированы следующим образом:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n_d}{M} \operatorname{tg} \beta, \ \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda M \cos \theta}{n_q \Lambda \cos \beta \cos \varphi}, \tag{1.7}$$

где β – угол дифракции, M – уменьшение телескопа, Λ – период решетки, λ – длина волны лазера. С учетом закона Снеллиуса $\sin \varphi = (n_d/n_{opt}) \sin \theta$ и уравнения решетки в конфигурации Литтроу $\sin \beta = \lambda/(2\Lambda)$ [26] уравнения (1.7) позволяют определить зависимости Λ и M от θ (рис. 1.4а и б). (На практике β отклоняется на $\pm 10^{\circ}$ от угла Литтроу [51].)



Рис. 1.3. а) Эффективность оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от θ при различных n_d . Штриховая кривая – для случая отсутствия просветляющего покрытия на входной границе ниобата лития. б) Эффективность в зависимости от толщины кристалла L при различных θ и n_d . Значения остальных параметров: $\tau_{0FWHM} = 100$ фс, $a_{FWHM} = 5$ мм, и $I_0 = 10$ ГВт/см².



Рис. 1.4. а) Плотность штрихов дифракционной решётки и б) уменьшение телескопа в зависимости от θ при различных n_d .

1.3. Схема эксперимента и анализ экспериментальных результатов

В эксперименте использовалась заполненная водой кювета в форме призмы ($\theta = 70^{\circ}$), одной из стенок которой служила пластина из ниобата лития толщиной 1 мм, а остальные стенки были сделаны из стекла (рис. 1.5). Благодаря просветляющему покрытию на входной поверхности пластины ниобата лития потери на отражение на границе вода – ниобат лития были сведены до нескольких процентов. К выходной поверхности пластины ниобата лития была прижата кремниевая призма с углом $\psi = 43^\circ$. Скос фронта импульса накачки достигался с помощью дифракционной решетки ($\Lambda^{-1} = 2000 \text{ мм}^{-1}$) и телескопа (M = 1,8), состоящего из сферического зеркала с фокусным расстоянием 36 см и ахроматической линзы с фокусным расстоянием 20 см. Для сравнения со стандартной схемой оптического выпрямления скошенных лазерных импульсов кювета заменялась на кристалл ниобата лития в форме призмы с углом 63° и входной гранью размером 7,6 мм ×7,6 мм, использовалась также другая дифракционная решетка с $\Lambda^{-1} = 1700 \text{ мм}^{-1}$. Для накачки использовались две титан-сапфировые лазерные системы (с длиной волны 800 нм): одна – с энергией импульса 5 мДж, длительностью импульса 60 фс и частотой следования импульсов 1 кГц (Astrella, Coherent), другая – с энергией импульса 10 мДж, длительностью импульса 150 фс и частотой следования импульсов 10 Гц (ИПФ РАН). Ширина лазерного пучка изменялась с помощью телескопа, расположенного перед дифракционной решеткой. Для увеличения длительности лазерного импульса с 60 до 120 фс использовался узкополосный (с шириной полосы 10 нм) оптический фильтр (FB800-10, Thorlabs). Мощность терагерцового излучения измерялась ячейкой Голея (GC-1P, Tydex), расположенной рядом с выходной гранью кремниевой призмы. Для измерения терагерцового спектра мощности между кремниевой призмой и ячейкой Голея устанавливались терагерцовые полосовые фильтры.

На рис. 1.6 показаны зависимости эффективности конверсии в предлагаемой и стандартной (с призмой ниобата лития) схемах от энергии импульса накачки при различной ширине лазерного пучка перед решеткой $d_{\rm FWHM}$ и различной длительности лазерного импульса $\tau_{\rm FWHM}$. При накачке лазером с частотой 1 кГц с $d_{\rm FWHM} = 5$ мм и $\tau_{\rm FWHM} = 60$ фс (рис. 1.6а) эффективность конвертора примерно в 5 раз меньше, чем при использовании призмы из ниобата лития. Од-



Рис. 1.5. Схема эксперимента. В конверторе с пластиной ниобата лития входная призма – наполненная водой кювета. Для сравнения конвертор заменялся на стандартную призму из ниобата лития.



Рис. 1.6. Эффективность конверсии в зависимости от энергии импульса накачки для конвертора с пластиной ниобата лития (синий цвет) и призмы из ниобата лития (красный цвет) при а) $d_{\rm FWHM} = 5$ мм и $\tau_{\rm FWHM} = 60$ фс, б) $d_{\rm FWHM} = 3,7$ мм, $\tau_{\rm FWHM} = 60$ фс (пустые кружки и квадраты) и 120 фс (заполненные кружки и квадраты), в) $\tau_{\rm FWHM} = 150$ фс, $d_{\rm FWHM} = 6$ мм (пустые треугольники и звёзды) и 4 мм (заполненные звёзды).



Рис. 1.7. Эффективность конверсии в окрестности указанных частот в зависимости от энергии импульса накачки для а) конвертора с пластиной ниобата лития и б) призмы из ниобата лития. в) Нормированный спектр для конвертора с пластиной ниобата лития (красные кружки) и призмы из ниобата лития (синие ромбы) при энергии накачки ниже насыщения. Значения параметров: $d_{\rm FWHM} = 5$ мм и $\tau_{\rm FWHM} = 60$ фс.

нако в отличие от конверсии в призме эффективность конвертора не насыщается вплоть до энергии импульса накачки 1 мДж (это была наибольшая энергия изза потерь в оптической схеме). Энергии 1 мДж соответствует интенсивность 90 ГВт/см² сразу после дифракционной решетки и 240 ГВт/см² в призме из ниобата лития. При конверсии в призме насыщение связано с искажением импульса накачки из-за нелинейных эффектов фазовой самомодуляции и генерации суммарной и разностной частот оптического и терагерцового полей [22, 24, 25]. Отсутствие насыщения у конвертора можно объяснить уменьшением оптической интенсивности вследствие расширения пучка накачки после преломления на границе вода – ниобат лития (при энергии импульса накачки 1 мДж интенсивность равна 200 ГВт/см² в ниобате лития и 160 ГВт/см² сразу после дифракционной решетки).

Уменьшение ширины пучка накачки до $d_{\rm FWHM} = 3,7$ мм приводит к укручению начальных линейных участков кривых, уменьшению энергии насыщения для призмы ниобата лития (при сохранении практически той же интенсивности насыщения 220 ГВт/см² в ниобате лития) и появлению насыщения для конвертора (рис. 1.66). Максимальная эффективность при $d_{\rm FWHM} = 3,7$ мм практически такая же, как и при $d_{\rm FWHM} = 5$ мм (рис. 1.6а).

Увеличение длительности импульса накачки до $\tau_{FWHM} = 120$ фс приводит к повышению эффективности обеих схем (рис. 1.66). Поскольку для конвертора с пластиной ниобата лития эффект повышения выражен сильнее, отношение эффективностей схем снижается до ~ 3 при 0,3 мДж, при этом эффективность конвертора достигает ~ 0,03%.

Для исследования режима накачки оптическими импульсами с большей длительностью и энергией использовалась лазерная система с частотой 10 Гц. При $d_{\rm FWHM} = 6$ мм обе схемы имеют примерно одинаковую максимальную эффективность ~ 0,07% (рис. 1.6в). Однако она достигается при разных энергиях импульса накачки, а именно ~ 0,5 мДж для призмы из ниобата лития и ~ (2,5-3) мДж для конвертора с пластиной ниобата лития (соответствующие пиковые интенсивности в ниобате лития составляют ~ 50 и ~ 150 ГВт/см²). Таким образом, максимальная энергия терагерцового импульса, полученная при энергии импульса накачки 3 мДж, была больше для конвертора с пластиной ниобата лития. При уменьшении ширины пучка накачки до 4 мм был достигнут более крутой рост эффективности конверсии в зависимости от энергии импульса накачки на начальном участке, но с насыщением на несколько меньшем уровне 0,06% и при меньшей энергии 1,5 мДж.

Эффективности генерации различных спектральных составляющих терагерцового излучения (0,3, 0,5, 1 и 2 ТГц) показаны на рис. 1.7а,б. При энергиях накачки $\ge 0,5$ мДж эффективность генерации высокочастотных составляющих в призме из ниобата лития выходит на насыщение и даже начинает снижаться (рис. 1.7б), в то время как конвертор с пластиной ниобата лития продолжает генерировать эти компоненты с возрастающей эффективностью (рис. 1.7а). При энергиях накачки ниже насыщения спектры мощности практически совпадают для обеих схем (рис. 1.7в).

Для оценки качества выходного терагерцового пучка измерялась его ширина в плоскости рисунков 1.1 и 1.5 вблизи выходной грани кремниевой призмы, а также на расстоянии 17 см от этой грани. Ширина составила $D_{0\text{FWHM}} \approx 2$ мм вблизи грани призмы и $D_{\text{FWHM}} \approx 2,5$ см на расстоянии 17 см. Это хорошо согласуется с теоретической оценкой $D_{\text{FWHM}} = D_{0\text{FWHM}} [1 + (z/z_R)^2]^{1/2} \approx 2$ см, где длина Рэлея $z_R = 2\pi (D_{0\text{FWHM}}/1,7)^2/\lambda_{\text{THz}} \approx 1,7$ см взята для терагерцовой длины волны $\lambda_{\text{THz}} = 0,5$ мм. Отсюда можно сделать вывод, что терагерцовый пучок был близок к коллимированному.

1.4. Выводы по главе 1

Предложенный конвертор обеспечивает эффективность и спектральные характеристики, сравнимые с получаемыми в стандартной схеме оптического выпрямления скошенных лазерных импульсов в призме из ниобата лития, а также высокое качество генерируемого терагерцового пучка. Конвертор имеет потенциал для масштабирования генерируемой терагерцовой энергии путем использования лазерных пучков накачки тераваттной мощности с большой апертурой и коммерчески доступных пластин ниобата лития большого диаметра, вместо дорогих призм большого размера из ниобата лития, необходимых для стандартной схемы. Интересной возможностью, которую необходимо проверить в будущих экспериментах, является схема конвертора без входной диэлектрической призмы с непосредственным вводом пучка накачки в пластину ниобата лития через ее переднюю поверхность с нанесенным на нее просветляющим покрытием. При этом на заднюю поверхность пластины должно быть нанесено отражающее покрытие для пучка накачки, чтобы предотвратить фотогенерацию свободных носителей в выходной кремниевой призме.

Глава 2. Оптико-терагерцовый конвертор черенковского типа с симметричным выводом и сложением двух терагерцовых пучков

Данная глава посвящена разработке и экспериментальной апробации оптико-терагерцового конвертора черенковского типа в виде сэндвич-структуры, состоящей из тонкого (толщиной десятки микрон) слоя ниобата лития и прикрепленных к нему с двух сторон кремниевых призм. Использование двух призм обеспечивает симметричный (двусторонний) вывод терагерцового излучения из слоя ниобата лития и позволяет тем самым устранить интерференционный провал в спектре генерируемого излучения, характерный для используемых в настоящее время черенковских конверторов с асимметричным (односторонним) выводом излучения из слоя. Еще одной особенностью предлагаемого конвертора является использование призм с углом при вершине, вдвое меньшим черенковского угла в кремнии, что обеспечивает полное внутреннее отражение терагерцового излучение от боковых граней призм и коллимацию излучения в продольном по отношению к слою направлении. При этом выходящие из призм пучки формируют фактически единый терагерцовый пучок с плоским волновым фронтом.

Основные результаты главы опубликованы в работах [А1, А2, А7, А8].

2.1. Схема конвертора и теоретическая модель

На рис. 2.1 приведена схема конвертора с иллюстрацией принципа его работы. Конвертор состоит из слоя ниобата лития толщиной $\sim 30 - 50$ мкм, расположенного между двумя одинаковыми кремниевыми призмами. Оптическая ось (c) кристалла ниобата лития лежит в плоскости слоя и перпендикулярна направлению распространения импульса лазерной накачки (параллельна оси y). Лазерное излучение поляризовано вдоль оси c, что обеспечивает наибольшую величину индуцируемой в кристалле нелинейной поляризации. Лазерный пучок фокусируется цилиндрической линзой в направлении оси x и создает на входной грани кристалла ниобата лития фокальное пятно в виде линии, ориентированной вдоль оси y. Лазерный импульс распространяется в слое ниобата лития вдоль



Рис. 2.1. Схема конвертора.

оси z с групповой скоростью $V = c/n_g$ (n_g – групповой индекс необыкновенный волны в ниобате лития) в виде основной моды сверхразмерного диэлектрического волновода и генерирует терагерцовое черенковское излучение, выходящее в кремниевые призмы. Черенковский угол в кремнии θ_c определяется выражением $\cos \theta_c = n_g/n_{\rm Si}$, где $n_{\rm Si}$ – показатель преломления кремния на терагерцовых частотах. Используя значение $n_g \approx 2,24$ на длине волны $\lambda \approx 0,8$ мкм титансапфирового лазера [57] (или близкое значение $n_g \approx 2,21$ на длине волны $\lambda \approx$ 1,05 мкм иттербиевого лазера [57]) и $n_{\rm Si} \approx 3,418$ [58], получаем $\theta_c \approx 49^\circ$. В отличие от стандартного дизайна конверторов черенковского типа [32—40, 59, 60] ориентация призм на рис. 2.1 изменена на обратную: вершины призм обращены навстречу лазерному пучку. Кроме того, угол при вершинах призм α равен не $90^\circ - \theta_c \approx 41^\circ$, как в стандартных конверторах, а половине черенковского угла: $\alpha = \theta_c/2 \approx 24,5^\circ$. Такой угол обеспечивает полное внутреннее отражение терагерцового излучения от поверхности призмы и его распространение в виде коллимированного пучка, коллинеарного пучку накачки (рис. 2.1).

Для моделирования оптико-терагерцовой конверсии в предложенной структуре запишем оптическую интенсивность I(x,z,t) в слое ниобата лития (-a/2 < x < a/2) в приближённом виде [32, 34]

$$I = I_0 f(\xi) g(x), \quad f(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2}, \quad g(x) = \cos^2(\pi x/a), \tag{2.1}$$

где $\xi = t - z/V$ и τ – длительность импульса лазера ($\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}\tau \approx 1,7\tau$). Нелинейная поляризация, индуцируемая в ниобате лития в результате оптического выпрямления, может быть записана как

$$\boldsymbol{P}^{\mathrm{NL}}(x,z,t) = \boldsymbol{\hat{y}} P_0 f(\xi) g(x), \qquad (2.2)$$

где $P_0 = d_{33}\mathcal{E}_0^2$, $d_{33} = 168$ пм/В - нелинейный коэффициент ниобата лития [61] и \mathcal{E}_0 - максимум огибающей оптического поля ($I_0 = \mathcal{E}_0^2 c n_e / (8\pi)$, n_e - показатель преломления необыкновенный волны в ниобате лития, $n_e \approx 2,18$ на 0,8 мкм).

Для расчета электрического (E_y) и магнитного $(B_{x,z})$ полей, генерируемых движущейся вместе с лазерным импульсом нелинейной поляризацией \mathbf{P}^{NL} , используем уравнения Максвелла, записанные в проекции на оси выбранной системы координат (рис. 2.1), с \mathbf{P}^{NL} , включенной в качестве источника:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P^{\rm NL}}{\partial t}.$$
(2.4)

Пренебрегая дисперсией ниобата лития на терагерцовых частотах, считаем, что в нем $D_y = n_{\text{LN}}^2 E_y$ с показателем преломления $n_{\text{LN}} \approx 5$ [61]. В кремнии $D_y = n_{\text{Si}}^2 E_y$.

2.2. Результаты численного моделирования

Уравнения (2.3) и (2.4) решались численно, методом конечных разностей во временной области (FDTD) с использованием кода собственной разработки, при следующих значениях параметров: длине слоя ниобата лития 1 см, a = 40 мкм, $n_g = 2,24$, $\tau_{\rm FWHM} = 100$ фс и $I_0 = 100$ ГВт/см².

На рис. 2.2 показано формирование коллимированного терагерцового пучка в структуре. Поле в призмах состоит из черенковского клина, расходящегося от слоя ниобата лития, и квазиплоской волны, распространяющейся вдоль слоя ниобата лития (момент времени t_1). Квазиплоская волна формируется за счет полного внутреннего отражения черенковского клина от боковых граней призм. Поперечный размер квазиплоской волны увеличивается по мере распространения вдоль оси z (момент t_2). При достижении черенковским клином выходной плоскости структуры он отражается назад, не влияя на формирование квазиплоской волны на боковых гранях призм (момент t_2). В итоге квазиплоская волна заполняет всю выходную апертуру структуры (момент t_3). При выходе терагерцовой волны из призм в свободное пространство ее электрическое поле увеличивается из-за высокого показателя преломления кремния (момент t_4).

На рис. 2.3 показаны осциллограммы терагерцового поля в нескольких точках поперечного сечения выходного терагерцового пучка. Осциллограммы близки по форме, что подтверждает хорошую поперечную однородность терагерцового пучка, наблюдаемую на рис. 2.2 (момент t_4). Наличие затухающих колебаний в осциллограммах объясняется, в основном, многократными отражениями терагерцового излучения внутри слоя ниобата лития от его границ с призмами. Присутствует также вклад переходного излучения, генерируемого на входе в структуру, что видно на рис. 2.2 (моменты t_1, t_2, t_3, t_4). Терагерцовые спектры на рис. 2.36 демонстрируют хорошую спектральную однородность по поперечному сечению терагерцового пучка. Хорошая временная и спектральная однородность терагерцового пучка по поперечному сечению сантиметрового размера обеспечивает возможность его сильной фокусировки. Как и ожидалось, в основной области терагерцовых спектров отсутствует интерференционный провал. Провалы на ча-



Рис. 2.2. М
гновенные снимки электрического поля E_y в несколько моментов в
ремени $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$.


Рис. 2.3. а) Осциллограммы терагерцового излучения в свободном пространстве при z = 1+0 см и различных значениях x. б) Соответствующие амплитудные спектры.

стотах выше 3 ТГц, где спектры уже сильно спадают, обусловлены деструктивной интерференцией терагерцовых волн, излучаемых из разных частей поперечного сечения пучка накачки [32].

Энергия выходящего из структуры терагерцового излучения W_{THz} (на единицу длины оси y) находится путем интегрирования z-компоненты вектора Пойнтинга в свободном пространстве (при z = 1+0 см), $S_z = cE_y^2/(4\pi)$, по t и x. Эффективность оптико-терагерцовой конверсии определяется как $\eta = W_{\text{THz}}/W_{\text{opt}}$, где $W_{\text{opt}} = \pi^{1/2}I_0a\tau/2$ - энергия лазерного импульса накачки на единицу длины оси y. При $I_0 = 100$ ГВт/см² расчет дает $\eta \approx 0.7\%$, или $\approx 0.6\%$ с учетом френелевских потерь на входной грани слоя ниобата лития. Интенсивность 100 ГВт/см² является умеренной для ниобата лития: насыщение эффективности изза нелинейно-оптических эффектов более высокого порядка наблюдается в этом кристалле при в несколько раз больших интенсивностях накачки [35, 37]. С учётом этого можно ожидать, что эффективность предложенного конвертора может достигнуть $\sim 1\%$ при интенсивностях накачки в несколько сотен ГВт/см².

2.3. Экспериментальные результаты и их анализ

Для проверки сделанных выше теоретических предсказаний была изготовлена структура со слоем ниобата лития толщиной 55 мкм, шириной 1 см и длиной 9 мм. По технологическим причинам не удалось уменьшить толщину слоя ниобата лития до типичного значения 30–40 мкм [33, 35–37]. Вследствие этого следовало ожидать некоторого снижения эффективности и широкополосности терагерцовой генерации в эксперименте.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.4. В качестве накачки использовался титан-сапфировый усилитель с длиной волны 800 нм, длительностью импульса 35 фс и энергией импульса до 10 мкДж. Длительность 35 фс не является оптимальной из-за значительного дисперсионного уширения столь короткого импульса в слое ниобата лития сантиметровой длины. Этот фактор также должен приводить к некоторому снижению эффективности конверсии по сравнению с рассчитанным для длительности 100 фс значением.

Пучок накачки фокусировался цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 15 см в линию на входной грани слоя ниобата лития. Длина линии совпадала с диаметром пучка накачки и составляла около 2,8 мм (FWHM).



Рис. 2.4. Схема эксперимента.

Ширина линии равнялась примерно 25 мкм, что является оптимальным для эффективного возбуждения основной моды плоского диэлектрического волновода в виде слоя ниобата лития [32]. Выходящее из конвертора терагерцовое излучение отделялось от прошедшего через конвертор пучка накачки с помощью двух плоских зеркал, разделенных щелью шириной 1 мм; зеркала были наклонены под углом 45° к осям x и z. Затем терагерцовое излучение фокусировалось параболическим зеркалом в кристалл ZnTe толщиной 1 мм для электрооптического детектирования.

На рис. 2.5 приведена полученная экспериментально осциллограмма терагерцового импульса и ее спектр. Спектр хорошо согласуется с теоретическими расчётами. В частности, отсутствует интерференционный провал в основной части спектра. Спектр на рис. 2.5б несколько уже, чем на рис. 2.3б, несмотря на то, что импульс накачки в эксперименте короче, чем в численным расчетах. Это можно объяснить большей толщиной слоя ниобата лития в использованной в эксперименте структуре. Действительно, ширина спектра черенковского излучения определяется эффективной длительностью импульса накачки $\tau_{\rm eff}$ [32], которую можно записать в практически удобном виде $\tau_{\rm eff}$ [фс] $\approx (\tau^2$ [фс] + $14a^2$ [мкм])^{1/2}. Второе слагаемое в правой части является преобладающим для параметров обоих рисунков, как 2.36, так и 2.56, но больше на рис. 2.56. Кроме того, ширина спектра была также ограничена использованием в эксперименте сравнительно толстого кристалла-детектора.

Для измерения эффективности преобразования использовалась ячейка Голея, помещенная у выхода конвертора. Диаметр пучка накачки был уменьшен до 1,6 мм с помощью телескопа, затем пучок фокусировался цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 75 мм. Это позволило увеличить оптическую энергию на единицу длины фокальной линии при неизменной ее ширине. Прошедший через конвертор пучок накачки блокировался бумажной полоской шириной 1 мм. На рис. 2.6 приведена зависимость эффективности конверсии от энергии импульса накачки. Эффективность вначале растет линейно, затем выходит на насыщение. Зависимость хорошо согласуется с экспериментальными результатами для асимметричных конверторов черенковского типа [35, 37]. Несколько меньшая максимальная эффективность на рис. 2.6 (0,35%), чем в работе [37] (0,45%), объясняется большей толщиной слоя ниобата лития в исследуемом здесь конверторе и, следовательно, менее эффективной генерацией высоких частот.



Рис. 2.5. а) Экспериментальная осциллограмма и б) её спектр.



Рис. 2.6. Эффективность конверсии в зависимости от энергии импульса накачки на единицу длины оси *y*.



Рис. 2.7. а) Экспериментальные профили терагерцовых пучков на расстоянии 15 (чёрный), 75 (синий) и 500 (красный) мм от выходной плоскости конвертора. б) Теоретические профили терагерцовых пучков (частотой 1,4 ТГц).

Профили интенсивности терагерцового пучка, измеренные на трех расстояниях от выхода конвертора (рис. 2.7а) согласуются с расчетами для двух синфазных пучков шириной 3 мм с частотой 1,4 ТГц, разделенных экраном шириной 1 мм (рис. 2.7б). В расчетах частота взята совпадающей с частотой максимума спектра на рис. 2.5б. Наложение на практике различных частотных составляющих приводит к некоторым отличиям экспериментальных кривых на рис. 2.7а по сравнению с теоретическими: несколько уширяет теоретические кривые для 75 и 500 мм, устраняет нули и приподнимает крылья кривой для 500 мм. Соответствие между рис. 2.7а и рис. 2.7б подтверждает, что фазовый фронт терагерцового излучения на выходе конвертора является плоским.

2.4. Режим накачки оптическим осциллятором

Приведённые выше теоретические и экспериментальные результаты демонстрируют высокую эффективность и хорошие спектральные характеристики двупризменного конвертора с симметричным выводом терагерцового излучения при его накачке оптическим усилителем с энергией импульса на уровне десятков микроджоулей. При столь высокой энергии импульса накачки используется фокусировка пучка накачки в линию (а не точку), чтобы оптическая интенсивность не превышала порога пробоя кристалла ниобата лития. При этом геометрия оптикотерагерцового преобразования является фактически двумерной (см. п. 2.1).

Для спектроскопических приложений предпочтительнее использовать для накачки конвертора оптические осцилляторы, имеющие гораздо более высокую, чем усилители, частоту следования импульсов: 80-100 МГц против 1 кГц у усилителей. Большая частота повторения позволяет получать большее отношение сигнал-шум. При накачке оптическим осциллятором режим работы конвертора существенно меняется. Из-за небольшой энергии импульса осциллятора (несколько нДж) для достижения достаточно высокой для нелинейного преобразования оптической интенсивности лазерный пучок должен быть сфокусирован в точку, а не линию. Это меняет геометрию черенковского излучения с двумерной на трехмерную, в частности, приводит к генерации терагерцового излучения с коническим (а не клиновидным) фронтом [36, 62]. При этом начинает сказываться анизотропия кристалла ниобата лития. К тому же, распределение электрического поля по черенковскому конусу является сильно неоднородным [36, 62].

Низкоэнергетичный режим накачки стандартных асимметричных черенковских конверторов исследовался в работах [36, 62]. В отличие от стандартных конверторов в предложенной здесь схеме черенковское излучение испытывает полное внутреннее отражение в согласующих кремниевых призмах, что еще больше усложняет электродинамическую картину в трехмерном случае. В связи с этим нами была проведена экспериментальная проверка работоспособности двупризменного конвертора в режиме низкоэнергетичной накачки.

Источником лазерного излучения в экспериментальной схеме (рис. 2.8) служил титан-сапфировый оптический осциллятор с длиной волны 800 нм, энергией импульса 6 нДж, длительностью импульса 80 фс, и частотой следования импульсов 80 МГц (Tsunami, SpectraPhysics). Пучок накачки фокусировался в пятно на входной грани слоя ниобата лития с помощью сферической линзы с фокусным расстоянием 75 или 50 мм. Генерируемое конвертором терагерцовое излучение с помощью параболических зеркал направлялось в кристалл-детектор ZnTe толщиной 1 мм, куда также приходил зондирующий лазерный пучок. Для предотвращения попадания в детектирующую часть схемы излучения накачки (распространяющегося коллинеарно терагерцовому излучению) в терагерцовый пучок был установлен оптический рассеиватель. Для сравнения конвертора с распространенной коллинеарной схемой терагерцовой генерации в кристалле ZnTe на место конвертора устанавливался кристалл ZnTe толщиной 0,5 мм.

На рис. 2.9 приведены осциллограммы и спектры терагерцовых импульсов, полученных с помощью конвертора и кристалла ZnTe. Осциллограмма излучения конвертора содержит большее число осцилляций, что объясняется переотражениями терагерцового излучения внутри тонкого слоя ниобата лития. Ширина спектра такая же, как для кристалла ZnTe. Значения динамического диапазона во временной области отличаются несильно: 315 у конвертора и 255 у кристалла ZnTe. При одинаковых условиях фокусировки (фокусном расстоянии линзы 75 мм) эффективность конвертора существенно выше, чем у кристалла ZnTe: примерно в 4 раза при мощности накачки 300 мВт (рис. 2.10). Кроме того, из-за более высокого порога пробоя в LiNbO₃, чем в ZnTe, конвертор допускает режимы работы с более острой фокусировкой, что обеспечивает еще больший выигрыш в эффективности: примерно в 10 раз при использовании линзы с фокусным расстоянием 50 мм (рис. 2.10).

Конвертор сохраняет работоспособность и при накачке лазерами другой длины волны, в частности, удобными волоконными лазерами с длиной волны 1,56

44



Рис. 2.8. Схема эксперимента.



Рис. 2.9. а) Осциллограммы и б) спектры терагерцовых импульсов, полученных с помощью конвертора и кристалла ZnTe при мощности накачки 500 мBт (интенсивности 12 ГBт/см²).



Рис. 2.10. Эффективность конверсии в зависимости от мощности оптической накачки для конвертора (при разных фокусных расстояниях линзы) и кристалла ZnTe.



Рис. 2.11. а) Осциллограмма и б) спектр терагерцового импульса, полученного при накачке конвертора лазерным излучением с длиной волны 1,56 мкм.

мкм. На рис. 2.11 приведена экспериментальная осциллограмма и ее спектр при накачке конвертора волоконным лазером с длительностью импульса 70 фс и частотой следования импульсов 80 МГц (C-Fiber, Menlo Systems).

2.5. Выводы по главе 2

Предложенный конвертор черенковского типа с симметричным (двусторонним) выводом терагерцового излучения из слоя ниобата лития через призмы полного внутреннего отражения позволяет избавиться от такого недостатка стандартных конверторов с асимметричным (односторонним) выводом излучения, как наличие интерференционного провала в генерируемом терагерцовом спектре, и обеспечивает формирование на выходе качественного терагерцового пучка с плоским волновым фронтом. При накачке конвертора импульсами оптического усилителя с энергией в несколько микроджоулей эффективность конверсии достигает 0,35% (при близкой к 100% квантовой эффективности). Дальнейшее повышение эффективности может быть достигнуто путем уменьшения толщины слоя ниобата лития. Для спектроскопических приложений конвертор может применяться в режиме накачки оптическим осциллятором с энергией импульса в несколько нДж и высокой (~ 100 МГц) частотой повторения импульсов.

Глава 3. Масштабирование оптико-терагерцового конвертора черенковского типа с односторонним выводом терагерцового пучка

Применяемые в настоящее время оптико-терагерцовые конверторы черенковского типа в виде прикрепленного к кремниевой призме слоя LiNbO₃ толщиной в десятки мкм имеют поперечный размер (ширину слоя LiNbO₃) около 1 см и такую же длину. Выбор такого поперечного размера связан с шириной пучка используемых для накачки конвертора фемтосекундных оптических усилителей (обычно несколько мм), которая определяет длину фокальной линии на входной грани кристаллического слоя после фокусировки пучка цилиндрической линзой. При толщине фокальной линии в несколько десятков мкм и длине в несколько мм энергию импульса накачки приходится ограничивать несколькими десятками мкДж, чтобы избежать пробоя кристалла. Как следствие, ограничивается и энергия генерируемых терагерцовых импульсов.

В данной главе экспериментально исследуется возможность увеличения генерируемой терагерцовой энергии путем увеличения ширины конвертора до нескольких сантиметров, соответствующего расширения лазерного пучка накачки и увеличения энергии импульса накачки до сотен мкДж. Исследуется также возможность повышения эффективности оптико-терагерцовой конверсии за счет увеличения длины конвертора.

Основные результаты главы опубликованы в работах [А5, А10].

3.1. Схема конвертора и экспериментальной установки

В экспериментах использовались конверторы двух типов. Конвертор типа I содержал слой LiNbO₃ толщиной 50 мкм, шириной 5 см и длиной 2,5 см, вклеенный между кремниевой призмой и подложкой из плавленого кварца соответствующих размеров (вставка на рис. 3.1а). Толщина клея составляла менее 1 мкм и около 20-30 мкм на границах слоя с призмой и подложкой соответственно. В конверторе типа II слой LiNbO₃ имел ту же ширину (5 см), но был значительно толще (толщиной 500 мкм) и вдвое короче (длиной 1,3 см). Слой был приклеен к кремниевой призме (толщина клея < 1 мкм, рис. 3.1а). В обоих конверторах выходные грани призм срезаны под углом раскрыва черенковского конуса в кремнии $\approx 41^{\circ}$ [32].

В качестве источника света для накачки конверторов и электрооптического детектирования генерируемого терагерцового излучения использовался титан-сапфировый лазерный усилитель с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульса 60 фс, энергией импульса 5 мДж и частотой повторения импульсов 1 кГц (Astrella, Coherent). Лазерный пучок диаметром около 7 мм (FWHM) разделялся на пучок накачки и пробный пучок. Пучок накачки после прохождения через поляризационный аттенюатор расширялся в ~ 6 раз в направлении, перпендикулярном плоскости вставки на рис. 3.1a, с помощью телескопа с цилиндрическими линзами и фокусировался в плоскости вставки до приблизительно 20 мкм цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 30 см. В результате на входной грани слоя LiNbO₃ создавалась фокальная область в виде линии с размерами ~ 4 см $\times 20$ мкм). Поляризация пучка накачки очищалась тонкопленочным поляризатором и устанавливалась вдоль оси *с* кристалла LiNbO₃ (ортогонально плоскости рис. 3.2). Такая поляризация является оптимальной для терагерцовой генерации в кристалле LiNbO₃ [63].

Для снижения негативного влияния истощения накачки на генерацию терагерцового излучения при больших оптических интенсивностях применялась накачка чирпированными лазерными импульсами. При отрицательном чирпе (понижении частоты со временем) лазерный импульс испытывает дисперсионное сжатие в ходе распространения в кристалле. Сжатие позволяет компенсировать трёхфотонное поглощение и тем самым поддерживать высокую оптическую интенсивность, а следовательно, и эффективную генерацию терагерцового излучения. В эксперименте использовались отрицательно чирпированные импульсы длительностью 150-600 фс, а также нечирпированные импульсы длительностью 60 фс.

Для измерения генерируемой терагерцовой мощности выходящее из конвертора излучение собиралось и фокусировалось на пироэлектрический детектор (Gentec) внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 5 см, которое располагалось на расстоянии ~ 6 см от выхода конвертора. Для проведения электрооптического детектирования аналогичное зеркало, но с отверстием для пробного лазерного пучка, располагалось на большем расстоянии (~ 50 см) от конвертора. Зеркало фокусировало терагерцовое излучение на кристалл-детектор



Рис. 3.1. а) Энергия терагерцового импульса и б) эффективность оптикотерагерцовой конверсии в зависимости от энергии импульса накачки при различной длительности импульса накачки для конверторов двух типов. На вставках синие стрелки указывают направление распространения импульса накачки.



Рис. 3.2. Схема эксперимента.

GaP ориентации (110) толщиной 50 мкм, расположенный на подложке из GaP ориентации (001) толщиной 1 мм для устранения реплик терагерцового сигнала.

3.2. Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 3.1 приведены зависимости энергии терагерцового импульса (рис. 3.1а) и эффективности оптико-терагерцовой конверсии (рис. 3.1б) от энергии импульса накачки при разных длительностях импульса накачки для конверторов двух типов. На рис. 3.1б все кривые демонстрируют линейный рост в области низких энергий, за которым следует насыщение при более высоких энергиях. В зависимости от длительности импульса накачки насыщение начинается при энергиях ~100-200 мкДж. Эти значения на порядок выше, чем у конверторов обычных размеров с накачкой нерасширенными лазерными пучками [35, 37]. Поскольку максимальная эффективность на рис. 3.16 такая же, как у конверторов обычных размеров, а именно ~0,2-0,25%, то генерируемая терагерцовая энергия намного выше у конверторов увеличенных размеров. Выигрыш в энергии особенно заметно при накачке длинными (450 фс) лазерными импульсами: терагерцовая энергия достигает 1,2 мкДж при энергии импульса накачки 600 мкДж (рис. 3.1а).

Наблюдаемое на рис. 3.1б насыщение эффективности связано, в основном, с трёхфотонным поглощением лазерного излучения. Это подтверждается зависимостью коэффициента прохождения лазерного излучения через конвертор типа I от энергии импульса накачки (рис. 3.3а). Коэффициент прохождения остается почти постоянным при энергиях ниже 50 мкДж, затем начинает уменьшаться.

Трёхфотонное поглощение влияет не только на эффективность конверсии, но и на распределение энергии по сечению терагерцового пучка. На рис. 3.36-г приведены профили терагерцового пучка, измеренные с помощью щели шириной 1 мм, перемещаемой в перпендикулярном к плоскости рис. 3.1а направлении вдоль выходной грани кремниевой призмы конвертора типа I. При энергиях накачки ниже порога насыщения 100-200 мкДж (50 мкДж на рис. 3.3б) нечирпированный (60 фс) и умеренно чирпированный (150 фс) лазерные импульсы эмитируют терагерцовое излучение в основном с первого сантиметра пути их распространения в слое LiNbO₃ (соответствующая координата *x* меньше из-за фактора $\cos 41^{\circ} \approx 0.75$). Более сильное чирпирование приводит к перераспределению терагерцовой эмиссии по длине пути. Эмиссия распределена почти



Рис. 3.3. а) Коэффциент прохождения лазерного излучения через конвертор типа I в зависимости от энергии импульса накачки. б)-г) Профили терагерцовых пучков на выходе из конвертора типа I. Координата *x* отсчитывается от вершины кремниевой призмы вдоль ее выходной грани (рис. 3.1а). На рис. б) энергия импульса накачки равна 50 мкДж.

равномерно (с некоторыми колебаниями) при длительности 300 фс и сконцентрирована на конечном участке пути при 600 фс. Перераспределение объясняется дисперсионным сжатием сильно чирпированных лазерных импульсов при их распространении в слое LiNbO₃. В LiNbO₃ (с дисперсией групповой скорости $k_2 \approx$ $350 \text{ фc}^2/\text{мм}$ [64]) дисперсионная длина оценивается как $L_d \approx 4$ мм при длительности лазерного импульса 60 фс. Это означает, что чирпированный импульс длительностью 600 фс должен испытывать сжатие на расстоянии 4 см, что превышает длину слоя LiNbO₃. Наличие пика при $x \approx 16$ мм на рис. 3.3б указывает на существенность нелинейных искажений импульса накачки вследствие фазовой самомодуляции (*B*-интеграл оценивается как $\sim \pi$ для лазерного импульса длительностью 60 фс и энергией 50 мкДж после прохождения им расстояния L_d).

Увеличение энергии импульса накачки выше порога насыщения приводит к уменьшению дистанции, с которой происходит эмиссия терагерцового излучения, и, как следствие, уменьшению ширины терагерцового пучка (с 8 до 6 мм на рис. 3.3в) из-за более сильного трёхфотонного поглощения. Для сильно чирпированных импульсов (600 фс) увеличение их энергии смещает область эмиссии от задней части слоя LiNbO₃ к его передней части (рис. 3.3г). Таким образом, можно заключить, что при больших энергиях накачки, которые наиболее интересны для целей генерации сильных терагерцовых полей, терагерцовое излучение эмитируется преимущественно с первого сантиметра длины конвертора независимо от чирпа (длительности) импульса накачки. Вследствие этого нет смысла делать конвертор длиннее ~ 1 см.

Накачка конвертора расширенным лазерным пучком приводит к сильной эллиптичности генерируемого терагерцового пучка. Его размер в плоскости рис. 3.1а составляет около 3-4 мм (FWHM), тогда как размер в перпендикулярном направлении равен примерно 30 мм (в $\sqrt{2}$ раз меньше размера пучка накачки). При фокусировке такого пучка параболическим зеркалом, расположенным вблизи выхода конвертора, образуется сильно эллиптическое (с размерами $\sim 0.15 \times 0.9$ мм²) фокальное пятно (рис. 3.4а), что нежелательно для достижения сильных терагерцовых полей.

Чтобы добиться лучшей фокусировки, параболическое зеркало располагалось на большем расстоянии (~ 50 см) от выхода конвертора. Из-за большей дифракционной расходимости терагерцового пучка в плоскости рис. 3.1а первоначально эллиптический пучок на пути к зеркалу трансформируется в пучок более круглого сечения, что позволяет сфокусировать его в почти круглое пятно



Рис. 3.4. Распределение интенсивности терагерцового излучения в фокальной плоскости параболического зеркала, расположенного на расстояниях а) 6 см и б) 50 см от выходной грани кремниевой призмы конвертора типа І. Энергия и длительность импульса накачки составляют 150 мкДж и 60 фс соответственно.



Рис. 3.5. Терагерцовые осциллограммы и их спектры (на вставках) для конверторов а) типа I и б) типа II. Энергия и длительность импульса накачки равны соответственно 200 мкДж и 60 фс.

с размерами ~ 0,2 × 0,25 мм² (рис. 3.4б). Более острая фокусировка терагерцового пучка дает в 4 раза более сильный сигнал на терагерцовой камере в центре фокального пятна (ср. рис. 3.4а и б).

На рис. 3.5 приведены терагерцовые осциллограммы (и соответствующие спектры), измеренные в фокальной области конверторов обоих типов при накачке нечирпированными лазерными импульсами с энергией 200 мкДж. Для конвертора типа I пиковое терагерцовое поле достигает 500 кВ/см (рис. 3.5а). Недостатком осциллограммы этого конвертора является наличие эхо-импульсов, возникающих вследствие многократного отражения генерируемых терагерцовых волн от границ слоя LiNbO₃. Соответственно, в терагерцовом спектре присутствуют паразитные осцилляции (вставка на рис. 3.5а), которые нежелательны для спектроскопических приложений.

У конвертора типа II пиковое терагерцовое поле несколько меньше – около 370 кВ/см (рис. 3.5б). Из-за большей толщины слоя LiNbO₃ первый эхо-импульс приходит с задержкой 15 пс. В результате отфильтровывания этого импульса получается гладкий терагерцовый спектр (вставка на рис. 3.5б).

3.3. Выводы по главе 3

Оптико-терагерцовые конверторы черенковского типа с большим (в несколько сантиметров) поперечным размером могут служить источниками сильных (на уровне суб-MB/см) терагерцовых полей при накачке расширенными лазерными пучками с большой (в сотни мкДж) энергией лазерного импульса. При больших энергиях накачки терагерцовое излучение эмитируется преимущественно с первого сантиметра пути лазерного импульса в слое LiNbO₃. Это определяет оптимальную длину конвертора в 1 см. Конверторы с тонким (в десятки мкм) слоем LiNbO₃ могут генерировать более сильные терагерцовые поля, конверторы же с толщиной слоя в сотни мкм и более позволяют получать более гладкий спектр терагерцового излучения.

Глава 4. Черенковское излучение терагерцовых волн ультракоротким лазерным импульсом в режиме многофотонной ионизации электрооптического кристалла

Генерация свободных носителей при многофотонном поглощении накачки традиционно считается негативным фактором для оптико-терагерцовой конверсии фемтосекундных лазерных импульсов высокой интенсивности в электрооптических кристаллах. Действительно, в стандартной коллинеарной схеме конверсии, например, импульсов титан-сапфирового лазера в кристалле ZnTe, генерируемые терагерцовые волны остаются позади лазерного импульса накачки и поглощаются носителями [17, 44, 65]. Аналогичная ситуация имеет место и в неколлинеарной геометрии – при синхронизованной генерации терагерцовых волн широкоапертурными лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности [45, 46]. В то же время, как было недавно теоретически предсказано [47, 48, 66] и подтверждено экспериментально [49], ускорение рождающихся в ходе многофотонной ионизации кристалла носителей выпрямленным электрическим полем импульса накачки может создавать движущийся импульс тока, излучающий низкочастотные электромагнитные поля. В кристаллах, где показатель преломления низкочастотных волн меньше группового индекса оптических волн, излученные токовым импульсом низкочастотные поля могут опережать лазерный импульс накачки и выбегать в неионизованную область впереди него в виде своеобразных предвестников, избегая тем самым поглощения свободными носителями. Электрические и магнитные поля предвестника могут превышать поля в терагерцовой волне за лазерным импульсом [47, 48].

Похожего эффекта можно ожидать и в черенковской геометрии, где генерируемое рождающимися носителями излучение будет расходиться в стороны от создаваемого импульсом накачки плазменного следа и, вследствие этого, не должно испытывать сильного поглощения на носителях. Более того, в отличие от коллинеарной схемы, где предвестник отделен от основного терагерцового импульса, черенковское излучение от носителей будет распространяться вместе с излучением от нелинейной поляризации и, как можно ожидать, существенно модифицировать последнее. В данной главе влияние генерации свободных носителей на черенковское излучение терагерцовых волн исследуется как с помощью численного моделирования – на примере четырёхфотонного поглощения фемтосекундного лазерного излучения с длиной волны 1,7 мкм в кристалле GaP [67], так и экспериментально – в условиях трёхфотонного поглощения излучения титан-сапфирового лазера (с длиной волны 800 нм) в кристалле LiNbO₃.

Основные результаты главы опубликованы в работе [А4, А9].

4.1. Стационарный режим излучения при четырёхфотонной ионизации кристалла GaP

Рассмотрим вначале идеализированный случай черенковского излучения терагерцовых волн при стационарном распространении высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса в безграничной электрооптической среде. Таким образом, будем пренебрегать здесь переходными эффектами на границах среды и искажением лазерного импульса за счет линейного поглощения, дисперсии, дифракции и нелинейных эффектов. Считаем, что импульс распространяется вдоль оси z с групповой скоростью $V = c/n_g$, где n_g - оптический групповой индекс среды (рис. 4.1). Полагая, что импульс имеет гауссову временную форму и лазерный пучок является двумерным (сфокусированным в линию) с гауссовым профилем вдоль оси x, запишем огибающую оптической интенсивности I(x,z,t) в виде

$$I(x,z,t) = I_0 f(\xi) g(x),$$
(4.1)

где $f(\xi) = \exp(-\xi^2/\tau^2)$, $\xi = t - z/V$ и $g(x) = \exp(-x^2/a^2)$. Нелинейная поляризация второго порядка, наводимая в среде за счет оптического выпрямления лазерного импульса, может быть записана как

$$\boldsymbol{P}^{\mathrm{NL}}(x,z,t) = \boldsymbol{P}_0 f(\xi) g(x), \qquad (4.2)$$

где $P_0 = d_{\text{eff}} \mathcal{E}_0^2$, d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент среды, а $\mathcal{E}_0 = \sqrt{8\pi I_0/(cn_p)}$ – максимум огибающей оптического поля (n_p – оптический показатель преломления). Направление P_0 определяется поляризацией лазерного пучка и кристаллографической ориентацией среды. Будем считать, что P_0 направлена вдоль оси y (рис. 4.1). Для типичной экспериментальной ситуации генерации



Рис. 4.1. Геометрия распространения фемтосекундного лазерного импульса в электрооптической среде в виде двумерного пучка. Импульс индуцирует нелинейную поляризацию и генерирует свободные носители. Трапецевидная кремниевая призма используется для вывода черенковского излучения в свободное пространство.

терагерцового излучения в кристалле с решеткой типа цинковой обманки ориентации (110) это означает, что лазерный пучок поляризован вдоль оси y, а ось [001] кристалла направлена под углом 55° к оси y и лежит в плоскости x,y [68].

Если лазерный импульс производит в среде *n*-фотонную ионизацию, то плотность генерируемых при этом свободных носителей определяется формулой [69]

$$N(x,z,t) = \frac{\beta_n}{n\hbar\omega} \int_{-\infty}^{t} dt \ I^n(x,z,t),$$
(4.3)

где β_n - коэффициент *n*-фотонного поглощения, а $\hbar \omega$ - энергия кванта лазерного излучения. Далее полагаем n = 4, имея в виду накачку кристалла GaP на длине волны 1,7 мкм [67].

Для нахождения электрического (E_y) и магнитного $(B_{x,z})$ полей, генерируемых движущейся нелинейной поляризацией P^{NL} , будем решать уравнения Максвелла с нелинейным источником

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \qquad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}, \qquad (4.4)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} J_y + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P^{\rm NL}}{\partial t}.$$
(4.5)

При этом будем считать среду недиспергирующей в низкочастотном (терагерцовом) диапазоне с показателем преломления n_{THz} , полагая $D_y = n_{\text{THz}}^2 E_y$. Плотность тока свободных носителей J_y удовлетворяет уравнению [70]

$$\frac{\partial J_y}{\partial t} = \frac{e^2 N(x,z,t)}{\mu} E_y - \nu J_y, \qquad (4.6)$$

где *е* - элементарный заряд, *µ* - приведенная электронно-дырочная эффективная масса, а *ν* - частота столкновений свободных носителей.

Будем искать стационарное решение уравнений (4.4)-(4.6), зависящее только от переменных x и ξ . Записывая входящие в уравнения производные как $\partial/\partial t =$ $\partial/\partial \xi$ и $\partial/\partial z = -V^{-1}\partial/\partial \xi$, получаем $B_x(\xi) = -n_g E_y(\xi)$ из первого уравнения в (4.4) и интегрируем остальные уравнения численно с помощью FDTD кода собственной разработки.

Для кристалла GaP используем следующие параметры [52, 67, 71, 72]: $n_{\text{THz}} = 3,34, n_g = 3,16, n_p = 3,05, \beta_4 = 3 \times 10^{-4} \text{ см}^5/\Gamma\text{Br}^3$ и $d_{\text{eff}} = 24,8$ пм/В с формулой пересчета $d_{\text{eff}}[\text{см/cgse}] = d_{\text{eff}}[\text{пм/B}] \cdot 3 \times 10^{-8}/(4\pi)$. Для фотогенерируемых свободных носителей используем типичную частоту столкновений $\nu = 5$ ТГц [73—76] и $\mu = 0,1m_0$, где m_0 - масса свободного электрона [77].



Рис. 4.2. Моментальные снимки электрического поля E_y (нормированного на P_0) и плотности плазмы N при а) $I_0 = 1 \ \Gamma B t/cm^2$, б) 30 $\Gamma B t/cm^2$ и в) 50 $\Gamma B t/cm^2$. г) Осциллограммы поля E_y (нормированного на P_0) при x = 1 мм и тех же значениях I_0 . д) Соответствующие амплитудные спектры.

Параметры лазерного импульса полагались следующими: $a_{\rm FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}a = 50$ мкм и $\tau_{\rm FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\tau = 170$ фс.

На рисунке 4.2 приведено стационарное решение $E_y(x,\xi)$ при различных значениях пиковой оптической интенсивности I_0 . При $I_0 = 1$ ГВт/см², плотность фотогенерированных носителей является низкой (рис. 4.2a и 4.3), так что носители практически не вносят вклада в черенковское излучение, генерируемое нелинейной поляризацией. Распределение поля поперек двумерного черенковского конуса (клина) имеет типичную форму двух следующих друг за другом импульсов противоположной полярности (рис. 4.2a и 4.2г), т.е. представляет собой производную от огибающей оптической интенсивности, как и в отсутствие генерации носителей [63].

При $I_0 = 30 \ \Gamma B t/cm^2$ за лазерным импульсом формируется плазменный канал высокой ($N \sim 10^{17}$ см $^{-3}$ при x = 0) плотности (рис. 4.26 и 4.3), и носители вносят существенный вклад в черенковское излучение. Действительно, как видно на рис. 4.26 и 4.2г, в распределении поля поперек черенковского клина появляется дополнительный полупериод отрицательной полярности. Поскольку полная длительность терагерцового импульса остается практически неизменной, большее число осцилляций означает увеличение частоты излучения. Это подтверждается и существенным сдвигом максимума спектра излучения в сторону более высоких частот и уширением спектра (рис. 4.2д). Ещё одно интересное изменение спектра состоит в том, что спектральная амплитуда на нулевой частоте становится отличной от нуля. Это говорит об униполярном характере (ненулевой электрической площади) генерируемого терагерцового импульса [78]. В последнее время униполярные и квазиуниполярные импульсы вызывают большой интерес в связи с различными возможностями их практического применения [78]. При $I_0 = 50 \, \Gamma \text{Bt/cm}^2$ указанные выше эффекты становятся еще более выраженными (рис. 4.2в, 4.2г, 4.2д, и 4.3). Таким образом, генерация свободных носителей может существенно расширить спектр черенковского терагерцового излучения, по крайней мере, в стационарном режиме.

Для расчёта терагерцовой энергии W_{THz} , излучённой с единицы длины лазерного пучка, интегрируем *x*-компоненту вектора Пойнтинга $S_x = c(4\pi)^{-1}E_yB_z$ при x = 0,5 мм по бесконечному интервалу $-\infty < \xi < \infty$. На рис. 4.3 приведена зависимость терагерцовой энергии от I_0 . При $I_0 \gtrsim 30$ ГВт/см² квадратичная зависимость $W_{\text{THz}} \propto I_0^2$, которая характерна для нелинейных процессов второго



Рис. 4.3. Максимальная (при x = 0 и $\xi \to \infty$) плотность плазмы N_{max} , энергия терагерцового импульса W_{THz} и ширина (на уровне 0,1) терагерцового спектра в зависимости от пиковой оптической интенсивности.



Рис. 4.4. Распределения нормированной оптической интенсивности I/I_0 , плотности плазмы N (граница затененной области), тока свободных носителей J_y (нормированного на $P_0 \omega_p^{\text{max}}$) и электрического поля E_y (нормированного на P_0) вдоль оси плазменного канала (x = 0) при $I_0 = 50$ ГВт/см².

порядка (в том числе, для оптического выпрямления), меняется на линейную. Это подтверждает существенность вклада свободных носителей в процесс излучения.

На рис. 4.4 приведено распределение плотности тока свободных носителей J_y вдоль оси фотогенерированного плазменного канала для высокой пиковой оптической интенсивности $I_0 = 50 \, \Gamma \text{BT/cm}^2$. Для нормировки на рис. 4.4 используется максимальная плазменная частота $\omega_p^{\text{max}} = [4\pi e^2 N_{\text{max}}/(\mu n_{\text{THz}}^2)]^{1/2}$. Как видно из 4.4, совместно с импульсом накачки распространяется короткий импульс тока свободных носителей. Этот ток является источником излучения наряду с $\partial P^{\text{NL}}/\partial t$ (см. уравнение (4.5)). Излучение от тока интерферирует с излучением от нелинейной поляризации, тем самым изменяя форму терагерцового импульса. При этом, поскольку ток появляется с некоторой задержкой по отношению к началу лазерного импульса (рис. 4.4), передняя часть терагерцового импульса формируется только излучением от нелинейной поляризации и не подвергается изменению (рис. 4.4 и 4.2г).

4.2. Учет переходных эффектов и истощения накачки в слое GaP с выходной призмой

Рассмотрим теперь кристалл конечной толщины *L* и учтем истощение накачки, включив в уравнение (4.1) множитель [66]

$$D(x,z,\xi) = \{1 + z\beta_n(n-1)[I_0f(\xi)g(x)]^{n-1}\}^{1/(1-n)}$$
(4.7)

с n = 4. Будем по-прежнему пренебрегать искажением лазерного импульса из-за других нелинейных эффектов, таких как эффект Керра, а также из-за дисперсии. Пренебрежение дисперсионным уширением оправдано при распространении импульсов с $\tau_{\rm FWHM} \gtrsim 100$ фс в типичных электрооптических кристаллах, таких как GaP, где соответствующие дисперсионные длины превышают несколько миллиметров. Чтобы обеспечить несущественность других, кроме многофотонного поглощения нелинейных эффектов, далее в расчетах используются умеренные значения интенсивности накачки и не слишком большие толщины кристалла. Заметим также, что сжатие импульса в результате фазовой самомодуляции может приводить к полезному эффекту компенсации истощения накачки [48].

Черенковский угол в GaP составляет $\theta_{\rm Ch} \approx 19^{\circ}$ согласно формуле $\cos \theta_{\rm Ch} = n_g/n_{\rm THz}$. Он превышает критический угол полного внутреннего отражения ($\approx 17^{\circ}$)



Рис. 4.5. а) Моментальные снимки электрического поля E_y в три момента времени при $I_0 = 1 \ \Gamma B t/cm^2$. б) Осциллограммы $E_y(t)$ в четырех точках в свободном пространстве у поверхности кремниевой призмы. в) Соответствующие амплитудные спектры. Толщина кристалла (закрашенная зеленым область) равна 0,5 мм. Кремниевая призма выделена серым цветом.



Рис. 4.6. То же, что на рис. 4.5, но при $I_0 = 50 \ \Gamma \text{Bt/cm}^2$.

на границе GaP-воздух. Чтобы обеспечить вывод генерируемого излучения из кристалла, будем предполагать наличие на его выходной поверхности трапецевидной кремниевой призмы с выходными гранями, параллельными терагерцовым волновым фронтам (рис. 4.1). На практике вместо трапецевидной призмы могут быть использованы две треугольные призмы [79]. Поскольку терагерцовые показатели преломления кремния (3,418) и GaP (3,34) близки, преломление на границе GaP-кремний пренебрежимо мало, и призмы должны быть срезаны практически под черенковским углом ($\approx 19^{\circ}$).

Чтобы исследовать влияние генерации свободных носителей на черенковское излучение, сравним результаты FDTD-моделирования оптико-терагерцовой конверсии при двух значениях оптической интенсивности: $I_0 = 1$ и 50 ГВт/см² (рис. 4.5 и 4.6). Хотя распределение поля в выходных терагерцовых пучках неравномерно поперек пучка из-за переходных и краевых эффектов, в целом видно большее число осцилляций поля на рис. 4.6а, чем на рис. 4.5а. Это подтверждается осциллограммами поля в четырех точках в свободном пространстве вблизи выходной поверхности кремниевой призмы (рис. 4.5б и 4.6б). Соответствующие спектры существенно шире на рис. 4.6в, чем на рис. 4.5в. Таким образом, эффект уширения спектра за счет генерации свободных носителей сохраняется в кристаллах конечной толщины даже при при учете истощения накачки.

В стандартной схеме терагерцовой спектроскопии во временной области (THz-TDS) терагерцовый пучок собирается внеосевым параболическим зеркалом и затем фокусируется для детектирования. При этом в фокусе суммируются колебания, приходящие от разных точек терагерцового волнового фронта. Чтобы смоделировать результирующую осциллограмму терагерцового поля в фокусе, были рассчитаны осциллограммы в 20 точках вблизи одной из половин выходной призмы и проведено их усреднение. Затем рассчитывался спектр усредненной осциллограммы и находилась его ширина. Кроме того, рассчитывалась полная терагерцовая энергия путем интегрирования вектора Пойнтинга по времени и координате вдоль поверхности выходной призмы.

Приведенные на рис. 4.7а усреднённые осциллограммы для разных значений I_0 близки к осциллограммам, полученным в стационарном приближении (рис. 4.2г). Хотя соответствующие спектры при больших значениях I_0 (рис. 4.7б) несколько уже, чем на рис. 4.2д, тем не менее, эффект уширения спектра остается хорошо выраженным.



Рис. 4.7. а) Усреднённые осциллограммы $E_y(t)$ (нормированные на P_0) и б) соответствующие спектры при $I_0 = 1$, 30, и 50 ГВт/см². Толщина кристалла - 0,5 мм.



Рис. 4.8. а) Энергия и б) ширина спектра терагерцового излучения в зависимости от толщины кристалла при различных I_0 . Прямые линии на рис. а) показывают линейный скэйлинг энергии с толщиной кристалла.

На рисунке 4.8 приведены зависимости терагерцовой энергии и ширины терагерцового спектра от толщины кристалла L при различных I₀. При высокой интенсивности накачки ($I_0 = 50 \ \Gamma \text{Bt/cm}^2$) спектр является очень широким $(\gtrsim 10 \text{ T}\Gamma \mu)$, если кристалл тонкий ($L \lesssim 0.5$ мм). Увеличение толщины кристалла до 1-1,5 мм приводит к резкому уменьшению ширины спектра до $\lesssim 7,5$ ТГц. Это объясняется быстрым истощением высокоинтенсивного импульса накачки и подавлением вследствие этого фотоионизации, лежащей в основе спектрального уширения. Дальнейшее увеличение толщины кристалла приводит к плавному уменьшению ширины спектра. Это можно объяснить ростом вклада в излучение низких частот от задней части кристалла, в то время как высокочастотный вклад от передней части кристалла остается постоянным. Поскольку ширина спектра рассчитывается на уровне 0,1 спектральной плотности, высокочастотные компоненты постепенно опускаются ниже уровня 0,1, и ширина спектра уменьшается. Терагерцовая энергия монотонно увеличивается с толщиной кристалла (рис. 4.8а). Линейный рост энергии при малых L хорошо согласуется с результатом расчета для стационарного режима: $W_{\rm T\Gamma u} \approx 33$ нДж/см (на единицу длины лазерного пучка) при $I_0 = 50 \ \Gamma \text{Bt/cm}^2$ на рис. 4.3.

При умеренной интенсивности накачки ($I_0 = 30 \,\Gamma B T/cm^2$) истощение накачки не столь существенно. Ширина терагерцового спектра уменьшается несильно с толщиной кристалла (рис. 4.8б), тогда как терагерцовая энергия резко возрастает (рис. 4.8а). При низкой интенсивности накачки ($I_0 = 5 \,\Gamma B T/cm^2$), ширина спектра практически не зависит от толщины кристалла (рис. 4.8б). Энергия растет медленно с толщиной кристалла (рис. 4.8а).

Таким образом, для экспериментальной проверки эффекта спектрального уширения целесообразно сравнить спектры излучения, полученные при двух интенсивностях накачки: $\leq 10 \ \Gamma B t/cm^2$ и $\geq 30 \ \Gamma B t/cm^2$.

4.3. Экспериментальное исследование оптико-терагерцовой конверсии в режиме трёхфотонной ионизации кристалла LiNbO₃

Для проверки предсказанного выше эффекта уширения спектра было проведено экспериментальное исследование влияния генерации свободных носителей на черенковское излучение терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами в кристалле LiNbO₃. Чтобы избежать сильного терагерцового поглощения в LiNbO₃, эксперименты проводились с тонкой (толщиной 0,5 мм) пластиной LiNbO₃, прикрепленной к кремниевой призме (рис. 4.9). Ширина слоя составляла 1,5 см, длина – 1,3 см. Призма с углом среза, равным углу раскрыва черенковского конуса 41° [32], обеспечивала вывод генерируемого терагерцового излучения в свободное пространство, в соответствии с современным дизайном черенковских оптико-терагерцовых конверторов [80]. Лазерный пучок накачки шириной 6,6 мм (FWHM) фокусировался цилиндрической линзой в линию (перпендикулярную плоскости рис. 4.9) шириной 25 мкм на входной грани кристалла LiNbO₃. Поляризация пучка накачки очищалась тонкоплёночным поляризатором и была параллельна оси с кристалла LiNbO₃, что является оптимальной ориентацией для генерации [63]. Мощность накачки регулировалась вращением полуволновой пластины ($\lambda/2$ на рис. 4.9). Терагерцовое излучение, выходящее из кремниевой призмы, собиралось и фокусировалось в кристаллдетектор GaP с помощью внеосевого параболического зеркала. Для измерения поля терагерцового импульса использовалась стандартная схема электрооптического стробирования с линией задержки, четвертьволновой пластиной ($\lambda/4$), призмой Волластона (WP) и балансным фотодетектором. Мощность терагерцового излучения измерялась пиродетектором. Мощность зондирующего пучка составляла 6,3 мВт. В качестве источника света для генерации и детектирования терагерцового излучения использовался титан-сапфировый лазерный усилитель (Astrella, Coherent) с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульса 60 фс (FWHM), частотой повторения импульсов 1 кГц и энергией импульса 5 мДж. Лазерный пучок разделялся на пучок накачки и зондирующий пучок с помощью зеркала с полированной задней поверхностью (BS).

В кристалле LiNbO₃ с шириной запрещенной зоны $\approx 3,8$ эВ нелинейное поглощение импульсов титан-сапфирового лазера с энергией кванта $\hbar\omega \approx 1,55$ эВ определяется, в основном, трёхфотонным поглощением. Пространственно-временное распределение концентрации свободных носителей $N(\mathbf{r},t)$, генерируемых при трёхфотонном поглощении, зависит от оптической интенсивности $I(\mathbf{r},t)$ как [69]

$$N(\mathbf{r},t) = \frac{\beta_3}{3\hbar\omega} \int_{-\infty}^{t} dt \ I^3(\mathbf{r},t), \tag{4.8}$$



Рис. 4.9. Схема эксперимента.


Рис. 4.10. Экспериментальные осциллограммы и (нормированные на максимум) спектры терагерцового импульса при различных энергиях накачки. На рис. а) и б) длительность лазерного импульса равна 300 фс, чирп отрицательный. На рис. в) и г) длительность лазерного импульса равна 220 фс, чирп положительный.

где β_3 - коэффициент трёхфотонного поглощения. Согласно выражению (4.8) концентрация свободных носителей растёт с увеличением пиковой оптической интенсивности и длительности лазерного импульса. Чтобы увеличить концентрацию фотогенерированных носителей и тем самым увеличить их вклад в терагерцовую генерацию, лазерный импульс был растянут с 60 фс до 330 фс с отрицательным чирпом путём растройки лазерного компрессора. Чтобы убедиться в отсутствии сильного влияния знака чирпа на наблюдаемые эффекты, в экспериментах также использовались импульсы длительностью 220 фс с положительным чирпом.

На рис. 4.10 приведены экспериментальные осциллограммы терагерцового излучения и их спектры при различных значениях энергии и знаках чирпа лазерного импульса накачки. Энергия лазерного импульса измерялась перед кристаллом LiNbO₃. Из-за френелевских потерь на границе воздух-кристалл энергия внутри кристалла ниже – находится умножением на коэффициент $\approx 0,865$ [26]. Из рис. 4.10б и 4.10г видно, что терагерцовый спектр становится шире с увеличением энергии импульса накачки, причем как при положительном, так и отрицательном чирпе импульса. Наиболее сильно спектр уширяется при увеличении энергии импульса в интервале от ≈ 5 до ≈ 20 мкДж. При более высоких энергиях уширение выходит на насыщение, что согласуется с насыщением эффективности конверсии (рис. 4.11). При энергиях < 5 мкДж спектр практически не зависит от энергии импульса накачки.

Чтобы подтвердить эффект уширения спектра более прямым и простым методом, были проведены измерения терагерцовой мощности в узких спектральных интервалах вблизи пяти различных частот. Для этого перед пиродетектором устанавливались терагерцовые полосовые фильтры. На рис. 4.116 приведены зависимости эффективности конверсии в эти спектральные интервалы от энергии импульса накачки. Видно, что, начиная с ~ 10 мкДж, эффективность конверсии в высокочастотные интервалы вблизи 3,3 и 4 ТГц растет с увеличением энергии импульса накачки быстрее, чем в низкочастотные интервалы вблизи 0,5 и 1 ТГц. Это говорит об увеличении ширины спектра излучения.

На то, что наблюдаемый эффект спектрального уширения связан с генерацией свободных носителей, указывает следующее обстоятельство. Ток свободных носителей появляется с некоторой задержкой по отношению к началу лазерного импульса (рис. 4.4), поэтому вызванная излучением от этого тока модификация терагерцового импульса не должна затрагивать его переднюю часть, которая



Рис. 4.11. а) Эффективность оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от энергии импульса накачки. б) Эффективность конверсии в узкие спектральные интервалы вблизи указанных частот.



Рис. 4.12. Нормированные осциллограммы при различных значениях энергии импульса накачки.

генерируется исключительно нелинейной поляризацией, что и наблюдается на рис. 4.12.

4.4. Выводы по главе 4

Черенковское излучение терагерцового диапазона частот, генерируемое при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах, может испытывать существенное уширение спектра в условиях, когда происходит многофотонное поглощение лазерной накачки и образование вследствие этого электронно-дырочной плазмы. Механизм уширения спектра связан с модификацией излучения от нелинейной поляризации излучением от всплеска тока свободных носителей, создаваемого при их ускорении электрическим полем выпрямленного лазерного импульса. Эффект может быть использован для повышения широкополосности оптико-терагерцовых конверторов.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

- 1. Предложена новая схема нелинейно-оптической конверсии скошенных фемтосекундных лазерных импульсов в терагерцовое излучение на основе структуры, состоящей из пластины ниобата лития толщиной несколько мм, диэлектрической призмы для ввода лазерного излучения в слой и кремниевой призмы для вывода терагерцового излучения из слоя. Получена теоретическая зависимость эффективности конверсии от параметров структуры (угла среза и показателя преломления диэлектрической призмы, толщины слоя ниобата лития). Определены параметры оптической схемы для формирования нужного угла скоса лазерного импульса в слое ниобата лития. Для структуры со слоем ниобата лития небольшого поперечного размера (1×2 см²), входной призмы в виде кюветы с водой и накачки с энергией импульса в несколько мДж экспериментально достигнута эффективность конверсии на том же уровне $(\sim 0,1\%)$, что и в распространенной схеме с призмой из ниобата лития. Сделан вывод о перспективности новой схемы для конверсии лазерных пучков большой (в несколько см) апертуры и высокой (тераваттного уровня) мощности в высокоэнергетичное терагерцовое излучение с хорошим качеством пучка.
- 2. Предложена новая схема оптико-терагерцового конвертора черенковского типа в виде тонкого слоя ниобата лития, расположенного между двумя кремниевыми призмами полного внутреннего отражения, которая обеспечивает симметричный двусторонний вывод в свободное пространство генерируемого в слое терагерцового излучения и сложение двух терагерцовых пучков в один. Экспериментально продемонстрировано высокое качество генерируемого терагерцового пучка, а также отсутствие провала в терагерцовом спектре, характерного для стандартной асимметричной схемы с односторонним выводом терагерцового излучения.
- Экспериментально продемонстрирована возможность масштабирования генерируемой терагерцовой энергии в оптико-терагерцовом конверторе черенковского типа путем увеличения поперечного размера конвертора и

пучка накачки до нескольких сантиметров и увеличения энергии импульса накачки до сотен микроджоулей. Достигнута энергия терагерцового импульса более 1 мкДж и напряженность терагерцового поля около 0,5 MB/см.

4. На основе прямого численного моделирования черенковского излучения терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 1,7 мкм при оптическом выпрямлении в кристалле GaP предсказан эффект уширения генерируемого терагерцового спектра в режиме, когда существенно четырехфотонное поглощение лазерной накачки. Предложен механизм уширения спектра, связанный с излучением от тока фотогенерируемых свободных носителей при их ускорении электрическим полем выпрямленного лазерного импульса.

Список литературы

- Neu J., Schmuttenmaer C. A. "Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS)", Journal of Applied Physics 124, 231101 (2018).
- Wang Q., Xie L., Ying Y. "Overview of imaging methods based on terahertz time-domain spectroscopy", Applied Spectroscopy Reviews 57, 249–264 (2021).
- Reimann K., Woerner M., Elsaesser T. "Two-dimensional terahertz spectroscopy of condensed-phase molecular systems", The Journal of Chemical Physics 154, 120901 (2021).
- 4. D'Arco A., Fabrizio M., Dolci V., Petrarca M., Lupi S. "THz Pulsed Imaging in Biomedical Applications", Condensed Matter 5, 25 (2020).
- Zhong S. "Progress in terahertz nondestructive testing: A review", Frontiers of Mechanical Engineering 14, 273–281 (2019).
- Ellrich F., Bauer M., Schreiner N., Keil A., Pfeiffer T., Klier J., Duran S., Jonuscheit J., Friederich F., Molter D. "Terahertz Quality Inspection for Automotive and Aviation Industries", Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves 41, 470–489 (2020).
- Molter D., Hübsch D., Sprenger T., Hens K., Nalpantidis K., Platte F., Torosyan G., Beigang R., Jonuscheit J., Freymann G., Ellrich F. "Mail Inspection Based on Terahertz Time-Domain Spectroscopy", Applied Sciences 11, (2021).
- Fu X., Liu Y., Chen Q., Fu Y., Cui T. J. "Applications of Terahertz Spectroscopy in the Detection and Recognition of Substances", Frontiers in Physics 10, (2022).
- Zhang D., Fallahi A., Hemmer M., Ye H., Fakhari M., Hua Y., Cankaya H., Calendron A., Zapata L. E., Matlis N. H., Kärtner F. X. "Femtosecond phase control in high-field terahertz-driven ultrafast electron sources", Optica 6, 872–877 (2019).

- Xu H., Yan L., Du Y., Huang W., Tian Q., Li R., Liang Y., Gu S., Shi J., Tang C. "Cascaded high-gradient terahertz-driven acceleration of relativistic electron beams", Nature Photonics 15, 426–430 (2021).
- Salén P., Basini M., Bonetti S., Hebling J., Krasilnikov M., Nikitin A. Y., Shamuilov G., Tibai Z., Zhaunerchyk V., Goryashko V. "Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology", Physics Reports 836–837, 1–74 (2019).
- Mashkovich E. A., Grishunin K. A., Dubrovin R. M., Zvezdin A. K., Pisarev R. V., Kimel A. V. "Terahertz light-driven coupling of antiferromagnetic spins to lattice", Science 374, 1608–1611 (2021).
- Shan J., Nanata A., Heinz T. F. "TERAHERTZ TIME-DOMAIN SPEC-TROSCOPY BASED ON NONLINEAR OPTICS", Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials 11, 31–48 (2002).
- 14. Bacon D. R., Madéo J., Dani K. M. "Photoconductive emitters for pulsed terahertz generation", Journal of Optics 23, 064001 (2021).
- Auston D. H., Cheung K. P., Valdmanis J. A., Kleinman D. A. "Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media", Phys. Rev. Lett. 53, 1555–1558 (1984).
- Hebling J., Almási G., Kozma I. Z., Kuhl J. "Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation", Opt. Express 10, 1161–1166 (2002).
- Fülöp J. A., Pálfalvi L., Klingebiel S., Almási G., Krausz F., Karsch S., Hebling J. "Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification", Opt. Lett. 37, 557–559 (2012).
- Wu X., Ma J., Zhang B., Chai S., Fang Z., Xia C., Kong D., Wang J., Liu H., Zhu C., Wang X., Ruan C., Li Y. "Highly efficient generation of 0.2 mJ terahertz pulses in lithium niobate at room temperature with sub-50 fs chirped Ti:sapphire laser pulses", Opt. Express 26, 7107–7116 (2018).
- Fülöp J. A., Ollmann Z., Lombosi C., Skrobol C., Klingebiel S., Pálfalvi L., Krausz F., Karsch S., Hebling J. "Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy", Opt. Express 22, 20155–20163 (2014).

- Zhang B., Ma Z., Ma J., Wu X., Ouyang C., Kong D., Hong T., Wang X., Yang P., Chen L., Li Y., Zhang J. "1.4-mJ High Energy Terahertz Radiation from Lithium Niobates", Laser & Photonics Reviews 15, 2000295 (2021).
- Wu X., Kong D., Hao S., Dai M., Liu S., Wang J., Ren Z. "13.5-mJ THz Radiation from Lithium Niobates", 2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 1–1 (2022).
- Lombosi C., Polónyi G., Mechler M., Ollmann Z., Hebling J., Fülöp J. A. "Nonlinear distortion of intense THz beams", New Journal of Physics 17, 083041 (2015).
- Stepanov A. G., Kuhl J., Kozma I. Z., Riedle E., Almási G., Hebling J. "Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification", Opt. Express 13, 5762–5768 (2005).
- Bodrov S. B., Murzanev A. A., Sergeev Y. A., Malkov Y. A., Stepanov A. N. "Terahertz generation by tilted-front laser pulses in weakly and strongly nonlinear regimes", Applied Physics Letters 103, 251103 (2013).
- Ravi K., Huang W. R., Carbajo S., Wu X., Kärtner F. "Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts", Opt. Express 22, 20239–20251 (2014).
- Bodrov S. B., Stepanov A. N., Bakunov M. I. "Generalized analysis of terahertz generation by tilted-pulse-front excitation in a LiNbO3 prism", Opt. Express 27, 2396–2410 (2019).
- Bakunov M. I., Bodrov S. B. "Full 3D+1 modeling of tilted-pulse-front setups for single-cycle terahertz generation: comment", J. Opt. Soc. Am. B 38, 2587–2589 (2021).
- Pálfalvi L., Tóth G., Tokodi L., Márton Z., Fülöp J. A., Almási G., Hebling J. "Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation", Opt. Express 25, 29560–29573 (2017).
- Nugraha P. S., Krizsán G., Lombosi C., Pálfalvi L., Tóth G., Almási G., Fülöp J. A., Hebling J. "Demonstration of a tilted-pulse-front pumped planeparallel slab terahertz source", Opt. Lett. 44, 1023–1026 (2019).

- Krizsán G., Tibai Z., Tóth G., Nugraha P. S., Almási G., Hebling J., Fülöp J. A.
 "Uniformly scalable lithium niobate THz pulse source in transmission geometry", Opt. Express 30, 4434–4443 (2022).
- Tóth G., Pálfalvi L., Tibai Z., Tokodi L., Fülöp J. A., Márton Z., Almási G., Hebling J. "Single-cycle scalable terahertz pulse source in reflection geometry", Opt. Express 27, 30681–30691 (2019).
- Bodrov S. B., Bakunov M. I., Hangyo M. "Efficient Cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core", Journal of Applied Physics 104, 093105 (2008).
- Bodrov S. B., Stepanov A. N., Bakunov M. I., Shishkin B. V., Ilyakov I. E., Akhmedzhanov R. A. "Highly efficient optical-to-terahertz conversion in a sandwich structure with LiNbO3 core", Opt. Express 17, 1871–1879 (2009).
- Bakunov M. I., Bodrov S. B. "Si–LiNbO3–air–metal structure for concentrated terahertz emission from ultrashort laser pulses", Applied Physics B 98, 1–4 (2010).
- 35. Bodrov S. B., Ilyakov I. E., Shishkin B. V., Stepanov A. N. "Efficient terahertz generation by optical rectification in Si-LiNbO3-air-metal sandwich structure with variable air gap", Applied Physics Letters **100**, 201114 (2012).
- Bakunov M. I., Mashkovich E. A., Tsarev M. V., Gorelov S. D. "Efficient Cherenkov-type terahertz generation in Si-prism-LiNbO3-slab structure pumped by nanojoule-level ultrashort laser pulses", Applied Physics Letters 101, 151102 (2012).
- Bodrov S. B., Ilyakov I. E., Shishkin B. V., Bakunov M. I. "Highly efficient Cherenkov-type terahertz generation by 2-μm wavelength ultrashort laser pulses in a prism-coupled LiNbO3 layer", Opt. Express 27, 36059–36065 (2019).
- Suizu K., Koketsu K., Shibuya T., Tsutsui T., Akiba T., Kawase K. "Extremely frequency-widened terahertz wave generation using Cherenkov-type radiation", Opt. Express 17, 6676–6681 (2009).
- Takeya K., Minami T., Okano H., Tripathi S. R., Kawase K. "Enhanced Cherenkov phase matching terahertz wave generation via a magnesium oxide doped lithium niobate ridged waveguide crystal", APL Photonics 2, 016102 (2017).

- 40. Carnio B. N., Elezzabi A. Y. "Investigation of ultra-broadband terahertz generation from sub-wavelength lithium niobate waveguides excited by few-cycle femtosecond laser pulses", Opt. Express **25**, 20573–20583 (2017).
- Sun F. G., Ji W., Zhang X.-C. "Two-photon absorption induced saturation of THz radiation in ZnTe", Conference on Lasers and Electro-Optics, S. Brueck, R. Fields, M. Fejer, and F. Leonberger, eds., OSA Technical Digest, CThM43 (2000).
- 42. Löffler T., Hahn T., Thomson M., Jacob F., Roskos H. G. "Large-area electrooptic ZnTe terahertz emitters", Opt. Express 13, 5353–5362 (2005).
- Blanchard F., Razzari L., Bandulet H.-C., Sharma G., Morandotti R., Kieffer J.-C., Ozaki T., Reid M., Tiedje H. F., Haugen H. K., Hegmann F. A. "Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal", Opt. Express 15, 13212–13220 (2007).
- 44. Vidal S., Degert J., Tondusson M., Oberlé J., Freysz E. "Impact of dispersion, free carriers, and two-photon absorption on the generation of intense terahertz pulses in ZnTe crystals", Applied Physics Letters **98**, 191103 (2011).
- 45. Wu X., Carbajo S., Ravi K., Ahr F., Cirmi G., Zhou Y., Mücke O. D., Kärtner F. X. "Terahertz generation in lithium niobate driven by Ti:sapphire laser pulses and its limitations", Opt. Lett. **39**, 5403–5406 (2014).
- Zhong S., Zhai Z., Li J., Zhu L., Li J., Meng K., Liu Q., Du L., Zhao J., Li Z. "Optimization of terahertz generation from LiNbO3 under intense laser excitation with the effect of three-photon absorption", Opt. Express 23, 31313–31323 (2015).
- 47. Bakunov M. I., Maslov A. V., Tsarev M. V. "Optically generated terahertz pulses with strong quasistatic precursors", Phys. Rev. A **95**, 063817 (2017).
- Efimenko E. S., Sychugin S. A., Tsarev M. V., Bakunov M. I. "Quasistatic precursors of ultrashort laser pulses in electro-optic crystals", Phys. Rev. A 98, 013842 (2018).
- Ilyakov I. E., Shishkin B. V., Efimenko E. S., Bodrov S. B., Bakunov M. I. "Experimental observation of optically generated unipolar electromagnetic precursors", Opt. Express 30, 14978–14984 (2022).
- Kuttruff J., Tsarev M. V., Baum P. "Jitter-free terahertz pulses from LiNbO3", Opt. Lett. 46, 2944–2947 (2021).

- 51. Fülöp J. A., Pálfalvi L., Almási G., Hebling J. "Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification", Opt. Express 18, 12311–12327 (2010).
- Hebling J., Y. K., Hoffmann M. C., B. B., Nelson K. A. "Generation of highpower terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities", J. Opt. Soc. Am. B 25, B6–B19 (2008).
- 53. Bakunov M. I., Bodrov S. B. "Terahertz generation with tilted-front laser pulses in a contact-grating scheme", J. Opt. Soc. Am. B **31**, 2549–2557 (2014).
- Bakunov M. I., Bodrov S. B., Mashkovich E. A. "Terahertz generation with tilted-front laser pulses: dynamic theory for low-absorbing crystals", J. Opt. Soc. Am. B 28, 1724–1734 (2011).
- Bakunov M. I., Bodrov S. B., Tsarev M. V. "Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching versus Cherenkov effect", Journal of Applied Physics 104, 073105 (2008).
- Bakunov M. I., Maslov A. V., Bodrov S. B. "Fresnel Formulas for the Forced Electromagnetic Pulses and Their Application for Optical-to-Terahertz Conversion in Nonlinear Crystals", Phys. Rev. Lett. 99, 203904 (2007).
- Gayer O., Sacks Z., Galun E., Arie A. "Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO3", Applied Physics B 91, 343–348 (2008).
- Grischkowsky D., Keiding S., Exter M., Fattinger C. "Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors", J. Opt. Soc. Am. B 7, 2006–2015 (1990).
- Bakunov M. I., Mashkovich E. A., Svinkina E. V. "Asymmetric Cherenkov radiation for improved terahertz generation in the Si-prism-coupled LiNbO3 layer", Opt. Lett. 39, 6779–6782 (2014).
- Tsarev M. V., Ehberger D., Baum P. "High-average-power, intense THz pulses from a LiNbO3 slab with silicon output coupler", Applied Physics B 122, 30 (2016).
- Hebling J., Stepanov A. G., Almási G., Bartal B., Kuhl J. "Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts", Applied Physics B 78, 593–599 (2004).

- Sychugin S. A., Mashkovich E. A., Maslov A. V., Bakunov M. I. "Terahertz Cherenkov radiation from a tightly focused ultrashort laser pulse in an electrooptic medium", J. Opt. Soc. Am. B 36, 1101–1107 (2019).
- Bakunov M. I., Bodrov S. B., Maslov A. V., Hangyo M. "Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line", Phys. Rev. B 76, 085346 (2007).
- Zelmon D. E., Small D. L., Jundt D. "Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide–doped lithium niobate", J. Opt. Soc. Am. B 14, 3319–3322 (1997).
- Harrel S. M., Milot R. L., Schleicher J. M., Schmuttenmaer C. A. "Influence of free-carrier absorption on terahertz generation from ZnTe(110)", Journal of Applied Physics 107, 033526 (2010).
- Tsarev M. V., Bakunov M. I. "Tilted-pulse-front excitation of strong quasistatic precursors", Opt. Express 27, 5154–5164 (2019).
- Polónyi G., Monoszlai B., Gäumann G., Rohwer E. J., Andriukaitis G., Balciunas T., Pugzlys A., Baltuska A., Feurer T., Hebling J., Fülöp J. A. "High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge", Opt. Express 24, 23872–23882 (2016).
- Chen Q., Tani M., Jiang Z., Zhang X.-C. "Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications", J. Opt. Soc. Am. B 18, 823–831 (2001).
- Zheltikov A., Shneider M. N., Voronin A., Miles R. B. "Laser control of free-carrier density in solids through field-enhanced multiphonon tunneling recombination", Journal of Applied Physics 109, 033109–033109 (2011).
- Gildenburg V. B., Kim A. V., Krupnov V. A., Semenov V. E., Sergeev A. M., Zharova N. A. "Adiabatic frequency up-conversion of a powerful electromagnetic pulse producing gas ionization", IEEE Transactions on Plasma Science 21, 34–44 (1993).
- Casalbuoni S., Schlarb H., Schmidt B., Schmüser P., Steffen B., Winter A. "Numerical studies on the electro-optic detection of femtosecond electron bunches", Phys. Rev. ST Accel. Beams 11, 072802 (2008).

- Monoszlai B., Nugraha P. S., Tóth G., Polónyi G., Pálfalvi L., Nasi L., Ollmann Z., Rohwer E. J., Gäumann G., Hebling J., Feurer T., Fülöp J. A. "Measurement of four-photon absorption in GaP and ZnTe semiconductors", Opt. Express 28, 12352–12362 (2020).
- Funk S., Acuna G., Handloser M., Kersting R. "Probing the momentum relaxation time of charge carriers in ultrathin layers with terahertz radiation", Opt. Express 17, 17450–17456 (2009).
- Ulbricht R., Hendry E., Shan J., Heinz T. F., Bonn M. "Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy", Rev. Mod. Phys. 83, 543–586 (2011).
- Mics Z., D'Angio A., Jensen S. A., Bonn M., Turchinovich D. "Densitydependent electron scattering in photoexcited GaAs in strongly diffusive regime", Applied Physics Letters 102, 231120 (2013).
- 76. Minami Y., Horiuchi K., Masuda K., Takeda J., Katayama I. "Terahertz dielectric response of photoexcited carriers in Si revealed via single-shot optical-pump and terahertz-probe spectroscopy", Applied Physics Letters **107**, 171104 (2015).
- Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. R. "Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys", Journal of Applied Physics 89, 5815–5875 (2001).
- Arkhipov R., Arkhipov M., Pakhomov A., Babushkin I., Rosanov N. "Halfcycle and unipolar pulses (Topical Review)", Laser Physics Letters 19, 043001 (2022).
- 79. Sychugin S. A., Anisimov E. A., Bakunov M. I. "Cherenkov-type terahertz emission from ultrafast magnetization in a slab of magnetooptic material", Journal of Optics 17, 035507 (2015).
- Carnio B. N., Moutanabbir O., Elezzabi A. Y. "Nonlinear Photonic Waveguides: A Versatile Platform for Terahertz Radiation Generation (a Review)", Laser & Photonics Reviews 17, 2200138 (2023).

Публикации по теме диссертации

- A1. Bakunov M. I., Efimenko E. S., Gorelov S. D., Abramovsky N. A., Bodrov S. B. Efficient Cherenkov-type optical-to-terahertz converter with terahertz beam combining // Opt. Lett. 2020. Vol. 45, no. 13. P. 3533–3536.
- A2. Shugurov A. I., Bodrov S. B., Mashkovich E. A., Kitahara H., Abramovsky N. A., Tani M., Bakunov M. I. Noncollinear electro-optic sampling detection of terahertz pulses in a LiNbO3 crystal while avoiding the effect of intrinsic birefringence // Opt. Express 2022. Vol. 30, no. 3. P. 3741–3748.
- A3. Bodrov S. B., Abramovsky N. A., Burova E. A., Stepanov A. N., Bakunov M. I. Scalable optical-to-terahertz converter with a prism-coupled plane-parallel lithium niobate plate // Opt. Express 2022. Vol. 30, no. 20. P. 35978—35987.
- A4. Efimenko E. S., Abramovsky N. A., Bakunov M. I. Strong spectral broadening of Cherenkov-type terahertz radiation by free carrier generation // Phys. Rev. A 2023. Vol. 107. P. 013526.
- A5. Abramovsky N. A., Bodrov S. B., Korytin A. I., Stepanov A. N., Bakunov M. I. Generation of sub-MV/cm terahertz fields with large-size Cherenkov-type optical-to-terahertz converters // Opt. Lett. 2023. Vol. 48, no. 12. P. 3203—3206.
- A6. Bodrov S. B., Abramovsky N. A., Burova E. A., Stepanov A. N., Bakunov M. I. Tilted-Pulse-Front Terahertz Generation in a Plane-Parallel LiNbO3 Plate // The 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2021): Abstract book. Chengdu, China, 29 August - 3 September, 2021. P. 1–2.
- А7. Абрамовский Н. А., Бакунов М. И. Черенковский оптико-терагерцовый конвертор со сложением терагерцовых пучков // 25 Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, гуманитарные науки): материалы тезисов и докладов / Отв. за вып. Савельева М.А. – Нижний Новгород: НРЛ. 2023. С. 226—228.
- A8. Abramovsky N. A., Shugurov A. I., Bakunov M. I. Efficient Cherenkov-Type Optical-to-Terahertz Conversion of nJ-Energy Femtosecond Laser Pulses // 20th International Conference Laser Optics (ICLO 2022): Proceedings. Saint Petersburg, Russian Federation, 20-24 June, 2022. P. 270.

- A9. Abramovsky N. A., Bodrov S. B., Bakunov M. I. Frequency upshifting of Cherenkov-type terahertz radiation by free-carrier generation in lithium niobate // The 5th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications (TERA-2023)": Abstract book. Moscow, Russian Federation, 27 February - 2 March, 2023. P. 24.
- A10. Bodrov S. B., Abramovsky N. A., Korytin A. I., Stepanov A. N., Bakunov M. I. High energy Cherenkov-type terahertz emission from a large-size Si-LiNbO3 structure pumped by a Ti:Sapphire laser // The 5th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications (TERA-2023)": Abstract book. Moscow, Russian Federation, 27 February - 2 March, 2023. P. 83.