

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

На правах рукописи



Курников Михаил Александрович

**Генерация, преобразование и детектирование
терагерцовых волн в условиях неколлинеарного
фазового синхронизма с ультракороткими
лазерными импульсами в кристаллах**

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Нижегород – 2026

Оглавление

| | |
|--|----|
| Введение..... | 4 |
| Глава 1. Черенковская генерация терагерцового излучения при оптическом выпрямлении импульсов параметрического усилителя в слое GaP..... | 25 |
| 1.1. Схема генерации и численное моделирование..... | 26 |
| 1.2. Экспериментальная установка и анализ экспериментальных результатов..... | 30 |
| 1.3. Выводы по главе 1..... | 35 |
| Глава 2. Оптико-терагерцовые конверторы импульсов фемтосекундных осцилляторов с коллимирующими элементами на основе явления полного внутреннего отражения..... | 36 |
| 2.1. Анализ работы конвертора с призмными коллимирующими элементами в режиме накачки осциллятором..... | 37 |
| 2.2. Оптико-терагерцовый конвертор с односторонним выводом терагерцового излучения через полуконический элемент..... | 41 |
| 2.2.1. Устройство и принцип работы конвертора..... | 41 |
| 2.2.2. Анализ поляризации и поперечного профиля терагерцового пучка..... | 44 |
| 2.2.3. Экспериментальные результаты при накачке импульсами титан-сапфирового лазера..... | 47 |
| 2.3. Оптико-терагерцовый конвертор с двусторонним выводом терагерцового излучения через полуконические элементы..... | 53 |
| 2.3.1. Устройство и принцип работы конвертора..... | 53 |
| 2.3.2. Экспериментальные результаты при накачке импульсами титан-сапфирового лазера..... | 55 |
| 2.3.3. Экспериментальные результаты при накачке импульсами волоконного лазера..... | 60 |
| 2.4. Выводы по главе 2..... | 66 |

| | |
|--|-----|
| Глава 3. Спектрально-временное преобразование терагерцовых импульсов на фронте фотоионизации в кристалле ZnS | 68 |
| 3.1. Эволюция фронта трехфотонной ионизации в кристалле ZnS | 70 |
| 3.2. Трансформация терагерцового импульса на фронте ионизации | 74 |
| 3.3. Выводы по главе 3 | 81 |
| Глава 4. Теория неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в электрооптических кристаллах..... | 82 |
| 4.1. Теоретический формализм, передаточная функция неколлинеарной схемы | 83 |
| 4.2. Анализ детектирования терагерцовых волн в кристаллах GaAs и LiNbO ₃ | 92 |
| 4.3. Выводы по главе 4 | 101 |
| Заключение | 103 |
| Список литературы | 105 |
| Список публикаций по диссертации | 116 |

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Имеющаяся в настоящее время острая потребность в развитии методов генерации, детектирования и манипуляции характеристиками терагерцового излучения вызвана все более широким применением этого излучения в научных и практических приложениях. Ведутся работы по созданию настольных терагерцовых ускорителей частиц [1], использованию терагерцовых полей для сверхбыстрого управления намагниченностью материалов [2] и мониторинга квантовых переходов в веществе [3]. Распространенные техники терагерцовой спектроскопии во временной области и терагерцовой интроскопии находят новые применения для решения таких практических задач, как неразрушающее обнаружение дефектов в композитных материалах [4], контроль качества и толщины покрытий в автомобильной и фармацевтической промышленности [5], измерение напряжений в теплоизолирующих покрытиях авиационных двигателей [6] и контроль качества продуктов питания [7].

Наиболее распространенные методы генерации терагерцового излучения основаны на использовании фемтосекундных лазеров и включают эмиссию терагерцовых волн всплесками тока в фотопроводящих антеннах [8], а также оптическое выпрямление лазерных импульсов в кристаллах с квадратичной нелинейностью [9]. В целом метод оптического выпрямления позволяет генерировать терагерцовые поля большей напряженности и с более широким спектром, чем фотопроводящие антенны. В этом методе лазерный импульс индуцирует в среде нелинейную поляризацию, которая повторяет огибающую интенсивности оптического поля и движется вместе с лазерным импульсом, действуя в качестве источника терагерцового излучения. Для эффективного возбуждения терагерцовой волны лазерный импульс должен двигаться синхронно с ее фазовым фронтом. При коллинеарном распространении условие синхронизма сводится к требованию равенства группового индекса на длине волны лазерной накачки показателю преломления терагерцовой

волны и приводит к необходимости подбора кристалла под длину волны лазера, что не всегда может быть выполнено. Для распространенных титан-сапфировых (с длиной волны 0,8 мкм) и иттербиевых (с длиной волны 1,06 мкм) лазеров условие коллинеарного синхронизма выполняется на определенных терагерцевых частотах в кристаллах ZnTe и GaP соответственно. Однако сильное двухфотонное поглощение лазерного излучения в этих кристаллах с последующим поглощением терагерцевого излучения фотогенерируемыми свободными носителями ограничивает применимость коллинеарной схемы [10, 11]. Более того, для волоконных эрбиевых лазеров с длиной волны 1,55 мкм, которые привлекательны для создания компактных терагерцевых спектрометров, не существует кристалла, обеспечивающего коллинеарный оптико-терагерцевый синхронизм. Перспективными для использования в коллинеарной схеме являются органические кристаллы, которые пока не получили широкого распространения, в частности, из-за высокой стоимости и ряда других недостатков [12].

В последнее время получила распространение неколлинеарная схема терагерцевой генерации, основанная на оптическом выпрямлении в кристалле ниобата лития (LiNbO_3) импульсов титан-сапфирового усилителя, у которых за счет дифракции на решетке создается скос фронта интенсивности под углом $\sim 63^\circ$ по отношению к фазовым фронтам [13]. Такой импульс движется в направлении нормали к своим фазовым фронтам и возбуждает терагерцевую волну, распространяющуюся по нормали к фронту оптической интенсивности синхронно с этим фронтом. Данная схема генерации позволила достичь рекордно высоких значений напряженности терагерцевого поля (≥ 1 МВ/см) и энергии терагерцевого импульса ($\sim 1 - 10$ мДж) [9, 14], но требует использования лазерной накачки с мультимиллиджоульной энергией импульса, чтобы обеспечить высокую оптическую интенсивность при необходимой большой (по сравнению с терагерцевой длиной волны) ширине пучка накачки.

Эффективную генерацию терагерцевого излучения лазерными импульсами меньшей энергии обеспечивает другая неколлинеарная схема, основанная на черенковском излучении терагерцевых волн движущимся вместе с лазерным импульсом

нелинейным источником [15], что подобно излучению от релятивистских заряженных частиц в классическом эффекте Черенкова [16]. В черенковской схеме пучок накачки должен иметь малую по сравнению с длиной терагерцовой волны ширину хотя бы в одном направлении, т.е. должен быть сфокусирован. Фокусировка позволяет получить высокую оптическую интенсивность при использовании для накачки лазерных импульсов сравнительно небольшой энергии – порядка десятков мкДж при цилиндрической фокусировке в линию и на уровне единиц нДж при сферической фокусировке в пятно. Таким образом, черенковская схема естественным образом подходит, например, для генерации терагерцового излучения с высокой средней мощностью импульсами иттербиевых лазеров с энергией $\sim 1 - 100$ мкДж и высокой (до 1 МГц) частотой повторения, а также для оптико-терагерцовой конверсии импульсов фемтосекундных оптических осцилляторов с энергией $\sim 1 - 10$ нДж в компактных терагерцовых спектрометрах.

Черенковская схема автоматически обеспечивает неколлинеарный оптико-терагерцовый синхронизм без необходимости подбора кристалла под длину волны лазера, причем даже в таких кристаллах, как LiNbO_3 или LiTaO_3 , где оптический групповой индекс и терагерцовый показатель преломления отличаются более чем в 2 раза. Именно применительно к кристаллу LiNbO_3 , обладающему большим коэффициентом квадратичной нелинейности, данная схема в основном и получила развитие. Чтобы снизить негативное влияние сильного поглощения на терагерцовых частотах в LiNbO_3 , было предложено выводить генерируемое терагерцовое излучение из кристалла через его боковую (параллельную пучку накачки) поверхность с помощью расположенной на этой поверхности согласующей кремниевой призмы [17, 18]. Для масштабирования генерируемой терагерцовой мощности было предложено использовать цилиндрическую фокусировку пучка накачки, что позволяет избежать пробоя кристалла при увеличении мощности накачки за счет увеличения длины фокальной линии [19]. Дополнительным преимуществом фокусировки в линию является генерация терагерцовых волн в виде более удобного для использования черенковского клина, а не конуса, как в случае фокусировки в пятно. Дальнейшее развитие черенковской схемы связано с использованием тонких

слоев LiNbO_3 , обладающих волноводными свойствами и обеспечивающих за счет этого подавление дифракционной расходимости оптической накачки по одной из координат [20], а также с реализацией идеи двустороннего вывода терагерцового излучения из слоя LiNbO_3 с дальнейшим формированием единого коллимированного терагерцового пучка [21]. Использование широкоапертурных конверторов позволило масштабировать энергию генерируемых терагерцовых импульсов до 1,2 мкДж и получить поля с напряженностью до 0,5 МВ/см [22]. Увеличение длины волны накачки до 2 мкм обеспечило повышение эффективности конверсии до 1,3% [23].

В последние годы была переосмыслена перспективность полупроводниковых кристаллов, типа ZnTe и GaP , для генерации сильных терагерцовых полей [24, 25]. Для подавления двухфотонного поглощения в этих кристаллах было предложено использовать более длинноволновую накачку, чем титан-сапфировые и иттербиевые лазеры. Нарушение при этом коллинеарного оптико-терагерцового синхронизма может быть преодолено с помощью неколлинеарных схем. Перспективность полупроводниковых кристаллов для оптико-терагерцовой конверсии в схеме с накачкой скошенными лазерными импульсами подтверждена в работах [26, 27].

В диссертации (глава 1) исследована перспективность использования полупроводниковых кристаллов применительно к черенковской схеме оптико-терагерцовой конверсии. Теоретические и экспериментальные исследования проведены на примере кристалла GaP с накачкой на длине волны 1,54 мкм. Указано, что слабое терагерцовое поглощение в полупроводниковых кристаллах ($< 2 \text{ см}^{-1}$ на частоте 1 ТГц в GaP) и сравнительно небольшой угол неколлинеарного синхронизма ($\approx 19^\circ$ в GaP при накачке на 1,54 мкм, вместо $\approx 63^\circ$ в LiNbO_3) позволяют отказаться от бокового вывода терагерцового излучения через согласующую призму и использовать обычные кристаллические пластинки толщиной в несколько миллиметров. Предложена практически удобная схема терагерцовой генерации, в которой сфокусированный в линию пучок оптического параметрического усилителя вводится в пластинку GaP под углом Брюстера ($\sim 72^\circ$) и распространяется в ней под углом к нормали, равном углу черенковского синхронизма с терагерцовыми волнами

($\sim 19^\circ$). При этом половина генерируемого лазерным импульсом черенковского клина выходит из пластинки по нормали в виде удобного для использования терагерцового пучка с плоским волновым фронтом. Работоспособность схемы подтверждена численным моделированием, а также продемонстрирована экспериментально. Лазерные импульсы длительностью 140 фс и энергией 10 мкДж были конвертированы в импульсы терагерцового излучения с шириной спектра $\sim 2,5$ ТГц с эффективностью $\sim 3 \times 10^{-5}$, которая по крайней мере на порядок превосходит эффективность стандартной коллинеарной схемы оптико-терагерцовой конверсии.

Как отмечалось выше, развитие черенковских оптико-терагерцовых конверторов с боковым выводом терагерцового излучения из кристалла LiNbO_3 через согласующие призмы шло, в основном, применительно к преобразованию мощных импульсов лазерных усилителей. В то же время для таких приложений, как терагерцовая спектроскопия во временной области (THz-TDS [28]) и терагерцовая сканирующая туннельная микроскопия (THz-STM [29]) может быть предпочтительным использование в качестве накачки фемтосекундных оптических осцилляторов с более низкой (на уровне наноджоулей), чем у усилителей, энергий импульса, но гораздо более высокой (≈ 100 МГц вместо ≈ 1 кГц) частотой повторения из-за потенциально более высокого отношения сигнал/шум, компактности и удобства использования.

При накачке кристалла оптическим осциллятором лазерный луч должен быть сфокусирован в пятно (а не в линию, как при накачке усилителем), чтобы обеспечить высокую оптическую интенсивность, необходимую для эффективного оптического выпрямления. Генерируемое при такой фокусировке терагерцовое излучение имеет вид черенковского конуса, эффективный вывод которого из слоя LiNbO_3 является более сложной задачей, чем вывод генерируемого при накачке усилителем черенковского клина. Действительно, геометрия используемых в конверторах призм не соответствует геометрии расходящегося конуса, так что только та часть терагерцового излучения, которая падает на выходную грань согласующей кремниевой призмы под углами, меньшими угла полного внутреннего отражения на границе кремний-воздух (17°), будет выходить в свободное пространство, причем в

форме расходящегося пучка. Хотя даже в этом случае эффективность конверсии значительно превосходит достигаемую в стандартной коллинеарной схеме с кристаллом ZnTe [30], необходима разработка специализированных конверторов под накачку оптическими осцилляторами.

Проблема вывода терагерцового излучения существует и для конверторов на основе гребенчатых оптических волноводов, сделанных из LiNbO₃ [31]. Для повышения эффективности вывода в работах [32, 33] были использованы сферические и конические кремниевые линзы с эмпирически выбранной формой. Были также сделаны попытки теоретического расчета оптимального радиуса кривизны и положения центра кривизны сферической линзы [34], а затем выдвинуто предположение, что предпочтительными могут быть конические линзы [35]. Если, однако, поверхность конической линзы будет в точности соответствовать коническому волновому фронту, то черенковское излучение будет выходить в свободное пространство в виде неудобного для использования сильно расходящегося конуса. Чтобы обеспечить коллимацию (или фокусировку) излучения, необходимо рассчитать и изготовить коническую линзу со сложным профилем поверхности. Даже в этом случае неизбежными будут значительные френелевские потери из-за больших углов падения излучения на выходную поверхность такой линзы.

В диссертации (глава 2) разработан и экспериментально апробирован принципиально иной дизайн черенковских оптико-терагерцовых конверторов для преобразования импульсов оптических осцилляторов, основанный на использовании явления полного внутреннего отражения на границе кремний-воздух, а не преломления, как в кремниевых линзах [32-35]. Ключевым элементом дизайна является кремниевый полуконус с углом при вершине, равным половине черенковского угла в кремнии ($\approx 24,5^\circ$), прикрепленный к тонкому слою LiNbO₃. Выходящее из слоя терагерцовое излучение испытывает полное внутреннее отражение от боковой поверхности полуконуса и выходит через его основание по нормали, формируя в свободном пространстве удобный для практического использования коллимированный пучок. Предложены и апробированы два варианта дизайна – с односторонним выводом излучения из слоя через один полуконус и с двусторонним выводом через

полуконусы с каждой стороны слоя. Экспериментально продемонстрирована совместимость разработанных конверторов с лазерами различной длины волны.

Отражение света от движущегося с релятивистской скоростью зеркала рассматривается как способ повышения частоты и компрессии электромагнитных импульсов со времен классической работы Эйнштейна [36]. С появлением в 1990-х годах лазеров, способных генерировать интенсивное короткоимпульсное излучение, в качестве возможной реализации зеркала Эйнштейна привлекли внимание фронты ионизации, создаваемые лазерными импульсами в веществе [37]. По сравнению с другими вариантами реализации релятивистского зеркала, такими, например, как релятивистские электронные пучки [38], фронты ионизации имеют преимущество обеспечения доплеровского сдвига частоты волны без необходимости ускорения вещества [39]. В первых экспериментах фронт ионизации создавался ультрафиолетовым пикосекундным лазером в газе, при этом было достигнуто повышение частоты микроволнового излучения с 34,8 ГГц до более чем 173 ГГц при плотности плазмы за фронтом $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [40].

Использование полупроводников вместо газов позволяет создавать фронты ионизации с более плотной плазмой, причем менее интенсивными лазерными импульсами [41], что дает возможность продвинуться в область более высоких частот. Хотя первые эксперименты с полупроводниками были направлены на повышение частоты микроволнового излучения [42], в работе [43] уже исследовалась трансформация терагерцового излучения на фронте ионизации с плотностью свободных носителей заряда $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, создаваемом при однофотонной ионизации кремния лазерными импульсами с длиной волны 775 нм. При однофотонной ионизации, однако, лазерный импульс быстро (за время ~ 100 фс) истощается, создавая плазму с экспоненциально спадающим профилем плотности только на малом (~ 10 мкм) расстоянии от границы кристалла, что делает преобразование терагерцовых импульсов, имеющих пикосекундную длительность, неэффективным на таком фронте.

В диссертации (глава 3) для повышения эффективности доплеровского преобразования терагерцовых волн предложено использовать фронты многофотонной ионизации, создаваемые лазерными импульсами в материалах с более широкой,

чем у кремния, запрещенной зоной. Показано, что такие фронты способны распространяться на расстояния в сотни микрон. Чтобы замедлить скорость фронта до значений, меньших скорости терагерцовых волн, и обеспечить тем самым возможность отражения волн от фронта, предложено использовать для ионизации лазерные импульсы со скошенным фронтом интенсивности. Путем изменения угла скоса импульса можно управлять скоростью фронта и, как результат, пространственно-временными характеристиками отраженного терагерцового импульса. Эффективность предложенного подхода продемонстрирована с помощью численного моделирования на примере фронта трехфотонной ионизации, создаваемого импульсами титан-сапфирового лазера с углом скоса $\sim 40^\circ$ и интенсивностью $\sim 50 - 100$ ГВт/см² в кристалле ZnS. Показано, что при отражении от такого фронта терагерцовый импульс может испытывать многократное сжатие и расширение спектра практически без изменения амплитуды.

Детектирование волновой формы терагерцового излучения путем его стробирования фемтосекундными лазерными импульсами представляет собой фактически обратный процесс по отношению к генерации терагерцового излучения. Как и для генерации, для детектирования используют два основных метода – стробирование с помощью фотопроводящих антенн и при нелинейном оптико-терагерцовом взаимодействии в электрооптических кристаллах. В последнем случае зондирующий лазерный импульс распространяется в кристалле вместе с терагерцовым импульсом и испытывает модуляцию поляризации из-за наведенной терагерцовым полем анизотропии (эффект Поக்கельса). Измеряя изменение поляризации с помощью эллипсометрической схемы как функцию временной задержки между лазерным и терагерцовым импульсами, можно поточечно снять зависимость терагерцового электрического поля от времени. Для эффективного детектирования, как и при генерации, требуется выполнение условия оптико-терагерцового синхронизма, что при коллинеарной схеме взаимодействия снова приводит к необходимости подбора кристалла под длину волны зондирующего лазерного излучения. Дополнительным недостатком здесь является искажение детектируемого сигнала из-за подчеркивания части терагерцового спектра в окрестности частоты синхронизма.

В работе [44] была предложена более гибкая неколлинеарная схема электрооптического детектирования. В этой схеме сильно сфокусированный лазерный пучок распространяется в электрооптическом кристалле под таким углом к слабо сфокусированному терагерцовому пучку, чтобы обеспечить синхронное распространение лазерного импульса и терагерцового волнового фронта в нормальном к фронту направлении. При этом лазерный импульс «скользит» по фронту (смещается вдоль него в тангенциальном направлении), накапливая изменение поляризации. Физически неколлинеарная схема детектирования представляет собой инвертированную схему излучения Черенкова, а угол неколлинеарности равен черенковскому углу.

В работе [44] неколлинеарная схема детектирования была реализована в кристалле LiNbO_3 при длине волны лазера 0,8 мкм. Из-за большого черенковского угла в LiNbO_3 ($\approx 63^\circ$) терагерцовое излучение вводилось в кристалл через его боковую поверхность с помощью кремниевой призмы. Позднее неколлинеарная схема была реализована в кристалле GaAs при длине волны лазера 1,55 мкм [45]. Благодаря значительно меньшему черенковскому углу в этом случае ($\approx 12^\circ - 15^\circ$) и терагерцовый, и лазерный пучки вводились в кристалл через его фронтальную грань – по нормали и наклонно соответственно. В недавней работе [46] неколлинеарная схема была реализована в кристалле LiNbO_3 в случае распространения лазерного импульса вдоль оптической оси кристалла, что обеспечивало подавление проявления сильной собственной анизотропии кристалла без использования дополнительных оптических элементов, как это было в работе [44].

Кроме возможности избавиться от необходимости подбора кристалла под длину волны лазера неколлинеарная схема дает также возможность использовать кристаллы большой (порядка сантиметра) толщины. Это позволяет выбирать для стробирования широкие (длительностью более 100 пс) временные окна без перекрытия основного электрооптического сигнала с эхо-сигналами, вызванными переотражениями в кристалле, и, как результат, достигать высокого спектрального разрешения детектирования – на уровне нескольких ГГц [45, 46].

Теория электрооптического детектирования терагерцовых волн развивалась в основном для стандартной геометрии коллинеарного распространения терагерцового и лазерного импульсов [47]. Для геометрии неколлинеарного распространения импульсов теория была разработана лишь применительно к неэллипсометрическому методу детектирования, основанному на модуляции интенсивности, а не поляризации, зондирующего лазерного пучка в условиях пространственного разделения вкладов от процессов генерации разностной и суммарной частот [48].

В диссертации (глава 4) впервые разработана теория эллипсометрического метода электрооптического детектирования терагерцовых волн для неколлинеарной геометрии. На основе развитого общего формализма проведен анализ практически важных случаев неколлинеарного детектирования терагерцовых волн импульсами волоконного лазера (с длиной волны 1,55 мкм) в кристалле GaAs и импульсами титан-сапфирового лазера (с длиной волны 0,8 мкм) в кристалле LiNbO₃.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является развитие нелинейно-оптических методов генерации, спектрально-временного преобразования и детектирования терагерцового излучения, основанных на неколлинеарном фазовом синхронизме между терагерцовыми волнами и ультракороткими лазерными импульсами в кристаллических средах.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

– теоретическое и экспериментальное исследование черенковской схемы генерации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами применительно к полупроводниковым кристаллам типа цинковой обманки;

– разработка и экспериментальная апробация оптико-терагерцовых конверторов на основе кристалла LiNbO₃ с полуконическими кремниевыми элементами, обеспечивающими эффективный вывод в свободное пространство и коллимацию терагерцового излучения за счет использования явления полного внутреннего отражения;

– исследование возможностей создания в кристаллах фронтов плазмообразования с регулируемой скоростью движения и большой (в сотни микрон) длиной распространения в условиях многофотонного поглощения скошенных лазерных импульсов и исследование спектрально-временной трансформации терагерцовых импульсов на таких фронтах;

– разработка теории эллипсометрического электрооптического стробирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами в режиме неколлинеарного фазового синхронизма;

Научная новизна работы

Научная новизна работы состоит в следующем.

1. Предложена и экспериментально продемонстрирована черенковская схема оптико-терагерцовой конверсии в слое полупроводникового кристалла, не требующая использования согласующих элементов для ввода излучения накачки в слой и вывода терагерцового излучения из слоя и обеспечивающая значительно большую эффективность конверсии по сравнению со стандартной коллинеарной схемой.

2. Разработаны и экспериментально продемонстрированы оптико-терагерцовые преобразователи с полуконическими кремниевыми элементами, обеспечивающими эффективный вывод черенковского конуса терагерцового излучения из кристалла LiNbO_3 в виде удобного для использования коллимированного пучка.

3. Предложен способ создания в кристаллах фронтов ионизации с регулируемой скоростью движения и большой (в сотни микрон) длиной распространения на основе многофотонного поглощения лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности. Впервые исследована трансформация терагерцового импульса при отражении от такого фронта.

4. Разработана теория эллипсометрического электрооптического стробирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами в режиме неколлинеарного фазового синхронизма.

Теоретическая и практическая значимость работы

Предложенная в диссертации эффективная и практически удобная схема генерации терагерцового излучения с накачкой слоя полупроводникового кристалла лазерными импульсами среднего ИК диапазона в условиях эффекта Брюстера и выводом половины черенковского клина терагерцовых волн из слоя по нормали может быть использована в качестве доступного источника терагерцового излучения.

Предложенные в диссертации высокоэффективные оптико-терагерцовые конверторы на основе кристалла LiNbO_3 с полуконическими кремниевыми элементами для вывода и коллимации терагерцового излучения перспективны для использования в терагерцовых спектрометрах с накачкой излучением оптических осцилляторов в широком диапазоне длин волн (0,8-1,55 мкм).

Предложенный в диссертации способ создания в кристаллах фронтов фотоионизации с регулируемой скоростью движения и длиной распространения в сотни микрон может быть использован для доплеровского преобразования терагерцовых импульсов с целью оптимизации их спектрально-временных характеристиками для конкретных приложений.

Разработанная в диссертации теория эллипсометрического электрооптического стробирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами в режиме неколлинеарного фазового синхронизма раскрывает преимущества и ограничения неколлинеарной схемы терагерцового детектирования и может быть использована на практике для оптимизации режима детектирования путем выбора кристалла-детектора, размера зондирующего оптического пучка и угла перекрытия терагерцового и оптического пучков.

Выносимые на защиту основные положения

1. Эффективная и практически удобная схема генерации терагерцового излучения может быть реализована при оптическом выпрямлении лазерных импульсов среднего ИК диапазона, например, с длиной волны 1,54 мкм, в слое полупроводникового кристалла типа цинковой обманки, например, GaP, толщиной в несколько

миллиметров. В этой схеме сфокусированный в линию лазерный пучок p -поляризации вводится в слой под углом Брюстера ($\sim 72^\circ$) и распространяется в слое под углом к нормали, равном углу черенковского синхронизма с терагерцовыми волнами ($\sim 19^\circ$). При этом половина генерируемого лазерным импульсом черенковского клина выходит из слоя по нормали в виде терагерцового пучка с плоским волновым фронтом.

2. Черенковский конус терагерцовых волн, генерируемый в тонком слое LiNbO_3 фемтосекундным лазерным импульсом, может быть эффективно выведен из слоя в свободное пространство в виде удобного для использования коллимированного пучка при помощи прикрепленного к слою кремниевого полуконуса с углом при вершине $\approx 24,5^\circ$ (или двух полуконусов – с каждой стороны слоя). Терагерцовое излучение испытывает полное внутреннее отражение от боковой поверхности полуконуса и выходит через его основание по нормали. В силу слабой оптической дисперсии в LiNbO_3 схема совместима со всеми распространенными лазерами – с длинами волн 0,8, 1,06 и 1,55 мкм.

3. Эффективными доплеровскими преобразователями терагерцовых импульсов могут служить фронты ионизации с регулируемой скоростью движения и длиной распространения в сотни микрон, создаваемые в кристаллах при многофотонном поглощении лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности, например, при трехфотонном поглощении импульсов титан-сапфирового лазера с углом скоса $\sim 40^\circ$ и интенсивностью $\sim 50 - 100 \text{ ГВт/см}^2$ в кристалле ZnS . Изменение угла скоса импульса позволяет управлять скоростью фронта и, как результат, спектрально-временными характеристиками отраженного от фронта терагерцового импульса.

4. Неколлинеарная схема электрооптического стробирования терагерцовых волн фемтосекундными лазерными импульсами имеет свойства фильтра нижних частот с частотой отсечки, определяемой шириной лазерного пучка и углом пересечения терагерцового и лазерного пучков в режиме черенковского синхронизма. При использовании полупроводниковых кристаллов (GaAs , GaP) и лазера с длиной

волны 1,55 мкм малость угла синхронизма ($\sim 12^\circ - 15^\circ$) обеспечивает детектирование частот до ~ 3 ТГц. В кристалле LiNbO_3 с углом синхронизма $\sim 63^\circ$ частоты ограничены ~ 2 ТГц.

Методология и методы исследования

В главах 1 и 2 использовались экспериментальные установки, основанные на апробированной методологии терагерцовой спектроскопии во временной области (THz-TDS). Лазерный пучок делился на два – пучок накачки для генерации терагерцового излучения и зондирующий пучок для детектирования терагерцового излучения методом электрооптического стробирования. В качестве источников оптического излучения использовались фемтосекундные осцилляторы – волоконный эрбиевый лазер C-Fiber (Menlo Systems, Германия) с длиной волны 1,55 мкм и титан-сапфировый лазер Tsunami (Spectra-Physics, США) с длиной волны 0,8 мкм, а также иттербиевая лазерная система с усилителем TETA (Авеста, Россия) с длиной волны 1,03 мкм и оптический параметрический усилитель PARUS (Авеста, Россия). Длительность лазерных импульсов измерялась автокоррелятором Mini TRA (APE, Германия). Оптическая мощность контролировалась измерителем мощности PM100A (Thorlabs, США). Мощность терагерцового излучения измерялась ячейкой Голя GC-1D (Тидекс, Россия). Для измерения поперечных профилей оптического и терагерцового пучков использовались CCD-камера pco.pixelply usb (Excelitas PCO GmbH, Германия) и терагерцовая камера IRV-T0831C (NEC, США). Спектры измеренных терагерцовых волновых форм рассчитывались методом быстрого преобразования Фурье.

В главах 1 и 3 для численного моделирования волновых процессов применялся метод конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain method, FDTD). Программные коды были написаны на языке программирования MATLAB.

Теоретические исследования в главе 4 основаны на аналитическом решении волнового уравнения с нелинейным источником. При решении применялись ме-

тоды Фурье и медленно меняющихся амплитуд, а также параксиальное приближение. Расчет преобразования поляризации зондирующего оптического пучка на элементах эллипсометрической схемы проводился с использованием матриц Джонса.

Апробация результатов работы и публикации

Диссертационная работа выполнена на кафедре общей физики радиофизического факультета Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в 2020-2025 годах. По теме диссертации опубликовано 14 работ, в том числе 6 статей в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК [A1-A6], 1 патент на изобретение [A7] и 7 работ в сборниках трудов конференций [A8-A14].

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях: XIII Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 2025), 21st International Conference Laser Optics (ICLO 2024, Санкт-Петербург, 2024), XIII Международной конференции по фотонике и информационной оптике (Москва, 2024), 5-й Конференции с международным участием «Терагерцевое и микроволновое излучение: генерация, детектирование и приложения» (TERA-2023, Москва, 2023), VI International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2022, Москва, 2022), 9th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUSE-2021, Сендай, Япония, 2021), XXV Нижегородской сессии молодых учёных (Нижний Новгород, 2020).

Работа частично выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление «Физика высоких плотностей энергии»).

Достоверность результатов работы

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированных экспериментальных, теоретических и численных методов, согласо-

нием 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.

Личный вклад автора

Постановка задач и анализ полученных результатов проводились автором совместно с научным руководителем Бакуновым М.И. и другими соавторами опубликованных работ. Экспериментальные исследования в главах 1 и 2 проводились автором совместно с Шугуровым А.И., численные расчеты в главе 3 проводились автором лично, теоретические расчеты в главе 4 проводились автором совместно с научным руководителем Бакуновым М.И.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и списка публикаций по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 118 страниц, включая 32 рисунка, список литературы из 100 наименований и список публикаций по диссертации из 14 наименований.

Краткое содержание диссертации

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

Первая глава диссертации посвящена исследованию перспективности применения полупроводниковых кристаллов в качестве рабочей среды для черенковской схемы оптико-терагерцовой конверсии. Теоретические и экспериментальные исследования проведены на примере кристалла GaP с накачкой на длине волны 1,54 мкм.

В п. 1.1 предложена практически удобная схема терагерцовой генерации, в которой лазерный пучок накачки падает под углом Брюстера ($\approx 72^\circ$) на входную грань кристалла GaP с ориентацией $\langle 110 \rangle$ в плоскости, перпендикулярной оси [001] кристалла. Пучок сфокусирован в линию, перпендикулярную плоскости падения, и имеет p -поляризацию. Падение под углом Брюстера обеспечивает как максимальное прохождение пучка накачки в кристалл, так и его распространение в кристалле под углом к нормали, близком к углу черенковского синхронизма с терагерцовыми волнами ($\approx 19^\circ$). При этом половина генерируемого лазерным импульсом черенковского клина выходит из пластинки по нормали в виде удобного для использования терагерцового пучка с плоским волновым фронтом. Работоспособность схемы подтверждена численным моделированием методом FDTD. В расчетах учитывалось трехфотонное поглощение накачки.

В п. 1.2 дано описание экспериментальной установки и приведены полученные результаты. В качестве накачки в установке использовалось излучение оптического параметрического усилителя с длиной волны 1,54 мкм, длительностью импульсов 140 фс, частотой повторения 1 кГц и энергией импульса 15 мкДж. С помощью ячейки Голея получены зависимости эффективности оптико-терагерцовой конверсии от интенсивности накачки для кристаллов различной толщины. Максимальная эффективность составила $\sim 3 \times 10^{-5}$, что по крайней мере на порядок больше, чем для традиционной коллинеарной схемы конверсии. Измеренные методом электрооптического стробирования волновые формы терагерцового излучения имеют характерный для черенковского излучения вид биполярного импульса с шириной спектра $\sim 2,5$ ТГц.

В п. 1.3 сделаны выводы по первой главе.

Вторая глава посвящена разработке и экспериментальной апробации оптико-терагерцовых конверторов на основе кристалла LiNbO_3 , специализированных под накачку фемтосекундными оптическими осцилляторами за счет использования кремниевых полуконусов полного внутреннего отражения для вывода терагерцового излучения из кристалла.

В п. 2.1 проведен теоретический анализ и экспериментальное исследование возможностей использования оптико-терагерцового конвертора с кремниевыми призмами полного внутреннего отражения, разработанного ранее под накачку сфокусированного в линию излучения лазерного усилителя [21], для преобразования сфокусированного в пятно излучения оптического осциллятора. На основе рассмотрения хода терагерцовых лучей показано, что значительная часть генерируемого терагерцового излучения не может выйти из призм из-за полного внутреннего отражения на их выходных гранях, а вышедшая часть имеет вид расходящегося пучка. Неоптимальность работы призмленного конвертора в режиме сферической фокусировки накачки оценена экспериментально путем сравнения с известными результатами для режима цилиндрической фокусировки. Несмотря на неоптимальность работы конвертора продемонстрирована эффективность преобразования, в 6 раз превышающая эффективность распространенной коллинеарной схемы на основе кристалла ZnTe при одинаковой накачке.

В п. 2.2 предложена и экспериментально апробирована схема конвертора, состоящего из тонкого (в нашем эксперименте – толщиной 20 мкм) слоя кристалла LiNbO₃ на подложке из плавленого кварца и прикрепленного к слою с другой стороны кремниевого усеченного полуконуса, предназначенного для вывода терагерцового излучения из слоя в свободное пространство. Угол при вершине кремниевого полуконуса выбран таким ($\approx 24,5^\circ$), что полуконус черенковского излучения, выходящего в кремний из кристалла, испытывает полное внутреннее отражение от боковой поверхности кремниевого полуконуса и выходит через его основание в свободное пространство в виде параллельного пучка.

Теоретически и экспериментально показано, что поляризация терагерцового поля на выходе является преимущественно линейной: эллиптичность составляет $\sim 10\%$. Профиль выходного терагерцового пучка является серповидным с размерами $\sim 1 \text{ мм} \times 4 \text{ мм}$. Для фокусировки такого пучка предложено использовать комбинацию цилиндрического и сферического параболических зеркал (вместо обычно используемых двух сферических), что обеспечивает фокусировку в пятно субмиллиметрового размера.

При накачке конвертора титан-сапфировым осциллятором достигнута рекордная (для осцилляторов) эффективность конверсии 0,06%. Временная форма терагерцовых импульсов содержит несколько осцилляций, ширина спектра импульсов достигает 6 ТГц.

В п. 2.3 предложена и экспериментально апробирована схема конвертора с двусторонним выводом излучения из слоя кристалла LiNbO_3 через два кремниевых полуконуса, прикрепленных к слою с обеих сторон. Данная схема позволяет генерировать терагерцовые импульсы без интерференционного провала в спектре.

Экспериментально продемонстрирована эффективная работа конвертора при накачке фемтосекундными осцилляторами с различной длиной волны (титан-сапфировым лазером с длиной волны 800 нм и волоконным лазером с длиной волны 1,55 мкм).

В п. 2.4 сделаны выводы по второй главе.

Третья глава посвящена исследованию возможностей создания в кристаллах фронтов плазмообразования с регулируемой скоростью движения и большой (в сотни микрон) длиной распространения в условиях многофотонного поглощения скошенных лазерных импульсов, а также исследованию спектрально-временной трансформации терагерцовых импульсов при отражении от таких фронтов.

В п. 3.1 исследована динамика распространения фронта трехфотонной ионизации, создаваемого в кристалле ZnS импульсами титан-сапфирового лазера, с учетом истощения лазерного импульса. Установлено, что при пиковой интенсивности лазерного импульса на входе в кристалл $I_0 \sim 100 - 200 \text{ ГВт/см}^2$ он создает фронт ионизации, распространяющийся в кристалле на расстояние в несколько сотен микрометров и оставляющий за собой плазму с концентрацией свободных носителей заряда $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Скорость фронта определяется формулой $V = (c/n_g) \cos \alpha$, где c – скорость света, n_g – оптический групповой индекс, а α – угол скоса фронта интенсивности лазерного импульса по отношению к его фазовым фронтам. Чтобы фронт ионизации двигался медленнее терагерцовых волн (они могли отражаться от фронта), угол скоса должен удовлетворять условию $\alpha > 34^\circ$.

В п. 3.2 путем прямого численного интегрирования уравнений Максвелла методом FDTD проведено моделирование отражения терагерцового импульса от фронта ионизации в кристалле ZnS. Исследовано влияние параметров лазерного импульса (интенсивности, угла скоса) на временную форму и спектр отраженного терагерцового импульса. Определены оптимальные значения параметров: $I_0 \sim 100$ ГВт/см² и $\alpha > 40^\circ$.

В п. 3.3 сделаны выводы по третьей главе.

Четвертая глава посвящена разработке теории эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в условиях неколлинеарного распространения измеряемого терагерцового и зондирующего лазерного импульсов в электрооптическом кристалле. Теория аналитически описывает модуляцию поляризации фемтосекундного зондирующего импульса как результат его нелинейного взаимодействия с терагерцовым полем.

В п. 4.1 сформулирована теоретическая модель процесса электрооптического детектирования и развит формализм, позволяющий рассчитывать выходной сигнал эллипсометрической схемы. Зондирующий лазерный пучок считается осесимметричным с гауссовым поперечным профилем, терагерцовый пучок имеет равномерное распределение поля по ширине и наклонен по отношению к зондирующему пучку. На входе поляризация зондирующего пучка совпадает с поляризацией терагерцового, на выходе в результате нелинейного оптико-терагерцового взаимодействия у зондирующего пучка появляется ортогональная компонента. В результате решения волнового уравнения с нелинейным источником для ортогональной компоненты и последующего применения матриц Джонса для описания преобразования поляризации зондирующего пучка в оптических элементах получено выражение для выходного сигнала детектирующей схемы.

Исходя из полученного выражения, установлено, что неколлинеарная схема детектирования имеет свойства фильтра нижних частот с частотой отсечки, определяемой шириной лазерного пучка и углом пересечения терагерцового и лазерного пучков в режиме черенковского синхронизма.

В п. 4.2 на основе развитого общего формализма проведен анализ практически важных случаев неколлинеарного детектирования терагерцовых волн импульсами волоконного лазера (с длиной волны 1,55 мкм) в кристалле GaAs и импульсами титан-сапфирового лазера (с длиной волны 0,8 мкм) в кристалле LiNbO₃. Установлено влияние длины оптико-терагерцового взаимодействия и радиуса оптического пучка на частоту отсечки детектирования и на форму выходного сигнала. Указаны оптимальные значения параметров для эффективного детектирования. Показано влияние дисперсии на спектр выходного сигнала.

В п. 4.3 сделаны выводы по третьей главе.

В заключении представлены основные результаты диссертации.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за постановку задач, ценные советы и замечания в ходе проведения исследований и обсуждений результатов, а также за помощь и постоянную поддержку, оказанные при подготовке диссертации.

Автор выражает благодарность коллегам и соавторам научных публикаций, в частности Шугурову Александру Ивановичу и Бодрову Сергею Борисовичу за помощь в проведении экспериментов и участие в обсуждении результатов по первой и второй главам. Также автор благодарит весь профессорско-преподавательский и учебно-вспомогательный персонал кафедры общей физики радиофизического факультета ННГУ за помощь, поддержку и ценные советы по научной работе.

Глава 1. Черенковская генерация терагерцового излучения при оптическом выпрямлении импульсов параметрического усилителя в слое GaP

Глава посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию перспектив использования полупроводниковых кристаллов для целей генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления ультракоротких лазерных импульсов в режиме неколлинеарного (черенковского) оптико-терагерцового синхронизма. Исследования проводятся на примере кристалла фосфида галлия (GaP), накачиваемого фемтосекундными импульсами оптического параметрического усилителя с длиной волны 1,54 мкм. Использование более длинноволновой накачки, чем распространенные титан-сапфировые и иттербиевые лазеры, позволяет подавить двухфотонное поглощение в полупроводнике – основной фактор, ограничивающий интенсивность накачки и, как следствие, эффективность оптико-терагерцовой конверсии [11, 26, 27]. Возникающее на таких длинах волн рассогласование групповой скорости импульса накачки с фазовой скоростью генерируемых терагерцовых волн невелико: угол черенковского синхронизма составляет $\approx 19^\circ$ в GaP при накачке на 1,54 мкм, вместо $\approx 63^\circ$ в широко используемом диэлектрике LiNbO_3 [11]. Кроме того, поглощение на терагерцовых частотах в полупроводниках гораздо меньше, чем в LiNbO_3 ($< 2 \text{ см}^{-1}$ в GaP на частоте 1 ТГц [50]). Все это позволяет использовать для терагерцовой генерации обычные объемные кристаллы. Ниже предложена, теоретически исследована и экспериментально апробирована практически удобная схема генерации, в которой сфокусированный цилиндрической линзой пучок накачки вводится в кристалл GaP под углом Брюстера, распространяется в кристалле под черенковским углом к нормали и генерирует черенковский клин терагерцовых волн так, что его половина выходит из кристалла по нормали к выходной грани. Схема позволяет использовать импульсы накачки с энергией до десятков микроджоулей.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A5, A10].

1.1. Схема генерации и численное моделирование

Схема генерации представлена на рис. 1.1. В этой схеме лазерный пучок накачки с помощью цилиндрической линзы фокусируется в плоскости чертежа в линию и наклонно падает на $\langle 110 \rangle$ -грань полупроводникового кристалла с решеткой типа цинковой обманки (например, кристалла GaP). Плоскость падения ортогональна кристаллографической оси $[001]$, а вектор оптического электрического поля \mathbf{E}_{opt} лежит в плоскости падения (p -поляризация). Такая поляризация накачки хотя и приводит к несколько меньшей (на $\approx 15\%$) эффективности генерации терагерцового излучения по сравнению с оптимальной ориентацией вектора \mathbf{E}_{opt} под углом $\approx 55^\circ$ к оси $[001]$ [51], но более удобна для практического использования [52]. Угол падения θ_0 пучка накачки выбирается таким, чтобы угол преломления равнялся черенковскому углу θ_{Ch} , определяемому выражением $\cos \theta_{\text{Ch}} = n_g/n_{\text{THz}}$, где n_g – оптический групповой индекс, а n_{THz} – показатель преломления терагерцовых волн. Подставляя значения $n_{\text{THz}} = 3,34$ и $n_g = 3,16$ (на оптической длине волны 1,54 мкм) для кристалла GaP [53, 54], получаем $\theta_{\text{Ch}} \approx 19^\circ$. Используя закон Снелля $\sin \theta_0 = n_{\text{opt}} \sin \theta_{\text{Ch}}$ с оптическим показателем преломления $n_{\text{opt}} = 3,05$ [54, 55], находим, что углу преломления $\theta_{\text{Ch}} \approx 19^\circ$ соответствует угол падения $\theta_0 \approx 80^\circ$. На практике выгодно взять угол падения равным углу Брюстера $\theta_B \approx 72^\circ$, что позволяет полностью устранить френелевские потери на входной границе кристалла. При этом угол преломления существенно не изменяется: составляет $\approx 18^\circ$, вместо оптимального значения $\approx 19^\circ$.

В предложенной схеме (рис. 1.1) лазерный импульс накачки генерирует в кристалле терагерцовое излучение в виде черенковского клина, поперечный размер которого нарастает линейно в зависимости от пройденного лазерным импульсом расстояния. Половина клина падает по нормали на выходную границу кристалла и выходит в свободное пространство (вторая половина остается запертой в кристалле из-за полного внутреннего отражения на границах). Поляризация генерируемого терагерцового излучения параллельна кристаллографической оси $[001]$ [51, 52].

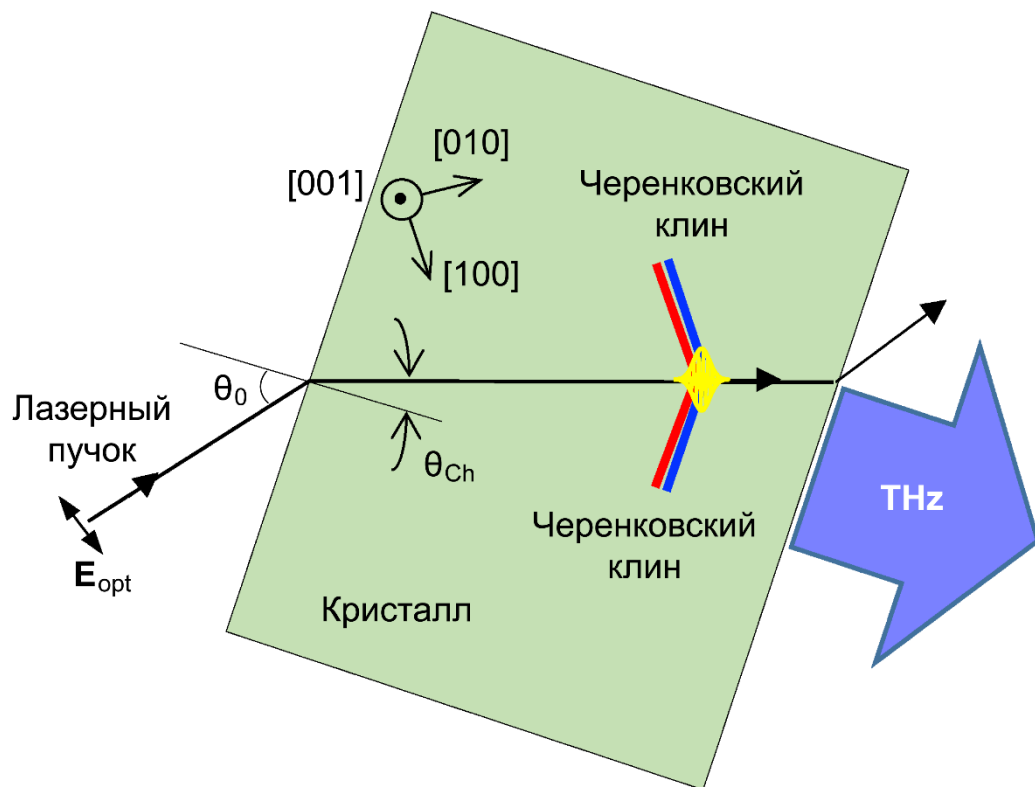


Рис. 1.1. Черенковская схема генерации терагерцового излучения в полупроводниковом кристалле типа цинковой обманки (например, GaP) с ориентацией осей $\langle 110 \rangle$.

Для моделирования процесса оптико-терагерцовой конверсии в предложенной схеме было проведено прямое численное интегрирование уравнений Максвелла с нелинейной поляризацией вида [56]

$$P_y^{\text{NL}}(x, z, t) = 0,8I_0d_{14}\frac{1}{cn_{\text{opt}}}f(\xi)g(x)D(x, z, \xi) \quad (1.1)$$

в качестве источника. В выражении (1.1) y – координата в направлении оси [001], z и x – координаты в плоскости рис. 1.1 вдоль и поперек пучка накачки внутри кристалла соответственно, I_0 – пиковая оптическая интенсивность в кристалле, $d_{14} = 24,8$ пм/В – нелинейный оптический коэффициент GaP [53], $f(\xi) = \exp(-\xi^2/\tau^2)$ – временная огибающая оптической интенсивности ($\xi = t - zn_g/c$, c – скорость света в вакууме), $g(x) = \exp(-x^2/a^2)$ – поперечный профиль пучка накачки и $D(x, z, \xi) = 1/\sqrt{1 + 2z\beta_3[I_0f(\xi)g(x)]^2}$ – фактор, учитывающий истощение накачки, с коэффициентом трёхфотонного поглощения $\beta_3 = 4,2 \times 10^{-2}$ см³/ГВт² [11, 57, 58]. Коэффициент 0,8 появляется в выражении (1.1) из формулы $2 \cos(45^\circ + 18^\circ) \cos(45^\circ - 18^\circ) \approx 0,8$ вследствие проектирования оптического электрического поля на кристаллографические оси [100] и [010] [51]. Параметры лазерного импульса, определяемые как полная ширина на полувысоте (FWHM), были взяты соответствующими нашим экспериментальным условиям (см. раздел 1.2): $a_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} a = 50$ мкм и $\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} \tau = 140$ фс, Расчеты проводились методом конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain method, FDTD) с помощью специально разработанного двумерного кода.

На рис. 1.2 показан процесс генерации черенковского излучения и его выхода из кристалла. В кристалле поле излучения включает в себя черенковский клин с вершиной на движущемся лазерном импульсе и слабую цилиндрическую волну, представляющую собой переходное излучение, генерируемое на передней грани кристалла. Распределение электрического поля поперёк черенковского клина представляет собой два смежных импульса противоположной полярности, что соответствует теоретическим предсказаниям для кристаллов с пренебрежимо малой терагерцовой дисперсией [59]. Размер черенковского клина увеличивается с пройден-

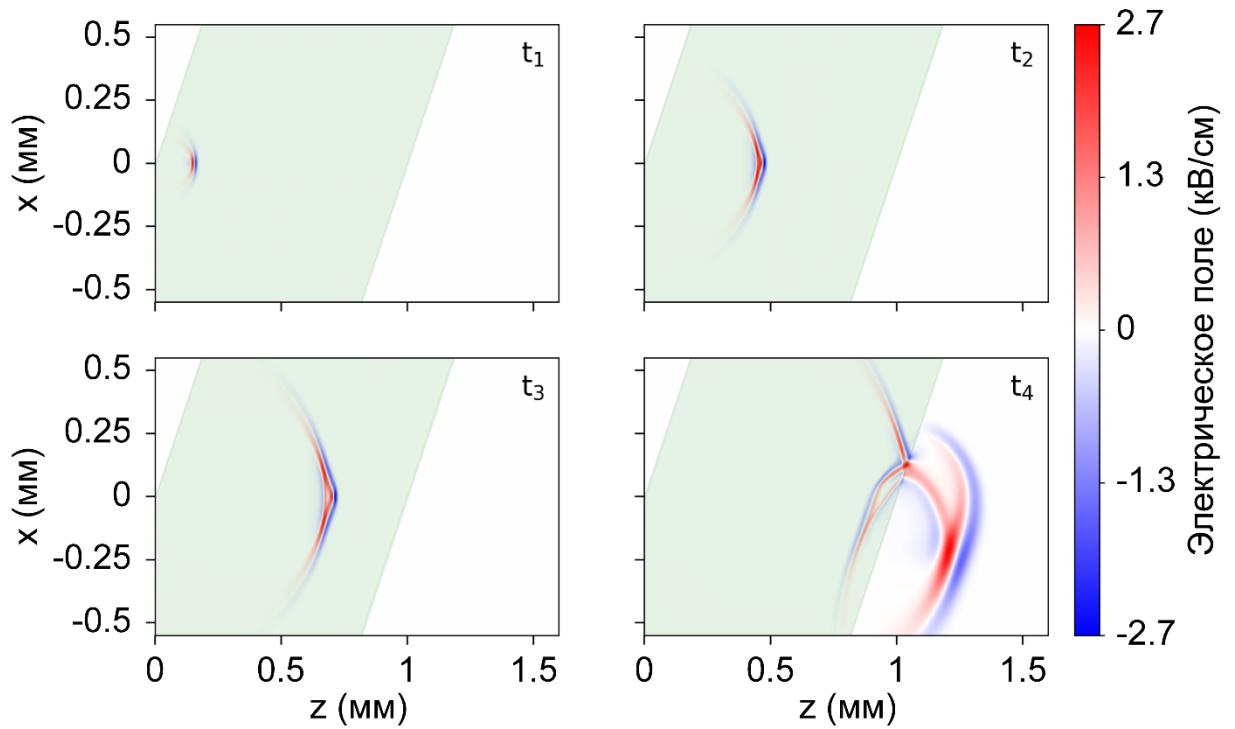


Рис. 1.2. Моментальные снимки терагерцового электрического поля в четыре последовательных момента времени ($t_1 < t_2 < t_3 < t_4$) в кристалле GaP (заштрихованная область) толщиной 1 мм при $I_0 = 7$ ГВт/см².

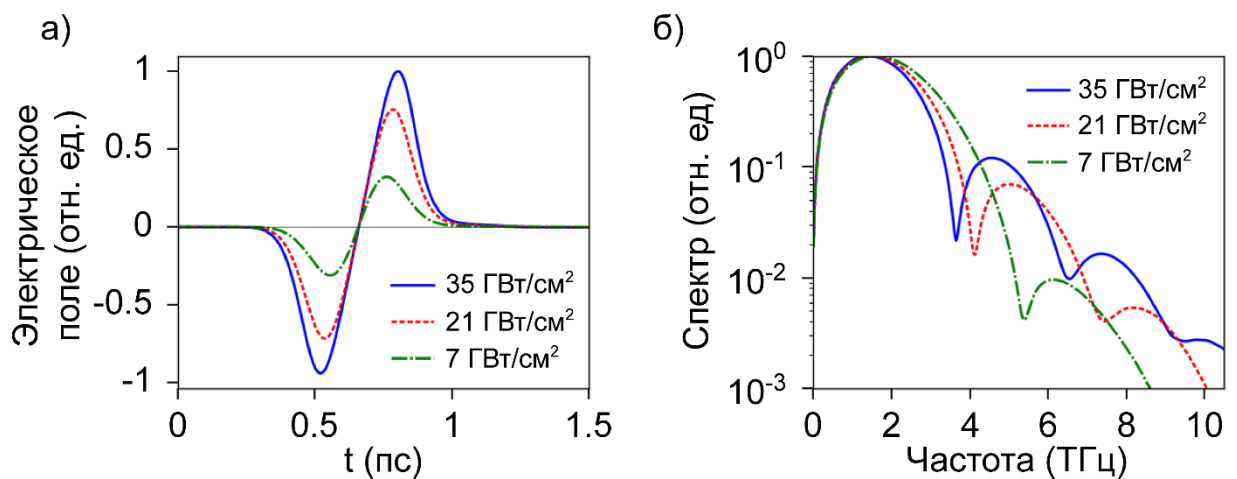


Рис. 1.3. а) Усредненные терагерцовые временные формы и б) их спектры при различных значениях I_0 . Толщина кристалла равна 1 мм.

ным расстоянием (моменты времени t_1 , t_2 и t_3 на рис. 1.2). Одна половина клина выходит в свободное пространство по нормали через заднюю грань кристалла, тогда как другая половина полностью отражается обратно в кристалл (момент времени t_4). В свободном пространстве также можно видеть переходное излучение, расходящееся от точки пересечения лазерным импульсом задней грани кристалла (момент времени t_4).

С целью моделирования фокусировки выходного терагерцового пучка внеосевым параболическим зеркалом была вычислена временная форма терагерцового поля в 85 точках в свободном пространстве вблизи задней грани кристалла и выполнено усреднение этих временных форм. Результат представлен на рис. 1.3а для различных интенсивностей накачки. Усредненные волновые формы представляют собой биполярные импульсы, что соответствует распределению поля поперёк черенковского клина (рис. 1.2). Амплитуда импульса линейно зависит от интенсивности накачки при ее возрастании от 7 до 21 ГВт/см², что характерно для нелинейного процесса второго порядка. Однако при дальнейшем увеличении оптической интенсивности – примерно в 1,7 раза (от 21 до 35 ГВт/см²) – амплитуда увеличивается только примерно в 1,3 раза, что говорит о начале насыщения эффективности оптико-терагерцовой конверсии. Насыщение можно объяснить истощением импульса накачки из-за трехфотонного поглощения. Терагерцовый спектр несколько сужается с ростом интенсивности накачки (рис. 1.3б). Это можно объяснить уплощением вершины импульса накачки вследствие трехфотонного поглощения и соответствующим увеличением длительности импульса.

1.2. Экспериментальная установка и анализ экспериментальных результатов

На рис. 1.4 изображена схема экспериментальной установки. Для генерации терагерцового излучения в эксперименте использовались кристаллы GaP ориентации $\langle 110 \rangle$ различной толщины: 1, 3 и 5 мм. Для накачки использовалось излучение оптического параметрического усилителя (ОПА) с центральной длиной волны 1,54 мкм, длительностью импульса 140 фс, частотой повторения импульсов 1 кГц и энергией импульса до 15 мкДж. Параметрический усилитель в свою очередь нака-

чивался усиленной итербиевой лазерной системой (ТЕТА, Avesta) с соответствующими параметрами 1,03 мкм, 270 фс, 1 кГц и 1 мДж. Пучок излучения от ОРА шириной 2 мм (FWHM) фокусировался цилиндрической линзой (с фокусным расстоянием 5 см) в линию шириной 16 мкм (размер в плоскости рис. 1.4) и высотой 1,7 мм (размер в направлении, ортогональном плоскости рис. 1.4). Вследствие большой разницы в углах падения ($\approx 72^\circ$, угол Брюстера) и преломления ($\approx 18^\circ$) ширина пучка накачки внутри кристалла возрастала в $\cos 18^\circ / \cos 72^\circ \approx 3,1$ раза. Таким образом, поперечные размеры пучка накачки в кристалле составляли 50 мкм \times 1,7 мм. Поскольку длина терагерцовых волн в кристалле уменьшена по сравнению с вакуумом в $n_{\text{THz}} = 3,34$, т.е. равна 90 мкм на частоте 1 ТГц, геометрия возбуждения близка к двумерной и обеспечивает генерацию черенковского клина терагерцовых волн с плоскими волновыми фронтами. Генерируемое терагерцовое излучение собиралось и фокусировалось двумя внеосевыми параболическими зеркалами (с фокусным расстоянием 5 см) на кристалл-детектор. Расстояние между двумя зеркалами было сделано минимально возможным, чтобы уменьшить поглощение терагерцового излучения парами воды и дифракционные потери.

Для измерения временной формы терагерцового импульса использовалась стандартная схема электрооптического стробирования с кристаллом-детектором GaAs толщиной 1 мм, линией задержки, четвертьволновой пластинкой, призмой Волластона и двумя фотодиодами. Небольшая часть излучения от ОРА использовалась в качестве зондирующего пучка в детектирующем плече экспериментальной установки. Поляризация зондирующего импульса была параллельна оси [001] кристалла-детектора (направление в плоскости рис. 1.4) и перпендикулярная поляризации измеряемого терагерцового поля. Терагерцовая мощность измерялась с помощью ячейки Голея, которая ставилась на место кристалла-детектора. Рассеянное оптическое излучение экранировалось с помощью черной полиэтиленовой пленки.

На рис. 1.5 представлены графики зависимости эффективности оптико-терагерцовой конверсии (т.е. отношения энергии терагерцового импульса к энергии оптического импульса накачки) от энергии импульса накачки для различных толщин

кристалла-генератора GaP. Для всех толщин эффективность вначале растёт линейно с увеличением энергии накачки и затем начинает выходить на насыщение. Линейный рост эффективности соответствует второму порядку процесса нелинейно-оптического выпрямления. Наклон линейного участка кривых круче для более толстых кристаллов. Это объясняется тем, что размер черенковского клина пропорционален длине генерации терагерцового излучения в кристалле, а эта длина в режиме малой энергии накачки ограничена только толщиной кристалла. Пропорциональность наклона линейного участка толщине кристалла выполняется достаточно хорошо для кристаллов толщиной 3 и 5 мм. Для кристалла толщиной 1 мм наклон больше, чем можно было ожидать из сравнения с двумя другими кривыми. Это можно объяснить существенным вкладом переходного излучения, генерируемого на выходной грани кристалла (рис. 1.2), в энергию терагерцового излучения в тонком кристалле, где размер черенковского клина мал (рис. 1.2). Насыщение связано в основном с трехфотонным поглощением лазерного излучения. Максимальная эффективность $\sim 3 \times 10^{-5}$ на рис. 1.5 значительно превышает эффективность стандартной коллинеарной схемы генерации для той же накачки. На самом деле, после изменения экспериментальной установки на коллинеарную схему, нам не удалось зарегистрировать терагерцовый сигнал с помощью ячейки Голея. С учётом чувствительности ячейки Голея это означает, что эффективность по крайней мере в несколько десятков раз ниже, чем $\sim 10^{-5}$. С помощью метода электрооптического стробирования ранее было получено примерно на порядок более низкое значение эффективности ($\sim 10^{-6}$) для коллинеарной схемы с кристаллом GaP толщиной 2 мм при сопоставимой интенсивности накачки [60].

На рис. 1.6 представлены экспериментальные волновые формы терагерцовых импульсов (измеренные как относительная разность сигналов от двух фотодиодов $\Delta I/I$, рис. 1.4) и их спектры для двух толщин кристалла GaP при различной энергии накачки. Для кристалла толщиной 1 мм (рис. 1.6а, б) ширина спектра и спектральный максимум хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями (рис. 1.3б). При этом, однако, экспериментальные волновые формы существенно отличаются

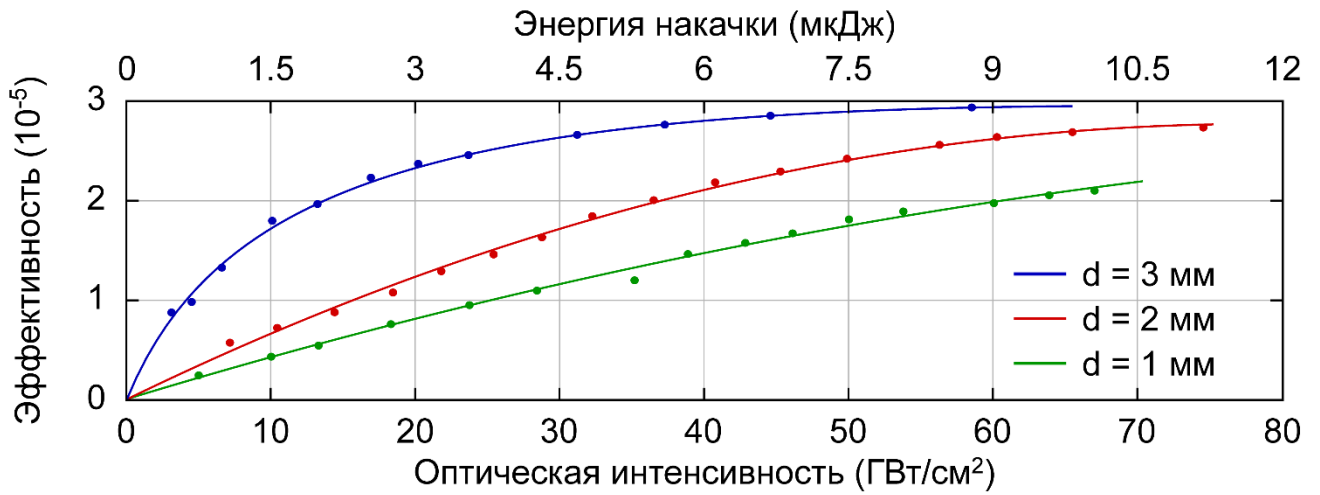


Рис. 1.5. Эффективность конверсии как функция энергии (пиковой интенсивности) импульса накачки для различных толщин кристалла GaP.

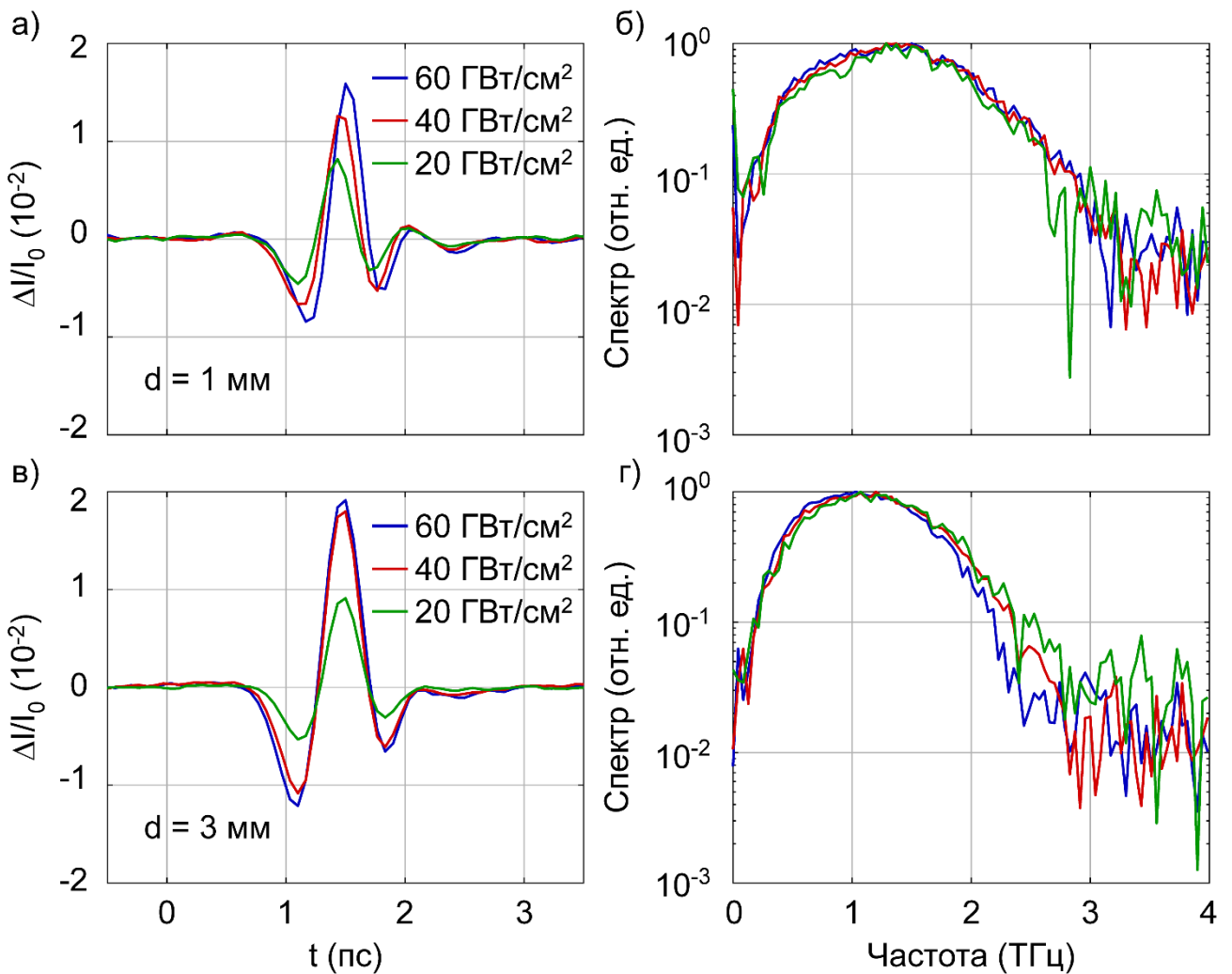


Рис. 1.6. а, в) Экспериментальные волновые формы терагерцовых импульсов и б, г) их спектры для кристалла GaP толщиной 1 мм (а, б) и 3 мм (в, г). В легенде указаны значения пиковой оптической интенсивности.

от расчетных (рис. 1.3а). Это можно объяснить эффектом фокусировки. Действительно, электрическое поле в фокусе пропорционально производной по времени от падающего поля [61]. С учетом этого обстоятельства согласие между экспериментальными (после фокусировки) волновыми формами (рис. 1.6а, б) и теоретическими (до фокусировки) (рис. 1.3а) становится хорошим.

Для кристалла толщиной 3 мм (рис. 1.6в, г) амплитуда сигнала больше, а ширина его спектра несколько меньше, чем для кристалла толщиной 1 мм. На рис. 1.6г наблюдается эффект сужения спектра с ростом энергии накачки, что соответствует предсказаниям численного моделирования (рис. 1.3б).

Для обоих кристаллов зависимость амплитуды электрооптического сигнала от энергии накачки хорошо согласуется с энергетическими измерениями с помощью ячейки Голея (рис. 1.5). Насыщение роста амплитуды на рис. 1.6а, б выражено сильнее для толстого кристалла, как и насыщение роста эффективности на рис. 1.5.

1.3. Выводы по главе 1

Таким образом, полупроводниковые электрооптические кристаллы со структурой типа цинковой обманки, в частности GaP, перспективны для практического использования в целях оптико-терагерцового преобразования фемтосекундных импульсов инфракрасного излучения (с длиной волны $\sim 1,5$ мкм) в режиме генерации черенковского излучения. При этом удобной является схема, в которой сфокусированный цилиндрической линзой в линию пучок накачки вводится в кристаллическую пластинку под углом Брюстера и распространяется в ней так, что половина генерируемого лазерным импульсом черенковского клина выходит из пластинки по нормали в виде терагерцового пучка с плоским волновым фронтом. Использование данной схемы позволяет достичь по крайней мере на порядок более высокой эффективности оптико-терагерцового преобразования ($\sim 3 \times 10^{-5}$) по сравнению со стандартной коллинеарной схемой преобразования. Дальнейшего повышения эффективности можно ожидать при использовании более длинноволновой накачки.

Глава 2. Оптико-терагерцовые конверторы импульсов фемтосекундных осцилляторов с коллимирующими элементами на основе явления полного внутреннего отражения

Глава посвящена разработке нелинейно-оптических оптико-терагерцовых конверторов черенковского типа, специализированных под накачку фемтосекундными оптическими осцилляторами. Специфика низкоэнергетической лазерной накачки состоит в необходимости сферической фокусировки пучка накачки в пятно (а не в линию, как при накачке усилителем), что приводит к генерации терагерцового излучения с коническим волновым фронтом. При этом возникает проблема вывода излучения из кристалла и его дальнейшей коллимации для практического использования. В разрабатываемых в данной главе конверторах данная проблема решается за счет использования коллимирующих элементов нового типа – кремниевых полуконусов, обеспечивающих полное внутреннее отражение черенковского излучения от боковой поверхности полуконуса и формирование за счет этого коллимированного пучка с плоским волновым фронтом. Предложены и экспериментально исследованы два варианта дизайна конверторов – с односторонним выводом терагерцового излучения из кристаллической пластинки через один полуконус и с двусторонним выводом через полуконусы, прикрепленные к каждой стороне пластинки. Конверторы апробированы при накачке лазерами различной длины волны – титан-сапфировым с длиной волны 0,8 мкм и волоконным эрбиевым с длиной волны 1,55 мкм. Проведены измерения эффективности конверсии и спектрально-временных характеристик генерируемого излучения.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A1-A3, A7-A9].

2.1. Анализ работы конвертора с призмными коллимирующими элементами в режиме накачки осциллятором

Прежде всего проведем анализ возможностей использования призмного оптико-терагерцового конвертора, разработанного ранее под накачку импульсами оптического усилителя [21], для преобразования импульсов оптического осциллятора. Устройство конвертора показано на рис. 2.1а. Конвертор состоит из тонкого (толщиной в несколько десятков микрон) слоя кристалла LiNbO_3 , помещенного между двумя призмами из высокоомного кремния. При накачке лазерным усилителем оптический пучок фокусируется цилиндрической линзой в линию (не показана на рис. 2.1а), параллельную плоскости кристаллического слоя. Движущийся в кристалле с групповой скоростью лазерный импульс с поляризацией оптического поля (\mathbf{E}^{opt}) вдоль c -оси кристалла индуцирует в нем нитевидную нелинейную поляризацию (\mathbf{P}^{NL}), которая в свою очередь генерирует терагерцовое черенковское излучение, выходящее из слоя в кремниевые призмы в виде клина. Плоские волновые фронты излучения (границы клина) распространяются в кремнии под черенковским углом θ_{Ch} , определяемом формулой $\cos \theta_{\text{Ch}} = n_g/n_{\text{Si}}$, где n_g – оптический групповой индекс ниобата лития, а n_{Si} – терагерцовый показатель преломления кремния. При $n_g = 2,24$ [62] на длине волны накачки $\approx 0,8$ мкм и $n_{\text{Si}} = 3,418$ [63] черенковский угол равен $\theta_{\text{Ch}} \approx 49^\circ$. Угол при вершине призмы выбирается равным $\theta_{\text{Ch}}/2 = 24,5^\circ$ (рис. 2.1а), так чтобы терагерцовые лучи испытывали полное внутреннее отражение на гипотенузах призм и выходили из призм в виде параллельного пучка, перпендикулярного выходным катетам призм.

При накачке оптическим осциллятором пучок накачки фокусируется сферической линзой в пятно, а не в линию, вследствие чего лазерный импульс генерирует терагерцовое излучение в виде черенковского конуса, а не клина. При этом кремниевые призмы обеспечивают описанную выше коллимацию только для терагерцовых лучей, находящихся в плоскости, ортогональной c -оси (рис. 2.1а). Для других частей черенковского конуса коллимация нарушается и соответствующие лучи

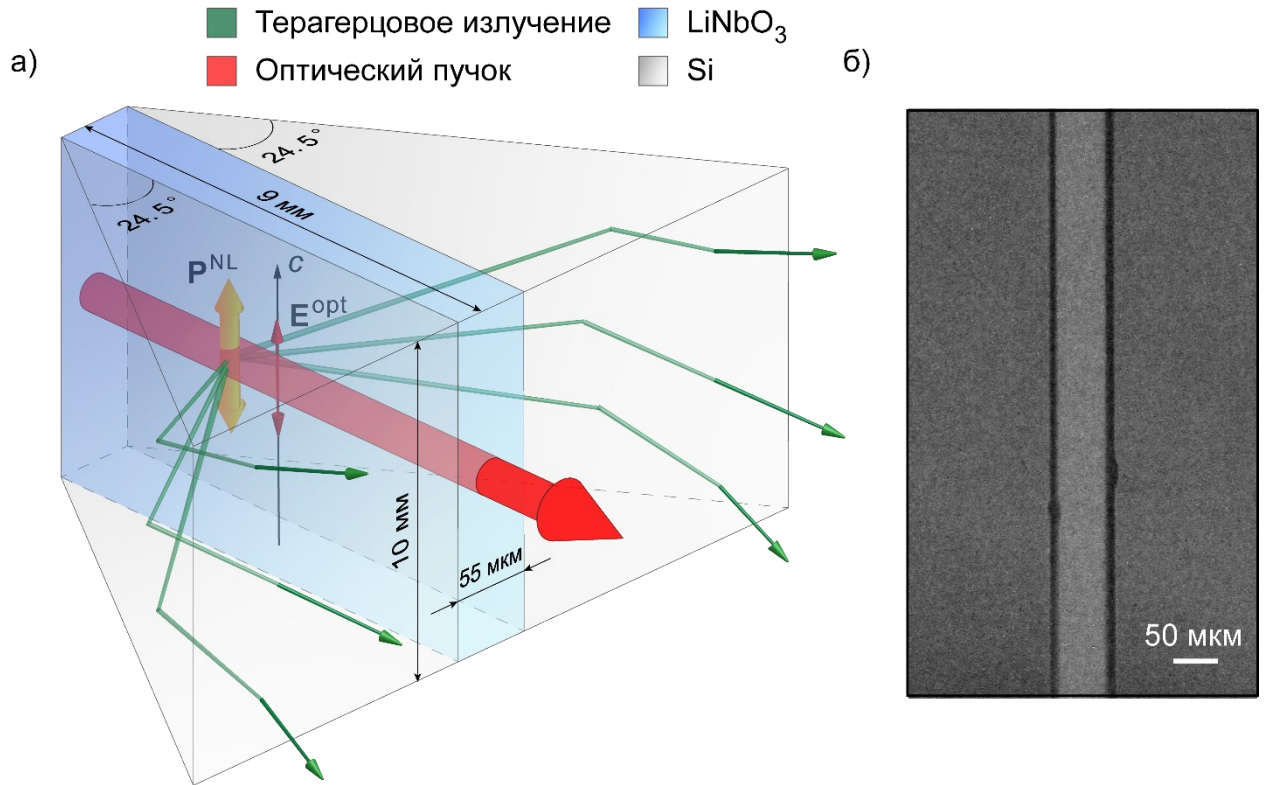


Рис. 2.1. а) Оптико-терагерцовый конвертор, состоящий из слоя LiNbO₃ и двух кремниевых призм полного внутреннего отражения, в режиме накачки сферически сфокусированным лазерным пучком. б) Микрофотография входной поверхности преобразователя.

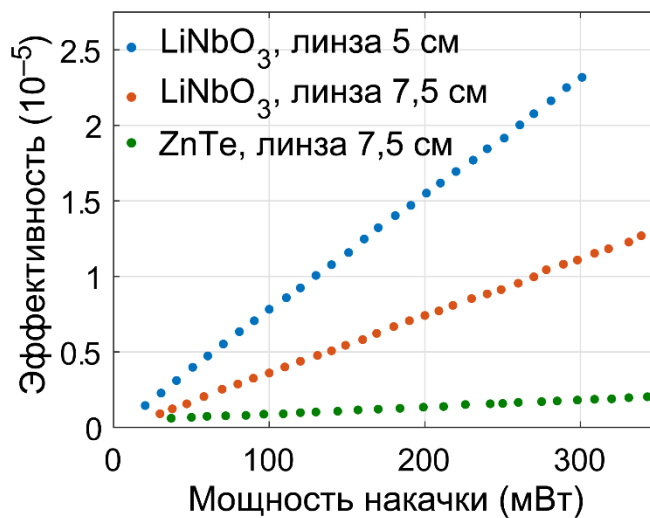


Рис. 2.2. Эффективность преобразования в зависимости от мощности накачки для двупризменного конвертора и кристалла ZnTe.

после полного отражения падают на выходные грани призм наклонно. Из-за полного внутреннего отражения от выходных граней призм выйти в свободное пространство могут только те лучи, угол падения которых на выходную грань не превышает 17° . Таким образом, часть терагерцового излучения остается запертой в призмах. Кроме того, излучение, наклонно падающее на выходные грани призм под углами $< 17^\circ$, испытывает сильное преломление и выходит в свободное пространство в виде сильно расходящегося пучка. С другой стороны, известно, что распределение терагерцового поля по черенковскому конусу неоднородно [30, 64]: направленная вдоль c -оси нелинейная поляризация излучает в основном под умеренными углами к направлению, ортогональному c -оси. В принципе, это позволяет надеяться на возможность достижения неплохой эффективности оптико-терагерцового преобразования излучения оптических осцилляторов при приемлемом качестве терагерцового пучка.

Исследования проводились на конвертере со слоем LiNbO_3 толщиной 55 мкм, шириной 1 см и длиной 9 мм (рис. 2.1а), прикрепленном к призмам слоями клея толщиной около 6-8 мкм. Микрофотография входной грани структуры $\text{Si-LiNbO}_3\text{-Si}$ показана на рис. 2.1б. Наличие клеевых слоев на границах $\text{LiNbO}_3\text{-Si}$, с одной стороны, выгодно для предотвращения проникновения излучения оптической накачки в Si и образования свободных носителей, поглощающих терагерцовое излучение. Действительно, оптический показатель преломления клея ($\approx 1,46$) ниже, чем у LiNbO_3 ($\approx 2,18$), и, следовательно, слой LiNbO_3 работает как диэлектрический волновод для излучения накачки. С другой стороны, клеевые слои должны быть достаточно тонкими, чтобы уменьшить эффект полного внутреннего отражения терагерцового излучения от границы $\text{LiNbO}_3\text{-клей}$. Длина затухания (по интенсивности) терагерцового излучения в клеевом слое определяется формулой $D = \lambda_{\text{THz}} / \left(4\pi \sqrt{n_g^2 - n_a^2} \right)$ [65], где λ_{THz} – терагерцовая длина волны (в вакууме), n_g – оптический групповой индекс в кристалле LiNbO_3 и n_a – терагерцовый показатель преломления клея. Для титан-сапфирового лазера ($\lambda = 0,8$ мкм) $n_g = 2,24$, а $n_a = 1,64$ был измерен нами методом терагерцовой спектроскопии во временной

области (THz-TDS). При этих параметрах длина затухания оценивается как $D \approx 15$ мкм при $\lambda_{\text{THz}} = 300$ мкм (частоте 1 ТГц) и только ≈ 5 мкм при $\lambda_{\text{THz}} = 100$ мкм (частоте 3 ТГц). Таким образом, толщина слоев клея является существенным фактором, ограничивающим ширину спектра генерации.

На рис. 2.2 представлена зависимость эффективности оптико-терагерцового преобразования от мощности оптической накачки, в качестве которой использовалось излучение титан-сапфирового лазера (Tsunami, Spectra-Physics), для исследуемого конвертора и (для сравнения) кристалла ZnTe. Мощность терагерцового излучения измерялась с помощью ячейки Голея. При накачке одинаково сфокусированными (линзой с фокусным расстоянием 7,5 см) пучками отличие в эффективности достигает 6 раз при мощности накачки 350 мВт: $1,3 \times 10^{-5}$ и 2×10^{-6} . К тому же из-за более высокой лучевой стойкости LiNbO₃, чем ZnTe, для накачки конвертора можно использовать более остро сфокусированные (линзой с фокусным расстоянием 5 см) пучки, что увеличивает преимущество конвертора по сравнению с коллинеарной схемой в ZnTe до 10 раз: максимальная эффективность на рис. 2.2 достигает $\approx 2,3 \times 10^{-5}$ при мощности накачки 300 мВт (энергии лазерного импульса 3,75 нДж).

Интересно сравнить эффективность работы конвертора в режимах сферической и цилиндрической фокусировки пучка накачки. В работе [21] в режиме цилиндрической фокусировки эффективность $2,2 \times 10^{-3}$ достигалась при энергии импульса накачки на единицу длины фокальной линии 40 мДж/см (см. рис. 5 в [21]). Соответствующий оптический флюенс можно рассчитать, используя ширину фокальной линии (≈ 25 мкм [21]), что дает 15 мДж/см². Поскольку насыщение при таких значениях флюенса не проявляется (см. [21]), эффективность можно считать пропорциональной флюенсу. Следовательно, для флюенса 0,5 мДж/см², который соответствует условиям нашего эксперимента при мощности накачки 300 мВт и фокусном расстоянии линзы 5 см, получаем эффективность $\approx 7 \times 10^{-5}$, что примерно в 3 раза больше, чем эффективность $\approx 2,3 \times 10^{-5}$ на рис. 2.2. Это объясняется несоответствием геометрии призматических согласующих элементов конвертора геометрии конического волнового фронта черенковского излучения.

Призмный конвертор был также протестирован на волоконном эрбиевом лазере (C-Fiber, Menlo Systems). В эксперименте пучок накачки с энергией импульса 2,15 нДж фокусировался на входную грань кристалла в пятно диаметром 27 мкм. Ввиду сильной расходимости терагерцового пучка не удалось измерить терагерцовую мощность непосредственно на выходе из конвертора с помощью ячейки Голя. Измерения мощности были проведены после сбора излучения с помощью системы из двух параболических зеркал. Эффективность оптико-терагерцового преобразования составила $1,6 \times 10^{-6}$.

Перейдем теперь к рассмотрению оптико-терагерцовых конверторов, специализированных под накачку оптическими осцилляторами за счет использования полуконических (а не призмных) коллимирующих элементов.

2.2. Оптико-терагерцовый конвертор с односторонним выводом терагерцового излучения через полуконический элемент

Вначале рассмотрим асимметричный конвертор – с односторонним выводом терагерцового излучения из слоя ниобата лития через один полуконический элемент. Асимметричный дизайн упрощает изготовление конвертора и сбор терагерцового излучения с его выхода, а также позволяет изготавливать конверторы с более тонким слоем ниобата лития, что увеличивает ширину генерируемого спектра.

2.2.1. Устройство и принцип работы конвертора

Устройство конвертора и иллюстрация принципа его работы представлены на рис. 2.3. Преобразователь состоит из тонкого (толщиной 20 мкм) слоя кристалла LiNbO_3 (конгруэнтного, легированного 6 мол.% MgO), расположенного на кварцевой подложке, и полуконического согласующего элемента из высокоомного кремния. Эти три компонента соединены между собой слоями фотополимерного клея (60-L, Spectr) толщиной 2–3 мкм. Поскольку толщина клеевого слоя существенно меньше длины затухания терагерцового излучения при полном внутреннем отражении на границе LiNbO_3 – клей (~ 10 мкм [65]), влияние слоя на прохождение терагерцового излучения из LiNbO_3 в кремниевый полуконус пренебрежимо мало.

Сферически сфокусированный лазерный луч накачки распространяется в слое LiNbO_3 в качестве основной моды диэлектрического волновода (при длине волны титан-сапфирового лазера 0,8 мкм показатель преломления 2,18 у LiNbO_3 больше, чем 1,46 у клея). Кристаллографическая c -ось кристалла ориентирована в плоскости пластины и ортогональна оптическому пучку накачки, поляризация лазерного импульса (\mathbf{E}^{opt}) направлена вдоль c -оси. Такая конфигурация максимизирует как нелинейную поляризацию \mathbf{P}^{NL} , индуцируемую в кристалле за счет эффекта оптического выпрямления [66], так и эмиссию терагерцового черенковского излучения от \mathbf{P}^{NL} в кремниевый конус. Подложка из плавленного кварца, чей терагерцовый показатель преломления 1,96 (см. [67]) меньше оптического группового индекса LiNbO_3 $n_g = 2,24$, обеспечивает полное внутреннее отражение половины черенковского конуса в направлении кремниевого полуконуса. Угол при вершине кремниевого полуконуса сделан равным $24,5^\circ$, что составляет половину от черенковского угла в кремнии $\theta_{\text{Ch}} = 49^\circ$. При этом условии черенковское излучение испытывает полное отражение на боковой поверхности полуконуса и выходит из полуконуса через его основание в режиме нормального падения в виде коллимированного пучка. Важно отметить, что в соответствии с условием черенковского синхронизма между движущимся нелинейным источником и испускаемыми им терагерцовыми волнами, все эти волны распространяются в кремнии под одним и тем же углом $\theta_{\text{Ch}} = 49^\circ$ к пучку накачки независимо от плоскости их распространения несмотря на анизотропию кристалла LiNbO_3 .

Фактически предложенный конвертор (рис. 2.3) представляет собой трёхмерное обобщение двумерной структуры на рис. 2.1 (см. также [21]). Подчеркнем также, что в отличие от структур с коническими линзами [32, 33, 68] ориентация полуконуса на рис. 2.3 обратная: вершина полуконуса направлена навстречу лазер-

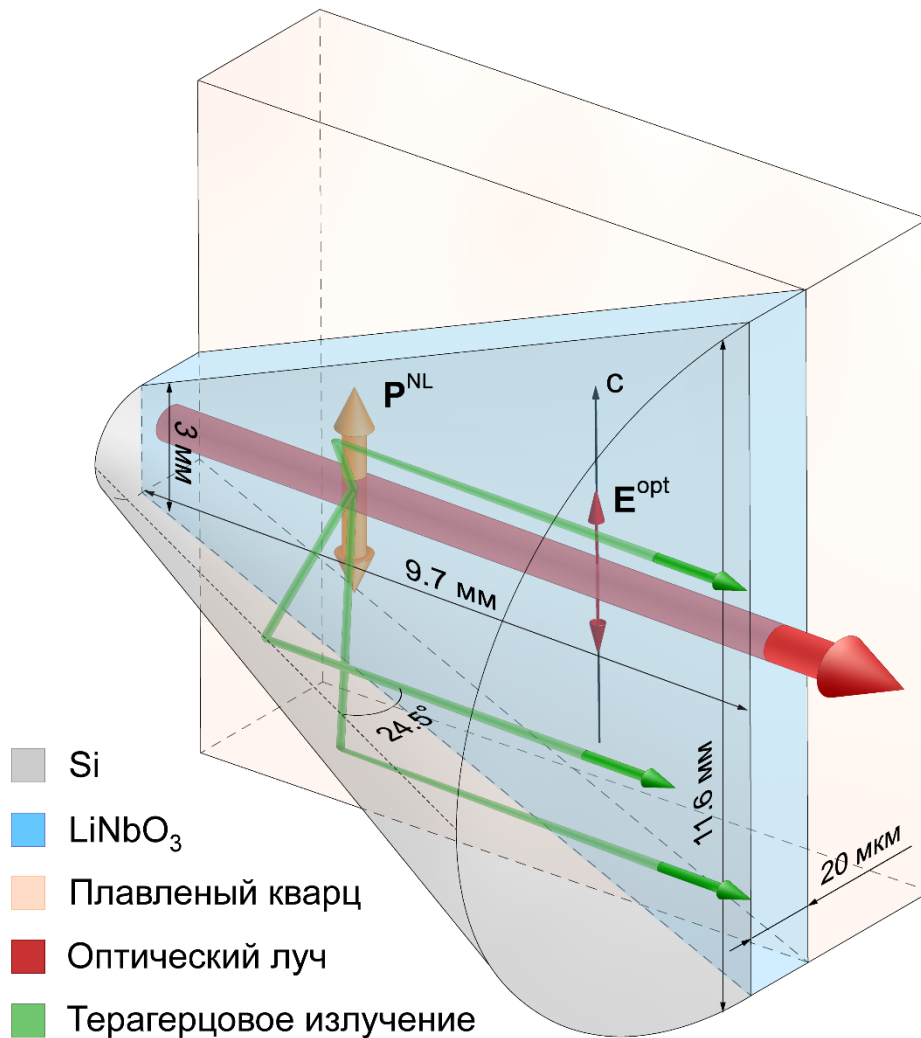


Рис. 2.3. Устройство и иллюстрация принципа работы оптико-терагерцового конвертора с односторонним выводом терагерцового излучения через кремниевый полуконус полного внутреннего отражения.

ному пучку. Кроме того, угол при вершине ($\theta_{\text{Ch}}/2 = 24,5^\circ$) отличается от угла раскрытия черенковского конуса $90^\circ - \theta_{\text{Ch}} \approx 41^\circ$, который используется в конических линзах [68].

2.2.2. Анализ поляризации и поперечного профиля терагерцового пучка

Проведем теоретический анализ ожидаемого распределения поляризации и интенсивности терагерцового излучения по поперечному сечению выходного пучка конвертора. Терагерцовое поле является наиболее сильным в плоскости, перпендикулярной c -оси и содержащей лазерный луч. Поляризация излучения в этой плоскости направлена вдоль c -оси. Терагерцовое поле спадает до нуля в перпендикулярной плоскости, которая содержит как c -ось, так и лазерный луч (распространение в этой плоскости соответствует падению терагерцовой волны из кристалла LiNbO_3 на границу с кремнием под критическим углом полного внутреннего отражения $\approx 43^\circ$). В промежуточной плоскости (повернутой вокруг лазерного луча на угол α относительно плоскости наиболее сильного излучения, $0 < \alpha < \pi/2$) терагерцовое поле имеет промежуточное значение и содержит две компоненты: параллельную (E_{\parallel}) и перпендикулярную (E_{\perp}) c -оси. Как видно из рис. 2.4а, эти компоненты сдвинуты по фазе между собой (из-за различных фазовых сдвигов волн s - и p -поляризации при полном внутреннем отражении на боковой границе кремниевого полуконуса), что приводит к эллиптической поляризации выходного терагерцового излучения. Наибольшее отклонение от линейной (вдоль c -оси) поляризации наблюдается для плоскости с $\alpha \approx 50^\circ$ (рис. 2.4б). Однако даже для этой плоскости эллиптичность является слабой: E_{\parallel} вдвое больше E_{\perp} . Таким образом, генерируемое терагерцовое излучение должно иметь поляризацию преимущественно вдоль c -оси, т.е. практически совпадающую с поляризацией пучка накачки. Данное предсказание было подтверждено экспериментально: согласно измерениям, проведенным с помощью полипропиленового терагерцового поляризатора (Tydex), в параллельной c -оси компоненте поляризации содержалось $\approx 90\%$ энергии излучения.

Поперечный профиль интенсивности терагерцового пучка на выходе конвертора должен иметь сильно асимметричный, серповидный вид. Действительно, фор-

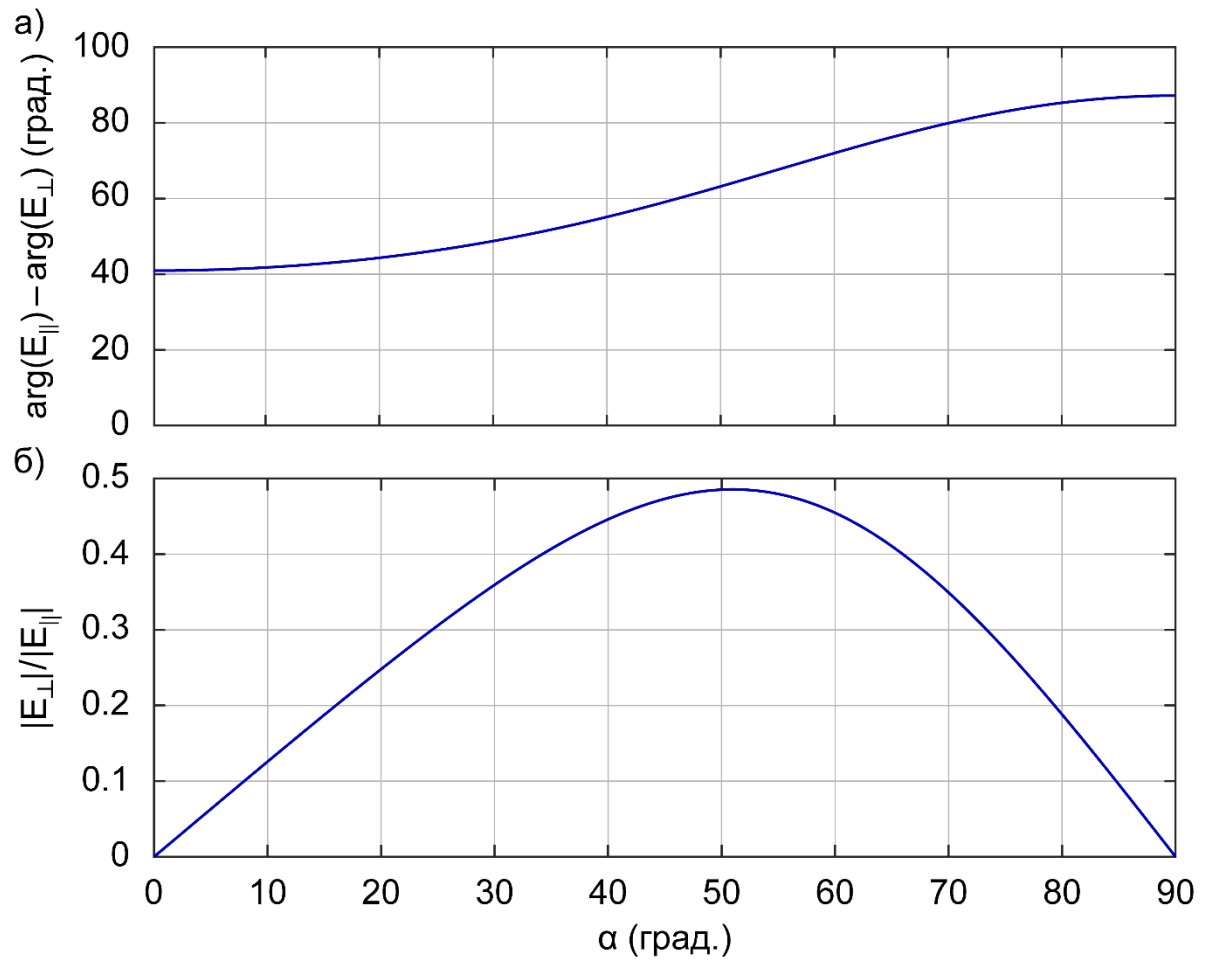


Рис. 2.4. а) Разность фаз между компонентами E_{\parallel} и E_{\perp} терагерцового поля и б) отношение модулей компонент в зависимости от угла α .

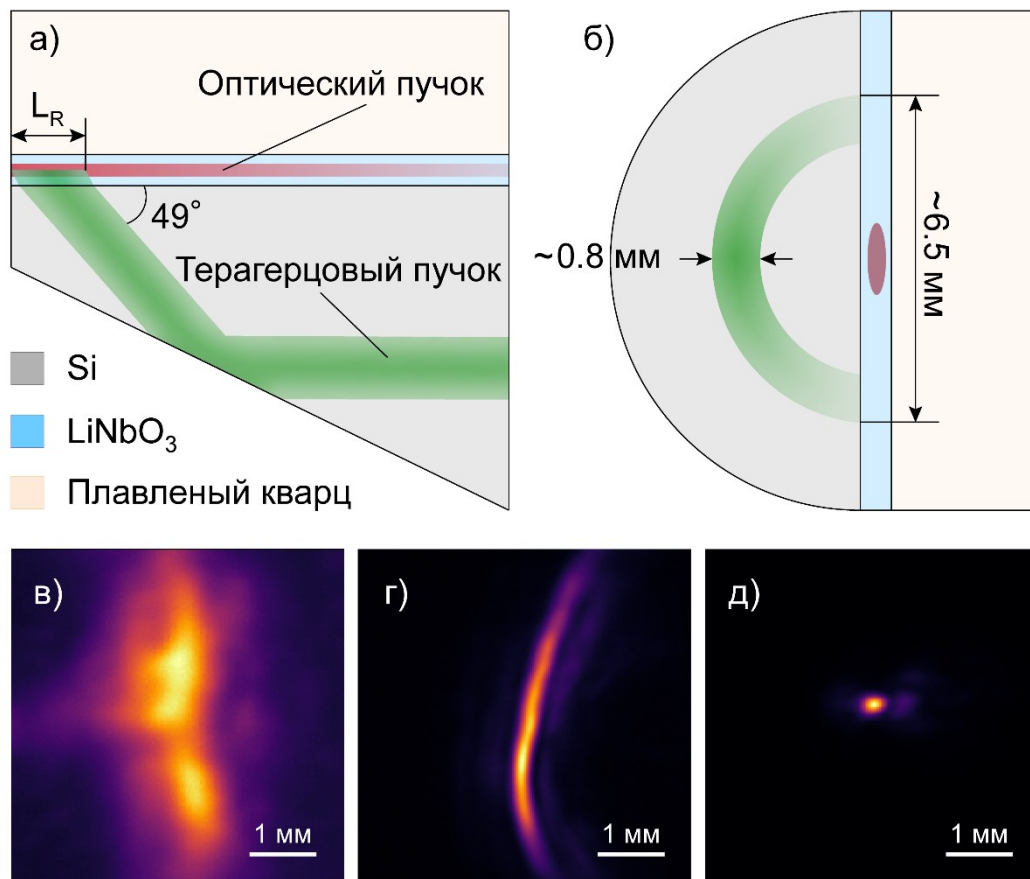


Рис. 2.5. а) Схема распространения терагерцового пучка в конверторе. б) Иллюстрация поперечного профиля терагерцового пучка на выходе конвертора. в) Измеренное распределение интенсивности терагерцового излучения на выходе конвертора. г) Результат фокусировки двумя сферическими параболическими зеркалами. д) Результат последовательной фокусировки цилиндрическим и сферическим параболическими зеркалами.

мирование такого поперечного профиля иллюстрируют рис. 2.5а и 2.5б. Вследствие усеченной формы полуконуса (с диаметром меньшего основания 3 мм на рис. 2.3) терагерцовый пучок, излучаемый под черенковским углом $\theta_{Ch} = 49^\circ$ из наиболее интенсивной части лазерного пучка накачки (с длиной, равной рэлеевской длине L_R), испытывает полное внутреннее отражение от полукольца на боковой поверхности кремниевого полуконуса в средней части конвертора (рис. 2.5а). При этом образуется серповидное распределение интенсивности терагерцового излучения на большем основании полуконуса (рис. 2.5б). Оценки размеров серпа при $L_R \sim 1$ мм приведены на рис. 2.5б.

На рис. 2.5в показано изображение распределения интенсивности по поперечному сечению терагерцового пучка на расстоянии 2,3 см от выхода конвертора, полученное с помощью терагерцовой камеры (IRV-T0831C, NEC). (Указано расстояние до матрицы камеры.) Изображение, действительно, имеет форму полумесяца, что согласуется с рис. 2.5б.

2.2.3. Экспериментальные результаты при накачке импульсами титан-сапфирового лазера

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.6. В качестве оптического источника для генерации и детектирования терагерцового излучения использовался титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra-Physics) с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульса 90 фс, частотой повторения импульсов 80 МГц и средней выходной мощностью 660 мВт. Излучение лазера делилось на два пучка – накачки (570 мВт) и зондирующий (25 мВт) – с поляризациями, ортогональными плоскости рис. 2.6. Для регулирования мощности накачки, подаваемой на конвертор, использовался аттенюатор, состоящий из полуволновой пластинки ($\lambda/2$) и призмы Глана (ПГ). Из-за потерь в оптических элементах до входа в конвертор доходила мощность (без оптико-механического прерывателя (чоппера)) не более 560 мВт (соответствующая энергия импульса равна 7 нДж). Пучок накачки с поперечным размером 0,95 мм [полная ширина на полувысоте (FWHM)] фокусировался сферической линзой на входную грань слоя LiNbO_3 . Чтобы определить оп-

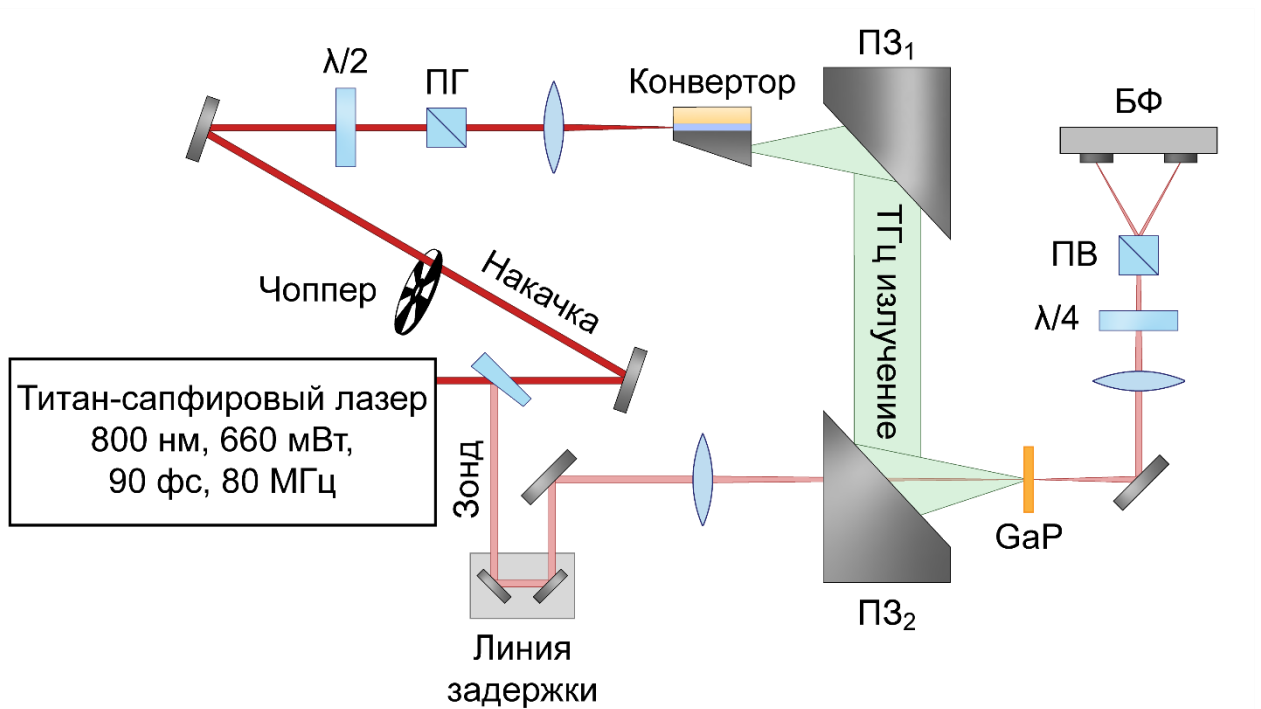


Рис. 2.6. Схема экспериментальной установки с асимметричным конвертором и титан-сапфировым лазером в качестве источника света.

тимальные условия фокусировки, использовались линзы с различными фокусными расстояниями 2,5, 3,5 или 5 см, обеспечивающие фокусировку в пятно с соответствующими размерами ~ 9 , 13 или 19 мкм (FWHM).

Поскольку выходной терагерцовый пучок имел вытянутый (серповидный) поперечный профиль (см. п. 2.2.2), стандартная фокусировка пучка двумя сферическими параболическими зеркалами приводила к образованию дугообразного фокального пятна (рис. 2.5г). Чтобы достичь лучшей фокусировки, была применена иная схема: терагерцовый пучок сначала коллимировался в плоскости рис. 2.6 с помощью цилиндрического параболического зеркала (ПЗ₁), а затем фокусировался сферическим параболическим зеркалом (ПЗ₂). Это позволило получить лишь слегка эллиптическое фокальное пятно субмиллиметрового размера ($\sim 200 \times 300$ мкм²) (рис. 2.5д).

Мощность терагерцового излучения измерялась с помощью калиброванной ячейки Голея (GC-1D, Tydex), помещенной в фокус второго параболического зеркала. Калибровка проводилась с использованием сильно ослабленного света накачки и проверялась измерением мощности излучения источника миллиметровых волн частотой 140 ГГц. Чтобы предотвратить повреждение ячейки Голея, терагерцовый пучок ослаблялся полипропиленовым терагерцовым поляризатором, установленным между параболическими зеркалами. Оптическое излучение блокировалось кремниевым окном (HRFZ-Si, Tydex), установленным на входе ячейки Голея.

Для измерения временной формы терагерцового излучения использовалась стандартная коллинеарная схема электрооптического стробирования. В качестве кристалла-детектора использовался GaP толщиной 50 мкм с ориентацией осей $\langle 110 \rangle$, размещенный на подложке из GaP с ориентацией осей $\langle 001 \rangle$ толщиной 1 мм. Ось $[001]$ кристалла-детектора была ортогональна терагерцовому электрическому полю и поляризации зондирующего пучка, т.е. лежала в плоскости рис. 2.6. Зондирующий пучок (мощностью 24 мВт) фокусировался на кристалл GaP через отверстие в параболическом зеркале ПЗ₂. Помимо кристалла-детектора в схему входили линия задержки, четвертьволновая пластинка ($\lambda/4$), призма Волластона

(ПВ) и балансный фотодетектор (БФ). Все измерения проводились с использованием синхронного усилителя, частота модуляции сигнала при этом составляла 16 и 350 Гц при измерениях мощности и электрооптических измерениях соответственно. При электрооптических измерениях проводилось осушение воздуха (относительная влажность составляла $\sim 12\%$).

На рис. 2.7а и 2.7б показаны зависимости мощности терагерцового излучения и эффективности преобразования (отношения энергии терагерцового импульса к энергии импульса накачки) от мощности накачки при различных условиях фокусировки. Зависимости являются характерными для нелинейного процесса второго порядка – квадратичные для мощности и линейные для эффективности, без проявления насыщения. Наибольшая эффективность достигается при фокусировке пучка накачки линзой с фокусным расстоянием 3,5 см (соответствующий размер фокального пятна ~ 13 мкм) и имеет рекордное значение $\sim 6 \times 10^{-4}$ при мощности накачки 560 мВт (энергии импульса накачки 7 нДж). Данная эффективность в $\approx 7,5$ раз превышает эффективность, полученную ранее при использовании преобразователя в виде прикрепленного к кремниевой призме слоя LiNbO_3 при той же мощности накачки [30], и в ≈ 14 раз эффективность двупризменного преобразователя (п. 2.1) в пересчете на ту же мощность накачки. Более высокая эффективность достигается, прежде всего, благодаря новой (конической) форме кремниевого элемента вывода излучения (рис. 2.3), а также меньшей толщине слоя LiNbO_3 (20 мкм вместо 35 мкм в [30] и 55 мкм на рис. 2.1). По сравнению с распространенной коллинеарной схемой терагерцовой генерации в кристалле ZnTe рассматриваемый преобразователь эффективнее по меньшей мере на два порядка (см. [30] и п. 2.1). Это обусловлено, главным образом, большим коэффициентом нелинейности LiNbO_3 : 168 пм/В [53, 69] вместо 68,5 пм/В у ZnTe [53]. Более того, достигнутая эффективность (6×10^{-4}) сопоставима или даже превосходит эффективность, полученную с помощью усиленных лазерных систем с высокой частотой повторения [29, 70], которые не обременены требованием острой фокусировки и, следовательно, могут одновременно обеспечивать как высокую оптическую интенсивность, так и большую длину оптико-терагерцового взаимодействия.

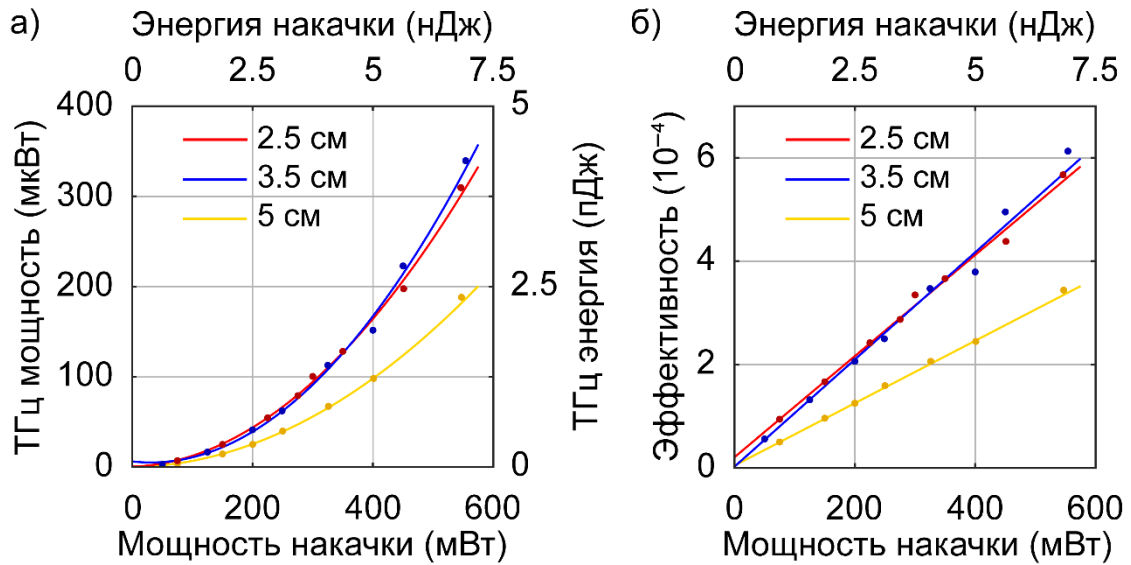


Рис. 2.7. а) Терагерцовая мощность (энергия импульса) и б) эффективность преобразования в зависимости от мощности (энергии импульса) накачки для схемы с асимметричным конвертором и титан-сапфировым лазером. В легенде указаны фокусные расстояния линз.

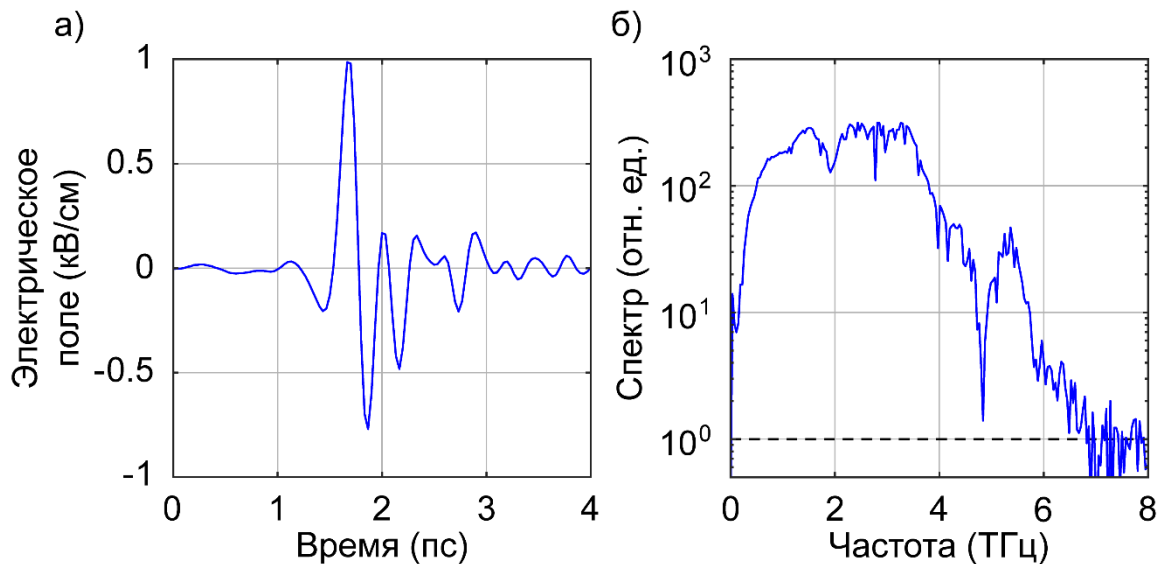


Рис. 2.8. а) Электрическое поле и б) спектр терагерцового импульса, генерируемого асимметричным конвертором при накачке титан-сапфировым лазером. Мощность накачки 560 мВт, фокусное расстояние линзы 3,5 см.

Как видно из рис. 2.7а и 2.7б, более острая фокусировка пучка накачки линзой с фокусным расстоянием 2,5 см (соответствующий размер фокального пятна равен ≈ 9 мкм) не приводит к заметным изменениям в терагерцовой мощности и эффективности преобразования несмотря на увеличение оптической интенсивности в фокусе и более эффективное возбуждение волноводной моды в слое LiNbO_3 [20]. Действие этих факторов перевешивается быстрой дифракционной расходимостью остро сфокусированного пучка накачки в плоскости слоя LiNbO_3 . Действительно, длина Рэлея падает с ~ 1 мм до $\sim 0,5$ мм при уменьшении размера фокального пятна от 13 до 9 мкм. Существенное снижение эффективности при использовании линзы с фокусным расстоянием 5 см объясняется меньшей оптической интенсивностью в фокусе и менее эффективным возбуждением волноводной моды.

На рис. 2.8а представлена измеренная временная форма терагерцового импульса, а на рис. 2.8б ее спектр. Значения электрического поля на рис. 2.8а рассчитаны по выходному сигналу детектирующей схемы на основе стандартных формул [71, 72] с использованием электрооптического коэффициента кристалла-детектора GaP $r_{41} = 0,88$ пм/В [73]. Во временной форме присутствует больше осцилляций, чем предсказывает теория для черенковского излучения в объемном кристалле LiNbO_3 [74]. Многократные осцилляции объясняются суперпозицией терагерцовых волн, вышедших из слоя LiNbO_3 в кремниевый конус непосредственно и после полного внутреннего отражения от подложки из плавленого кварца, аналогично отражению от воздуха в конверторах с призмным согласующим элементом [30, 65]. Применение теории [65] к конвертору со слоем LiNbO_3 толщиной 20 мкм показывает, что суперпозиция приводит к деструктивной интерференции терагерцовых волн на частотах $\approx 1,9$ и $\approx 5,3$ ТГц. Это подтверждается наличием соответствующих провалов в спектре на рис. 2.8б.

На рис. 2.8б терагерцовый спектр простирается до ~ 6 ТГц, что существенно превышает полосу генерации черенковских конверторов в работах [21, 30]. Это объясняется, прежде всего, меньшей толщиной слоя LiNbO_3 в рассматриваемом конверторе. Действительно, ширина спектра черенковского излучения, генерируемого лазерным импульсом в электрооптической среде, обратно пропорциональна

эффективной длительности импульса накачки $\tau_{\text{eff}} = \left[\tau^2 + a^2 (n_g/c)^2 \tan^2 \theta_{\text{Ch}} \right]^{1/2}$ [75], которая зависит как от длительности импульса τ , так и от ширины пучка накачки a (n_g – оптический групповой индекс среды). С физической точки зрения влияние ширины пучка накачки на ширину спектра излучения объясняется тем, что увеличение ширины пучка приводит к деструктивной интерференции терагерцовых волн, излучаемых различными точками поперечного сечения пучка, причём этот эффект выражен сильнее на более высоких частотах [75]. Заметим также, что использование более тонкого (толщиной 50 мкм) кристалла-детектора GaP, в отличие от кристалла ZnTe миллиметровой толщины в работах [21, 30], обеспечило детектирование столь широкого спектра генерации.

2.3. Оптико-терагерцовый конвертор с двусторонним выводом терагерцового излучения через полуконические элементы

Рассмотрим теперь симметричный конвертор – с двусторонним выводом терагерцового излучения из слоя ниобата лития через два полуконических элемента, прикрепленных к противоположным сторонам слоя.

2.3.1. Устройство и принцип работы конвертора

Устройство симметричного конвертора и принцип его работы показаны на рис. 2.9. Конвертор состоит из двух кремниевых полуконусов и расположенного между ними тонкого (толщиной в несколько десятков микрон) слоя LiNbO_3 . Поляризация оптического импульса накачки, ориентация c -оси в слое LiNbO_3 и форма полуконических кремниевых элементов аналогичны асимметричному конвертору, представленному в п. 2.2. Симметричный дизайн позволяет устранить двойное прохождение одной из половин черенковского конуса через слой и тем самым уменьшить поглощение терагерцового излучения, а главное, позволяет избавиться от интерференционного провала в генерируемом спектре. В то же время отсутствие подложки приводит к необходимости (по технологическим причинам) использовать

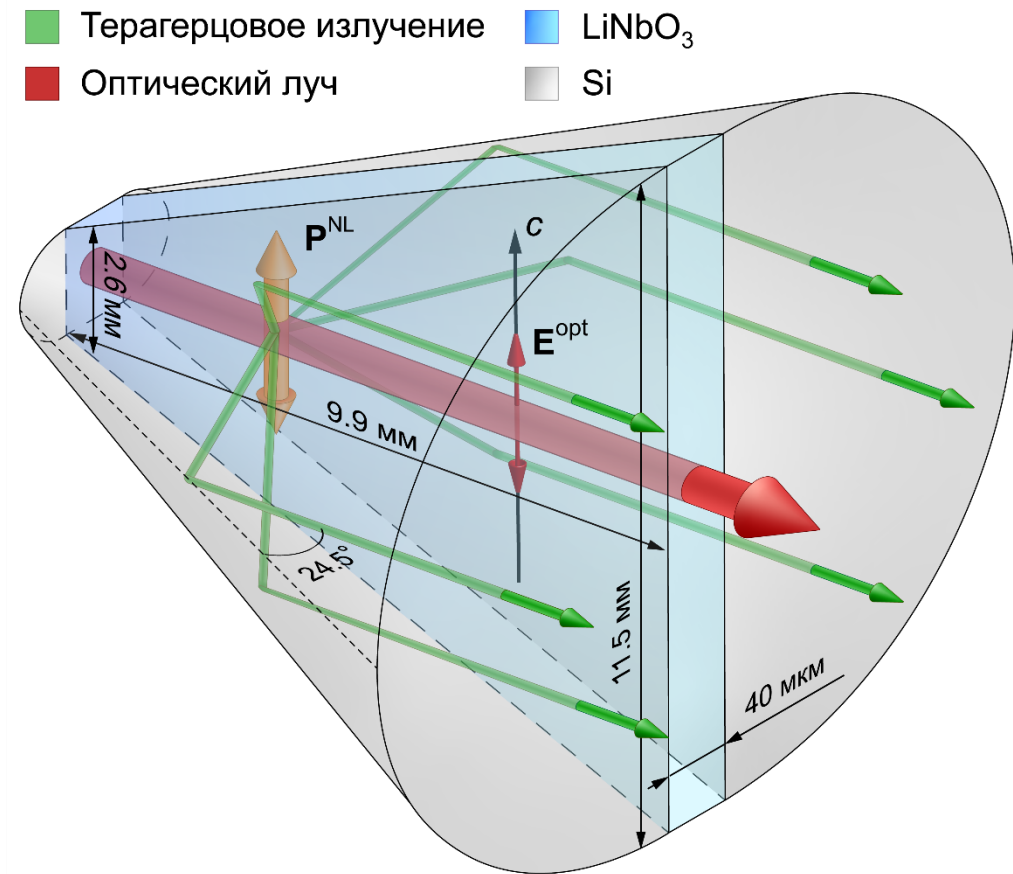


Рис. 2.9. Устройство и иллюстрация принципа работы оптико-терагерцового конвертора с двусторонним выводом терагерцового излучения через два кремниевых полуконуса. Оптический пучок с электрическим полем E^{opt} вдоль c -оси кристалла наводит нелинейную поляризацию P^{NL} в слое LiNbO₃. Нелинейная поляризация распространяется вместе с лазерным импульсом и генерирует черенковское излучение, выходящее из слоя в кремниевые полуконусы. Излучение испытывает полное внутреннее отражение от боковых поверхностей полуконусов и распространяется параллельно оптическому пучку, формируя на выходе единый параллельный терагерцовый пучок.

несколько более толстые слои ниобата лития, что наоборот увеличивает поглощение, особенно на высоких частотах. Экспериментальное исследование влияния указанных факторов на характеристики генерируемого терагерцового излучения и проведено ниже.

Для экспериментальных исследований был изготовлен оптико-терагерцовый конвертор (рис. 2.9) с пластинкой из кристалла LiNbO_3 толщиной 40 мкм, вырезанной в форме трапеции с основаниями 2,6 и 11,5 мм (входная и выходная грани соответственно) и высотой 9,9 мм (размер вдоль лазерного пучка). Пластинка располагалась между двумя усеченными полуконусами из высокоомного кремния и была прикреплена к ним с помощью фотополимерного клея. Толщина клеевого слоя на одной границе составляла $\approx 1 - 2$ мкм, на другой – возрастала от $\approx 1 - 2$ мкм на входе конвертора до $\approx 10 - 11$ мкм на выходе. Конвертор был апробирован на двух экспериментальных установках с лазерами различной длины волны.

2.3.2. Экспериментальные результаты при накачке импульсами титан-сапфирового лазера

В одной экспериментальной установке (аналогичной той, что представлена на рис. 2.6) в качестве оптического источника для генерации и детектирования терагерцового излучения использовался титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra-Physics).

На рис. 2.10 представлены зависимости мощности терагерцового излучения (рис. 2.10а) и эффективности оптико-терагерцового преобразования (рис. 2.10б) от мощности накачки для различных условий фокусировки пучка накачки. В эксперименте для фокусировки использовались линзы с фокусными расстояниями 2,5, 3,5, 5 и 7,5 см, соответствующие размеры фокального пятна (FWHM) составляли 9, 13, 19 и 28 мкм. Как и в случае асимметричного конвертора на представленных зависимостях отсутствуют признаки насыщения. Как видно из рис. 2.10а и 2.10б, наиболее эффективная генерация терагерцового излучения достигается при использовании линзы с фокусным расстоянием 3,5 см, размер фокального пятна составляет при этом ~ 13 мкм. Для объяснения оптимальности такой фокусировки необходимо

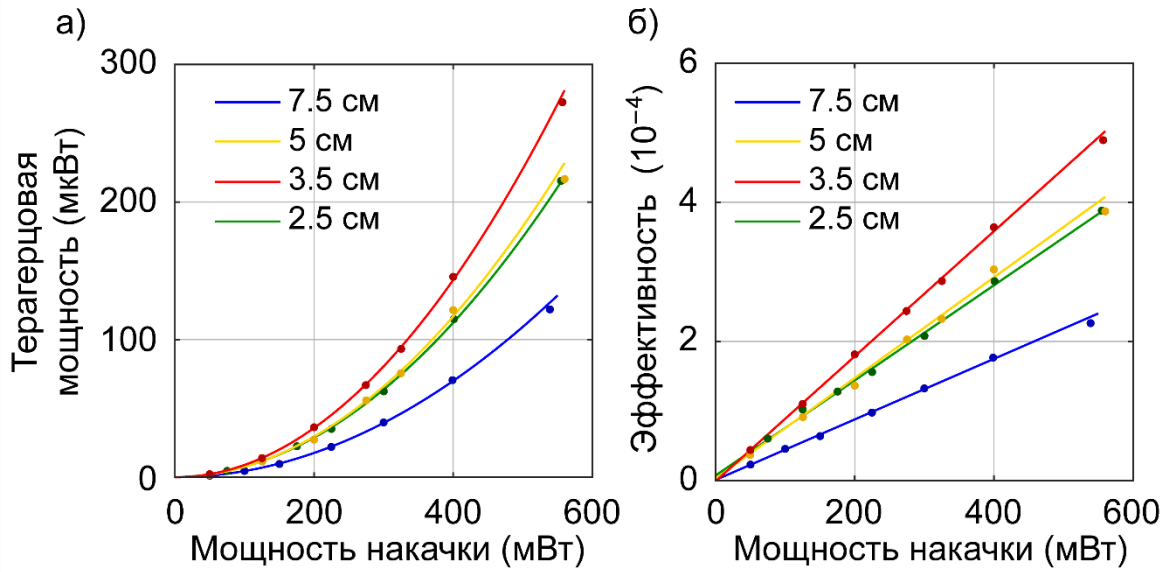


Рис. 2.10. а) Терагерцовая мощность и б) эффективность преобразования в зависимости от мощности накачки для схемы с симметричным конвертором и титан-сапфировым лазером. В легенде указаны фокусные расстояния линз.

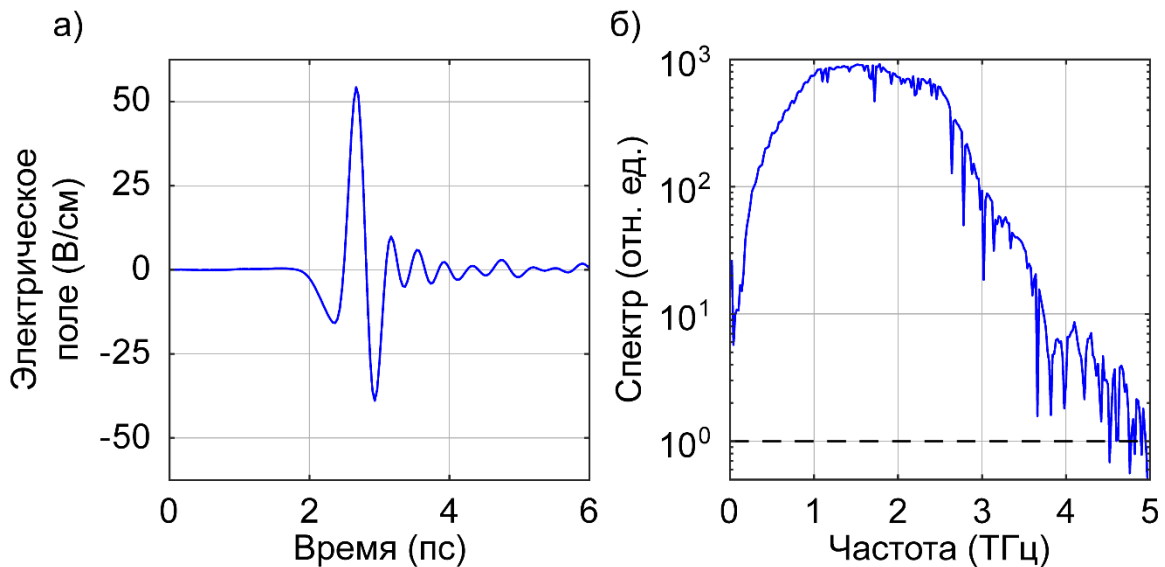


Рис. 2.11. а) Электрическое поле и б) спектр терагерцового импульса, генерируемого симметричным конвертором при накачке титан-сапфировым лазером. Мощность накачки 560 мВт, фокусное расстояние линзы 3,5 см.

учитывать следующие факторы. Во-первых, для эффективного возбуждения волноводной моды слоя LiNbO_3 размер фокального пятна должен составлять $\sim 0,4\text{--}0,5$ толщины слоя (40 мкм) [20], что выполняется только для линз с фокусными расстояниями 3,5 и 5 мм. Во-вторых, использование линз с большими, чем 3,5 мм, фокусными расстояниями приводит к менее острой фокусировке и, следовательно, меньшей оптической интенсивности. В-третьих, слишком острая фокусировка линзой с фокусным расстоянием 2,5 см приводит к быстрой дифракционной расходимости оптического пучка в плоскости слоя LiNbO_3 . Действительно, длина Рэлея уменьшается с ~ 1 мм до $\sim 0,5$ мм при использовании линзы с фокусным расстоянием 2,5 см вместо 3,5 см.

Заметим, что дисперсионное уширение лазерного импульса в LiNbO_3 менее существенно, чем дифракционное. Действительно, при использовании коэффициента дисперсии групповой скорости на длине волны 800 нм $k_2 \approx 360$ фс²/мм (см. [76]) дисперсионная длина оценивается как ~ 8 мм, что существенно превышает длину Рэлея (~ 1 мм при ширине фокального пятна ~ 13 мкм).

Максимальная эффективность $\approx 5 \times 10^{-4}$ (рис. 2.10б) была достигнута при мощности накачки 560 мВт (энергии импульса 7 нДж). Эта эффективность примерно в 6 раз больше, чем была получена в работе [30] для конвертора с выводом излучения через одну кремниевую призму при практически той же (35 мкм) толщине слоя LiNbO_3 и той же мощности накачки. Выигрыш по эффективности оказывается еще больше (≈ 12 раз) при сравнении с двупризменным конвертором, который исследовался в п. 2.1 (в пересчете на ту же мощность накачки). Это можно объяснить большей (55 мкм) толщиной слоя LiNbO_3 в двупризменном конверторе.

По сравнению с асимметричным конвертором (п. 2.2), для которого была достигнута максимальная эффективность $\approx 6 \times 10^{-4}$, эффективность симметричного конвертора ($\approx 5 \times 10^{-4}$) на 20% меньше. Это связано с большей (40 мкм) толщиной слоя LiNbO_3 в симметричном конверторе, чем в асимметричном (20 мкм).

На рис. 2.11а и 2.11б представлены временная форма и спектр терагерцового импульса, генерируемого симметричным конвертором при максимальной мощности накачки и оптимальной фокусировке пучка накачки линзой с фокусным расстоянием 3,5 см. Измерения временной формы проводились с использованием кристалла ZnTe толщиной 1 мм с кристаллографической ориентацией $\langle 110 \rangle$ в качестве кристалла-детектора. Значения электрического поля на рис. 2.11а рассчитаны по выходному сигналу детектирующей схемы на основе стандартных формул [71, 72] с использованием электрооптического коэффициента кристалла ZnTe $r_{41} = 4$ пм/В [49]. Пиковое значение электрического поля на рис. 2.11а (~ 50 В/см) значительно меньше соответствующего значения (~ 1 кВ/см), полученного в эксперименте с асимметричным конвертором (рис. 2.8а), что связано с использованием стандартной, а не адаптированной под конвертор, как в п. 2.2, схемы сбора и фокусировки терагерцового излучения. В эксперименте с симметричным конвертором применялась стандартная пара сферических параболических зеркал, что приводило к сильно вытянутому распределению интенсивности терагерцового поля в фокусе (аналогичному на рис. 2.5г) и, как следствие, к снижению величины терагерцового поля.

Временная форма на рис. 2.11а содержит лидирующую часть типичного квазиоднопериодного вида и осцилляторный хвост, существование которого связано с наличием нежелательных отражений терагерцового излучения от толстого слоя клея на одной из границ слоя LiNbO₃. Как указано выше, толщина клеевого слоя увеличивается от $\sim 1 - 2$ мкм на входе конвертора до $\sim 10 - 11$ мкм на выходе. Учитывая, что терагерцовые показатели преломления LiNbO₃ и клея составляют $\approx 4,94$ [77] и $\approx 1,67$ (измерен методом THz-TDS) соответственно, можно заключить, что терагерцовое излучение испытывает полное внутреннее отражение от толстого слоя клея с длиной затухания ~ 10 мкм [78]. Существование отражения также подтверждается наличием небольшого провала в спектре на частоте $\approx 1,1$ ТГц (рис. 2.11б), положение которого совпадает с положением интерференционного провала в спектре асимметричного призмного конвертора (Si-призма – LiNbO₃ – воздух), предсказанного теоретически [30, 65] и наблюдавшегося экспериментально [30,

78]. Поскольку нежелательное отражение происходит только на части длины конвертора, спектральный провал является неглубоким и может быть полностью устранен изготовлением структуры с более тонким слоем клея.

Положение спектрального максимума и ширина спектра на рис. 2.11б хорошо согласуются с теорией [20, 75]. Действительно, спектр черенковского излучения, генерируемого лазерным импульсом в однородной электрооптической среде в случае сферической фокусировки лазерного пучка, определяется выражением (см. [75]) $\propto \omega^{3/2} \exp(-\omega^2 \tau_{\text{eff}}^2/4)$ с эффективной длительностью лазерного импульса $\tau_{\text{eff}} = [\tau^2 + a^2(n_g/c)^2 \tan^2 \theta_{\text{Ch}}]^{1/2}$, где τ – длительность лазерного импульса на уровне $1/e$ по интенсивности, a – ширина перетяжки лазерного пучка, n_g – оптический групповой индекс, а θ_{Ch} – черенковский угол. Поперечный профиль интенсивности основной оптической моды плоскопараллельного диэлектрического волновода хорошо аппроксимируется гауссовой функцией с шириной a , в четыре раза меньшей толщины волновода [23]. Таким образом, для слоя LiNbO_3 толщиной 40 мкм получаем $a \approx 10$ мкм. В плоскости слоя LiNbO_3 оптическая интенсивность имеет гауссово распределение с практически такой же шириной $a \approx 8$ мкм в оптимальном случае фокусировки линзой с фокусным расстоянием 3,5 см (a рассчитывается делением 13 мкм (FWHM) на $2\sqrt{\ln 2} \approx 1,7$). При подстановке $\tau = 90/(2\sqrt{\ln 2}) \approx 54$ фс, $a = 10$ мкм и $n_g = 2,24$ в формулу для τ_{eff} получаем следующее значение: $\tau_{\text{eff}} \approx 160$ фс. Эта величина определяет положение максимума спектра в соответствии с формулой $\omega/(2\pi) = \sqrt{3}/(2\pi\tau_{\text{eff}}) \approx 1,7$ ТГц, что хорошо согласуется с рис. 2.11б. Ширина спектра (на уровне 10^{-2} от максимума) оценивается в 5 ТГц, что превышает ширину ($\sim 3,7$ ТГц) на рис. 2.11б. Однако формула $\propto \omega^{3/2} \exp(-\omega^2 \tau_{\text{eff}}^2/4)$ не учитывает сильное терагерцовое поглощение в LiNbO_3 на частотах выше 1 ТГц. Более того, функция отклика кристалла детектора ZnTe толщиной 1 мм резко падает на частоте $\sim 3,5$ ТГц [79, 80].

2.3.3. Экспериментальные результаты при накачке импульсами волоконного лазера

Было также проведено исследование симметричного конвертора в другой экспериментальной установке (рис. 2.12), где вместо титан-сапфирового лазера использовался волоконный эрбиевый лазер (C-Fiber, Menlo Systems) с центральной длиной волны 1,55 мкм, длительностью импульса 90 фс, частотой повторения 100 МГц и средней выходной мощностью 330 мВт. Плечо генерации терагерцового излучения было аналогичным представленному на рис. 2.6. Максимальная мощность накачки на входе конвертора (без оптико-механического прерывателя) составляла 250 мВт (энергия импульса 2,5 нДж). При диаметре пучка накачки 1,25 мм (FWHM) и том же наборе фокусирующих линз (с фокусными расстояниями 2,5, 3,5, 5 или 7,5 см) размер фокального пятна на входной грани LiNbO_3 составлял $\sim 14, 19, 27$ или 41 мкм (FWHM).

В детектирующем плече использовалась неколлинеарная схема электрооптического стробирования (см. [45]) с кристаллом GaAs толщиной 1 см и ориентацией осей $\langle 110 \rangle$. Неколлинеарная схема позволяет обеспечить оптико-терагерцовый синхронизм для лазерного излучения с длиной волны 1,55 мкм в толстых кристаллах GaAs и, как следствие, высокую эффективность детектирования и высокое спектральное разрешение (благодаря широким временным окнам дискретизации). Ось [001] кристалла GaAs была ориентирована в плоскости рис. 2.12 ортогонально поляризациям терагерцового и зондирующего пучков. Зондирующий пучок падал на входную грань кристалла GaAs под углом $\approx 50^\circ$ и распространялся в кристалле под углом синхронизма $\approx 13^\circ$ к терагерцовому пучку [45]. Для уменьшения эффекта фильтрации нижних частот, присущего неколлинеарным схемам детектирования (см. ниже гл. 4), зондирующий пучок был вначале расширен в три раза с помощью пары линз, а затем остро сфокусирован в пятно диаметром ≈ 36 мкм (FWHM). При измерениях терагерцовой мощности рассеянное излучение лазера блокировалось парой терагерцовых фильтров нижних частот (LPF14.3 и LPF8.8, Tydex), устанавливаемых на входное окно ячейки Голея.

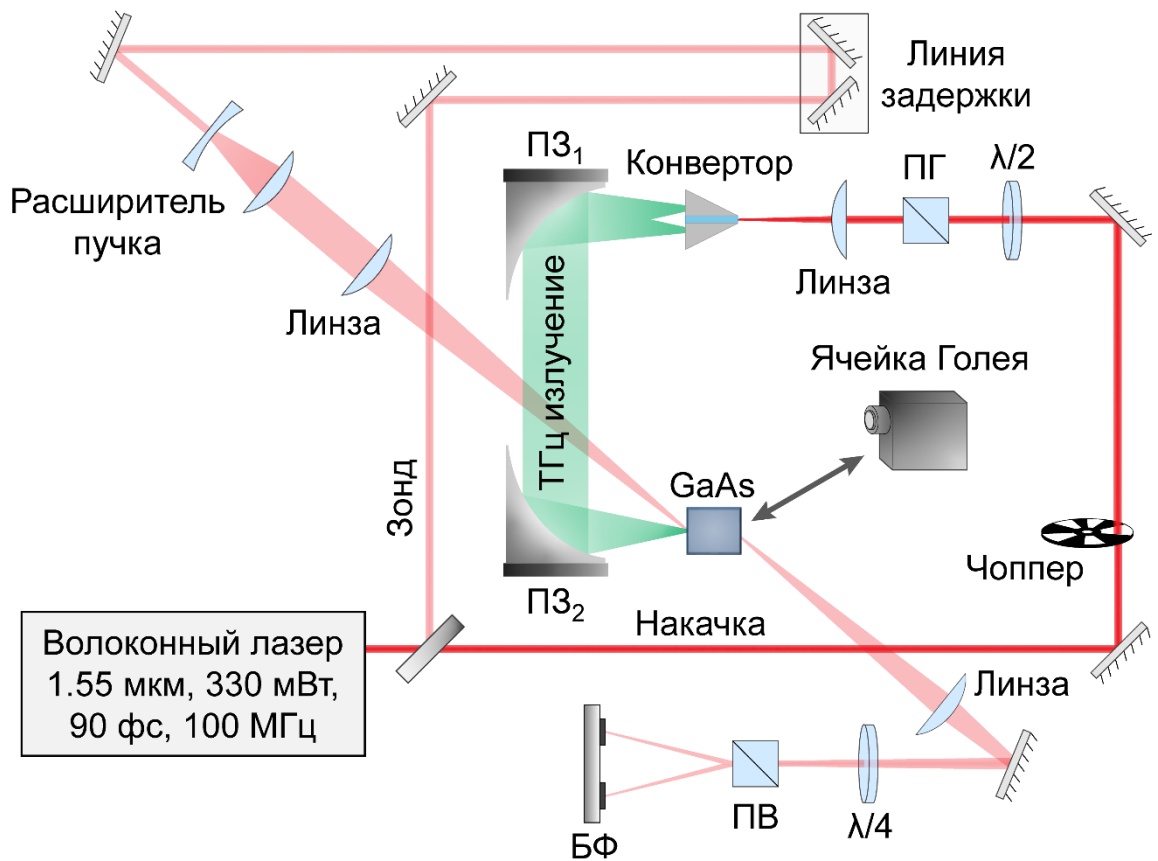


Рис. 2.12. Схема экспериментальной установки с симметричным конвертором и волоконным лазером в качестве источника света.

На рис. 2.13 приведены зависимости терагерцовой мощности (рис. 2.13а) и эффективности преобразования (рис. 2.13б) от мощности накачки при различных условиях фокусировки. Преобразование оптического излучения в терагерцовое наиболее эффективно при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 5 см (размере фокального пятна ~ 27 мкм), эффективность достигает максимального значения 3×10^{-5} при мощности накачки 250 мВт (энергии импульса 2,5 нДж). В целом эффективность преобразования сравнительно слабо зависит от условий фокусировки, поскольку факторам увеличения оптической интенсивности и эффективности возбуждения волноводной моды при более острой фокусировке противодействует фактор дифракционного уширения пучка накачки в плоскости слоя LiNbO_3 , проявляющийся гораздо сильнее при накачке волоконным лазером с длиной волны 1,55 мкм, чем это было при накачке титан-сапфировым лазером с длиной волны 800 нм. Дисперсионное уширение лазерного импульса в LiNbO_3 при длине волны 1,55 мкм ($k_2 \approx 99$ фс²/мм [76]) еще менее существенно, чем при длине волны 800 нм, и не играет заметной роли.

При одной и той же энергии импульса накачки 2,5 нДж, что соответствует мощности накачки 250 мВт для волоконного лазера и 200 мВт для титан-сапфирового лазера, и при одинаковом размере фокусного пятна 19 мкм (соответствующие фокусные расстояния линз составляют 3,5 и 5 см), эффективность преобразования в схеме с титан-сапфировым лазером примерно в 5 раз выше. Это можно объяснить, прежде всего, примерно вдвое большей длиной Рэлея для пучка титан-сапфирового лазера из-за его меньшей длины волны. Кроме того, импульс волоконного лазера имеет пред- и пост-импульсы основного импульса, которые содержат существенную часть ($\sim 20\%$) энергии лазерного импульса, тем самым уменьшая пиковую оптическую интенсивность в основном импульсе. Наконец, фокусирующая линза имела просветляющее покрытие только в экспериментах с титан-сапфировым лазером (при накачке волоконным лазером потери энергии на отражение от линзы составляли $\sim 10\%$).

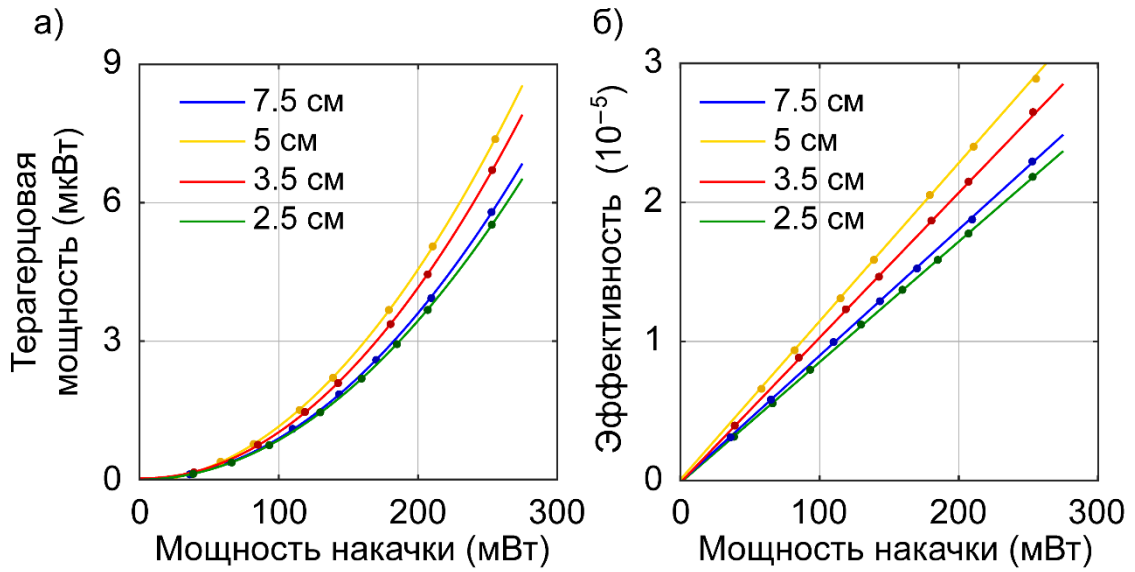


Рис. 2.13. а) Терагерцовая мощность и б) эффективность преобразования в зависимости от мощности накачки для схемы с симметричным конвертором и волоконным лазером. В легенде указаны фокусные расстояния линз.

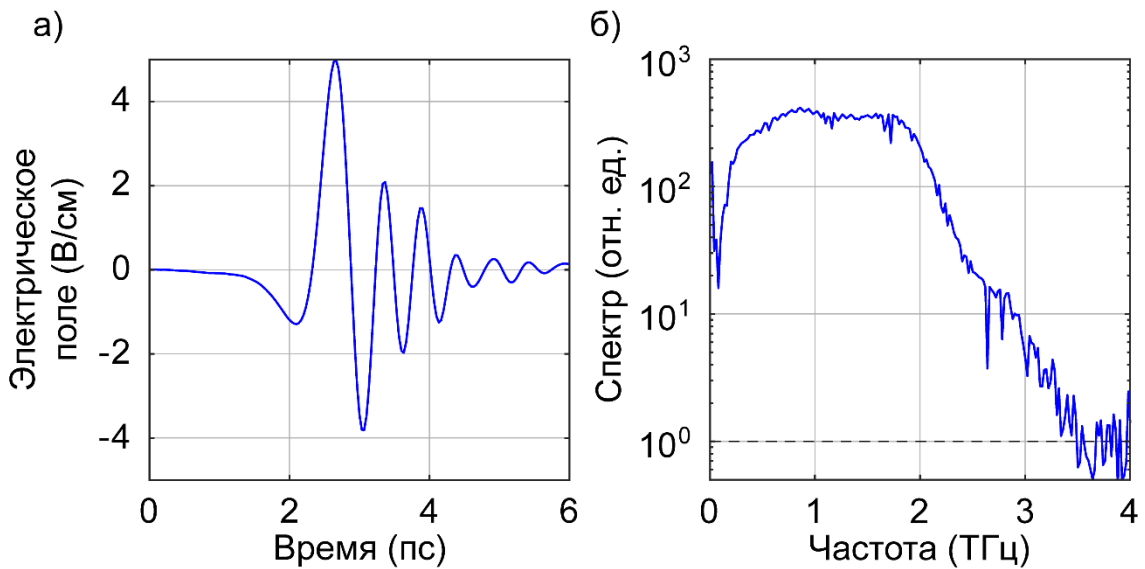


Рис. 2.14. а) Электрическое поле и б) спектр терагерцового импульса, генерируемого симметричным конвертором при накачке волоконным лазером. Мощность накачки 250 мВт, фокусное расстояние линзы 5 см.

На рис. 2.14а и 2.14б представлены временная форма и спектр терагерцового импульса, генерируемого симметричным конвертором при максимальной мощности накачки и оптимальной фокусировке пучка накачки линзой с фокусным расстоянием 5 см. Значения электрического поля на рис. 2.14а рассчитаны по выходному сигналу детектирующей схемы на основе стандартных формул [71, 72] с использованием электрооптического коэффициента кристалла GaAs $r_{41} = 1,5$ пм/В [49]. Как и при накачке титан-сапфировым лазером (рис. 2.11б), в спектре имеется небольшой провал на частоте $\approx 1,1$ ТГц, связанный с наличием нежелательных отражений терагерцового излучения от толстого слоя клея на одной из границ слоя LiNbO₃. Наличие большего числа колебаний в осциллограмме на рис. 2.14а, чем на рис. 2.11а, можно объяснить меньшим контрастом волоконного лазера (наличием у него пред- и постимпульсов), а также меньшей шириной спектральной полосы пропускания неколлинеарной схемы детектирования. Ширина спектра на рис. 2.14б также определяется в основном шириной полосы пропускания схемы детектирования. В неколлинеарной схеме с кристаллом-детектором GaAs толщиной 1 см ширина полосы пропускания определяется в основном эффектом терагерцовой дисперсии в GaAs: sinc-фактор фазового синхронизма сильно спадает на частотах выше ~ 2 ТГц (см. ниже п. 4.2).

Для исследования структуры терагерцового пучка на выходе конвертора были проведены измерения распределения терагерцовой энергии по поперечному сечению пучка в перпендикулярном (ось x) и параллельном (ось y) по отношению к c -оси направлениях (рис. 2.15). Измерения проводились методом knife-edge [81], в котором лезвие на подвижке с микровинтом устанавливалось на расстоянии 5 мм от выхода конвертора. Терагерцовое излучение за лезвием собиралось парой параболических зеркал и направлялось в ячейку Голея. Как видно из рис. 2.15, терагерцовое излучение представляет собой два пучка с размерами ~ 1 мм \times 4 мм, что согласуется с полученным с помощью терагерцовой камеры изображением профиля терагерцового пучка на выходе одного полуконуса (рис. 2.5в).

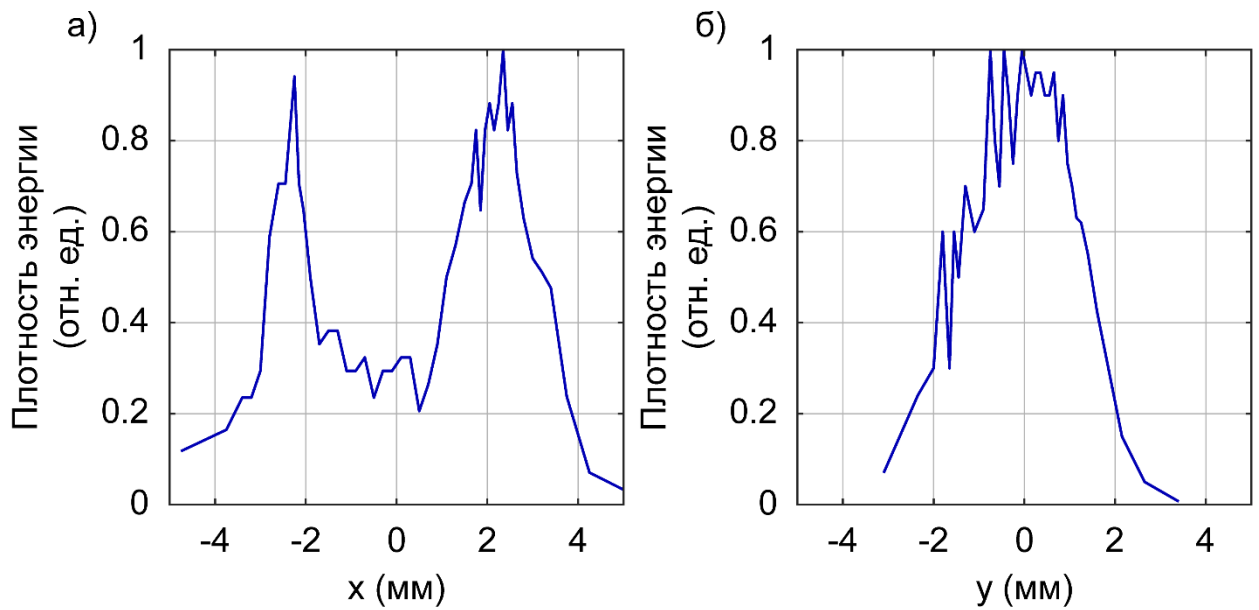


Рис. 2.15. Распределение энергии по поперечному сечению терагерцового пучка на расстоянии 5 мм от выхода симметричного конвертора: а) в плоскости рис. 2.12 и б) в ортогональном направлении.

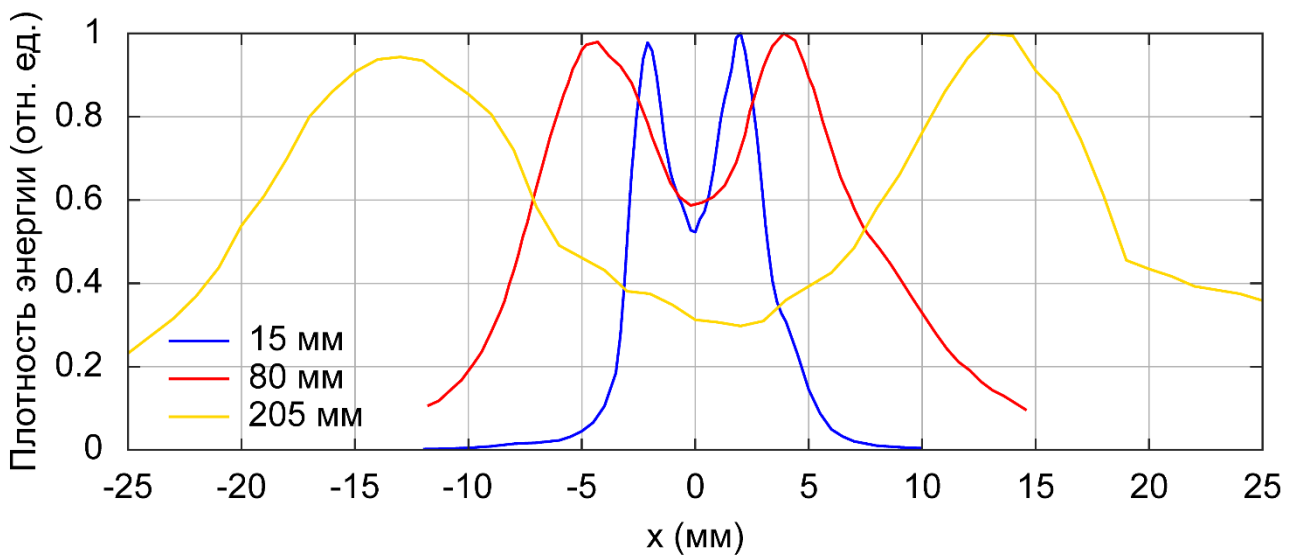


Рис. 2.16. Распределение энергии по поперечному сечению терагерцового пучка в плоскости рис. 2.12 на различных расстояниях от выхода симметричного конвертора (указаны в легенде).

Для исследования качества коллимации терагерцового пучка полуконусами были проведены измерения поперечного профиля пучка в перпендикулярном к s -оси направлении (вдоль оси x) на нескольких расстояниях от выхода конвертора (рис. 2.16). Как видно из рис. 2.16, максимумы распределения энергии удаляются от оси системы (точки $x = 0$) по мере распространения пучка, что говорит о не совсем точной коллимации половин терагерцового пучка: направления их распространения отклоняются на угол $\approx 3^\circ$ от направления вдоль лазерного пучка. Это объясняется тем, что угол при вершинах полуконусов подбирался под накачку с длиной волны 800 нм. Из-за небольшого отличия в групповом индексе LiNbO_3 для длин волн 800 нм и 1,55 мкм черенковский конус, генерируемый в кремнии накачкой с длиной волны 1,55 мкм, неточно соответствует геометрии кремниевых коллиматоров, что и приводит к неидеальной коллимации. Тем не менее, даже при таком значительном отличии длины волны накачки от расчетной угол отклонения пучков мал ($\approx 3^\circ$) и не препятствует сбору терагерцового излучения параболическим зеркалом.

Дифракционное уширение половин терагерцового пучка, также наблюдаемое на рис. 2.16, соответствует теории. При ширине половины пучка на выходе из конвертора ≈ 1 мм и длине волны ≈ 180 мкм (что соответствует частоте $\approx 1,7$ ТГц максимума терагерцового спектра) рэлеевская длина получается равной $\approx 12,5$ мм. На расстоянии 200 мм от выхода конвертора расчетное значение ширины пучка $\approx 1 \times \frac{200}{12,5} = 16$ мм хорошо согласуется с экспериментальным на рис. 2.16. В параллельном к s -оси направлении (вдоль оси y) дифракция терагерцового пучка не существенна ввиду большой ширины пучка в этом направлении (для пучка шириной ≈ 4 мм длина Рэля составляет ≈ 200 мм).

2.4. Выводы по главе 2

Таким образом, кремниевые полуконусы полного внутреннего отражения (с углом при вершине $24,5^\circ$) являются эффективными согласующими элементами для

вывода и коллимации черенковского конуса терагерцового излучения, генерируемого при оптическом выпрямлении импульсов фемтосекундного лазерного осциллятора в слое LiNbO_3 . Благодаря слабой оптической дисперсии LiNbO_3 для накачки оптико-терагерцовых конверторов с такими коллимирующими элементами могут быть использованы лазеры различной длины волны.

Поскольку в экспериментах с накачкой лазерными импульсами с энергией ≤ 7 нДж и соответствующей пиковой оптической интенсивностью ≤ 16 ГВт/см² насыщения эффективности оптико-терагерцового преобразования не наблюдалось, можно ожидать, что использование более высокоэнергетической накачки позволит достичь ещё более высокой (свыше рекордных 0,06%) эффективности.

Полуконический коллиматор полного внутреннего отражения может быть применен в комбинации с гребневым волноводом из LiNbO_3 , аналогичным использованным в работах [32, 33, 68]. Полуконус обеспечит эффективный вывод терагерцового излучения из волновода в виде коллимированного пучка, а волновод позволит подавить дифракционное уширение пучка накачки и тем самым увеличить длину генерации терагерцового излучения.

Глава 3. Спектрально-временное преобразование терагерцовых импульсов на фронте фотоионизации в кристалле ZnS

Глава посвящена исследованию возможностей создания в кристаллах движущихся фронтов плазмообразования с большой (в сотни микрон) длиной распространения и регулируемой скоростью движения для целей спектрально-временного преобразования терагерцовых импульсов за счет отражения от таких фронтов.

Как отмечалось во введении, большой интерес в литературе вызывает доплеровское преобразование терагерцовых импульсов на фронтах плазмообразования, создаваемых при однофотонной ионизации полупроводников (в частности кремния) фемтосекундными лазерными импульсами [43, 82]. При однофотонной ионизации, однако, быстрое истощение импульса накачки ограничивает длину распространения фронта плазмообразования в кристалле малыми, по сравнению с длиной терагерцовых волн, значениями, что делает преобразование неэффективным. Чтобы увеличить длину распространения фронта плазмообразования, мы предлагаем создавать его за счет многофотонного, а не однофотонного (как в [43, 82]), поглощения фемтосекундных лазерных импульсов в материалах с существенно большей шириной запрещенной зоны, чем в кремнии (1,14 эВ), таких как ZnO (3,3 эВ), ZnS (3,7 эВ) или LiNbO₃ (4 эВ). В этих материалах, однако, терагерцовые волны распространяются медленнее, чем оптические импульсы, то есть выполняется условие $n_{\text{THz}} > n_g$ (n_{THz} – показатель преломления терагерцовых волн, n_g – оптический групповой индекс). При этом условии терагерцовый импульс, падающий на оптически создаваемый фронт ионизации, не может отразиться от фронта. Чтобы обойти это ограничение, мы предлагаем создавать фронты ионизации с помощью лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности [83]. Действительно, ионизация среды скошенными импульсами достаточно большого поперечного размера эквивалентна ионизации обычными (без скоса) импульсами, но в виртуальной среде с эффективным групповым индексом $n_g^{\text{eff}} = n_g / \cos \alpha$, где α – угол

скоса [84]. Выбирая $\alpha > \cos^{-1}(n_g/n_g^{\text{eff}})$, можно обеспечить выполнение условия $n_{\text{THz}} < n_g^{\text{eff}}$.

Важно также, что предлагаемая схема создания фронтов ионизации лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности дает возможность управлять параметром n_g^{eff} , а значит, и скоростью движения фронта, путем изменения угла скоса α . Это позволяет преобразовывать падающий терагерцовый импульс в отраженный импульс с требуемыми для его конкретного практического применения временными и спектральными характеристиками.

Ниже перспективность предлагаемой схемы доплеровского преобразования терагерцовых импульсов исследуется на примере фронтов трехфотонной ионизации, создаваемых скошенными импульсами титан-сапфирового лазера (с длиной волны 800 нм) в кристалле ZnS. Преимущества ZnS, по сравнению с упомянутыми выше кристаллами ZnO и LiNbO₃, включают малое поглощение терагерцовых волн ($\leq 2 \text{ см}^{-1}$ на частотах $\leq 1 \text{ ТГц}$ [85]) и сравнительно небольшое рассогласование скоростей импульса накачки и терагерцовых волн: $n_g = 2,43$ [86] и $n_{\text{THz}} = 2,89$ [87]. Такое рассогласование скоростей может быть скомпенсировано сравнительно небольшим углом скоса ($\alpha \sim 33,5^\circ$) лазерного импульса (ср. с $\alpha \sim 63^\circ$ в LiNbO₃ [24]). Небольшие углы скоса могут создаваться с помощью практически удобной схемы, в которой формирующая скос дифракционная решетка гравировается непосредственно на входной границе кристалла (contact grating scheme [27]), что позволяет обходиться без оптической системы переноса изображения дифракционной решетки в кристалл, используемой в стандартной схеме формирования скоса у лазерного импульса [88].

Основные результаты главы опубликованы в работах [A6, A12–A14].

3.1. Эволюция фронта трехфотонной ионизации в кристалле ZnS

Вначале исследуем динамику плазмообразования при трехфотонной ионизации кристалла ZnS распространяющимся в нем импульсом титан-сапфирового лазера со скошенным фронтом интенсивности. Будем считать, что импульс распространяется в перпендикулярном к фазовым фронтам направлении с групповой скоростью c/n_g (рис. 3.1а), при этом фронт интенсивности импульса скошен под углом α по отношению к фазовым фронтам и параллелен границам кристалла. Такая конфигурация была недавно реализована в оптико-терагерцовом преобразователе на основе кристалла ZnTe с выгравированной на его входной грани дифракционной решеткой и с накачкой на длине волны 1,7 мкм [27]. Проекция групповой скорости на направление z , перпендикулярное фронту интенсивности импульса, равна $V = c/n_g^{\text{eff}} = (c/n_g) \cos \alpha$, где c – скорость света. На рис. 3.1б показана зависимость $n_g^{\text{eff}}(\alpha)$ для ZnS.

В расчетах ограничимся одномерным приближением, которое хорошо работает для лазерных импульсов большого поперечного размера, обычно используемых в схемах со скошенным фронтом интенсивности [25]. Таким образом, будем считать, что оптическая интенсивность $I(z, t)$ не зависит от координат x, y . Применимость одномерного приближения к лазерным пучкам гауссового поперечного профиля с шириной более 2 мм, генерирующим свободные носители в кристаллах, была недавно продемонстрирована в работе [89]. Будем считать оптическую интенсивность достаточно высокой для того, чтобы производить трехфотонную ионизацию кристалла с плотностью генерируемых свободных носителей [90]

$$N(z, t) = \frac{\beta_3}{3\hbar\omega} \int_{-\infty}^t dt I^3(z, t), \quad (3.1)$$

где β_3 – коэффициент трёхфотонного поглощения ($\beta_3 = 1,7 \times 10^{-3}$ см³/ГВт² для ZnS [91]) и $\hbar\omega$ – квант энергии лазерного излучения ($\hbar\omega \approx 1,55$ эВ для длины волны 800 нм).

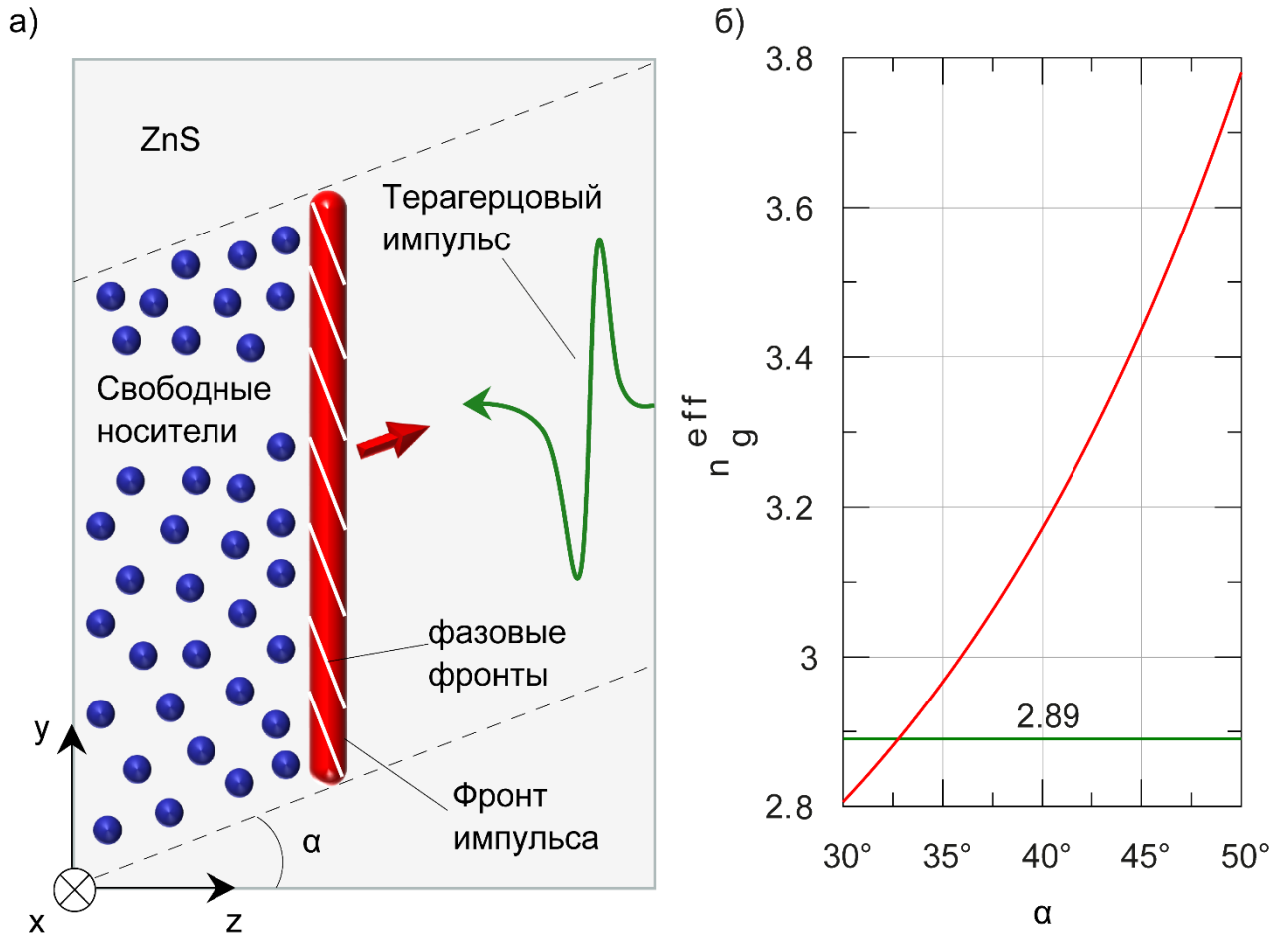


Рис. 3.1. а) Схема доплеровского преобразования терагерцового импульса на фронте трехфотонной ионизации кристалла ZnS скошенными импульсами титан-сапфирового лазера. б) Эффективный оптический групповой индекс n_g^{eff} скошенных лазерных импульсов с длиной волны 800 нм в ZnS в зависимости от угла скоса α . Горизонтальной линией показан показатель преломления n_{THz} терагерцовых волн в ZnS.

Временную огибающую интенсивности лазерного импульса на границе кристалла считаем гауссовой, т.е. $I(0, t) = I_0 f(t)$, где $f(t) = \exp(-t^2/\tau^2)$. В произвольной точке z внутри кристалла ($z > 0$) огибающую интенсивности записываем в виде $I(z, \xi) = I_0 f(\xi) D(z, \xi)$, где $\xi = t - z/V$, а фактор

$$D(z, \xi) = [1 + 2z\beta_3 I_0^2 f^2(\xi) / \cos \alpha]^{-1/2} \quad (3.2)$$

учитывает истощение накачки. Будем пренебрегать искажением лазерного импульса из-за других нелинейных эффектов и дисперсии, как материальной, так и угловой. Пренебрежение материальной дисперсией вполне оправдано для импульсов с $\tau \gtrsim 100$ фс. Действительно, соответствующая дисперсионная длина, определяемая формулой $L_d = \tau^2 \cos \alpha |k_2 - n_g^2 \lambda \tan^2 \alpha / (2\pi c^2 n_p)|^{-1}$ [25], где k_2 – дисперсия оптической групповой скорости, λ – длина волны лазера, а n_p – оптический показатель преломления, превышает несколько миллиметров в ZnS, где $n_p = 2,31$ [86] и $k_2 \approx 558$ фс²/мм [86], а угловая дисперсия незначительна из-за малого угла скоса $\alpha \sim 40^\circ$. Эффекты кубичной нелинейности, такие как самомодуляция и самофокусировка, могли бы быть существенными при высоких оптических интенсивностях, используемых в расчётах (до 400 ГВт/см²). Однако наши расчеты В-интеграла с нелинейным показателем преломления ZnS $n_2 \approx (5 - 7) \times 10^{-6}$ см²/ГВт [91], показывают, что эти эффекты оказываются подавленными истощением накачки для кристаллов толщиной до нескольких миллиметров. Более того, компрессия импульсов вследствие фазовой самомодуляции может быть даже положительным эффектом для компенсации истощения накачки [89]. Плотность фотогенерируемой плазмы в рассматриваемых ниже примерах ($\lesssim 10^{18}$ см⁻³) намного меньше критической для длины волны 0,8 мкм ($\sim 1,7 \times 10^{21}$ см⁻³), так что влияние плазмы на лазерный импульс пренебрежимо мало.

На основе уравнений (3.1) и (3.2) была рассчитана динамика плотности фотогенерируемых свободных носителей $N(z, t)$ при $\alpha = 45^\circ$, $\tau = 100$ фс и различных значениях пиковой оптической интенсивности I_0 (рис. 3.2). Как видно из гра-

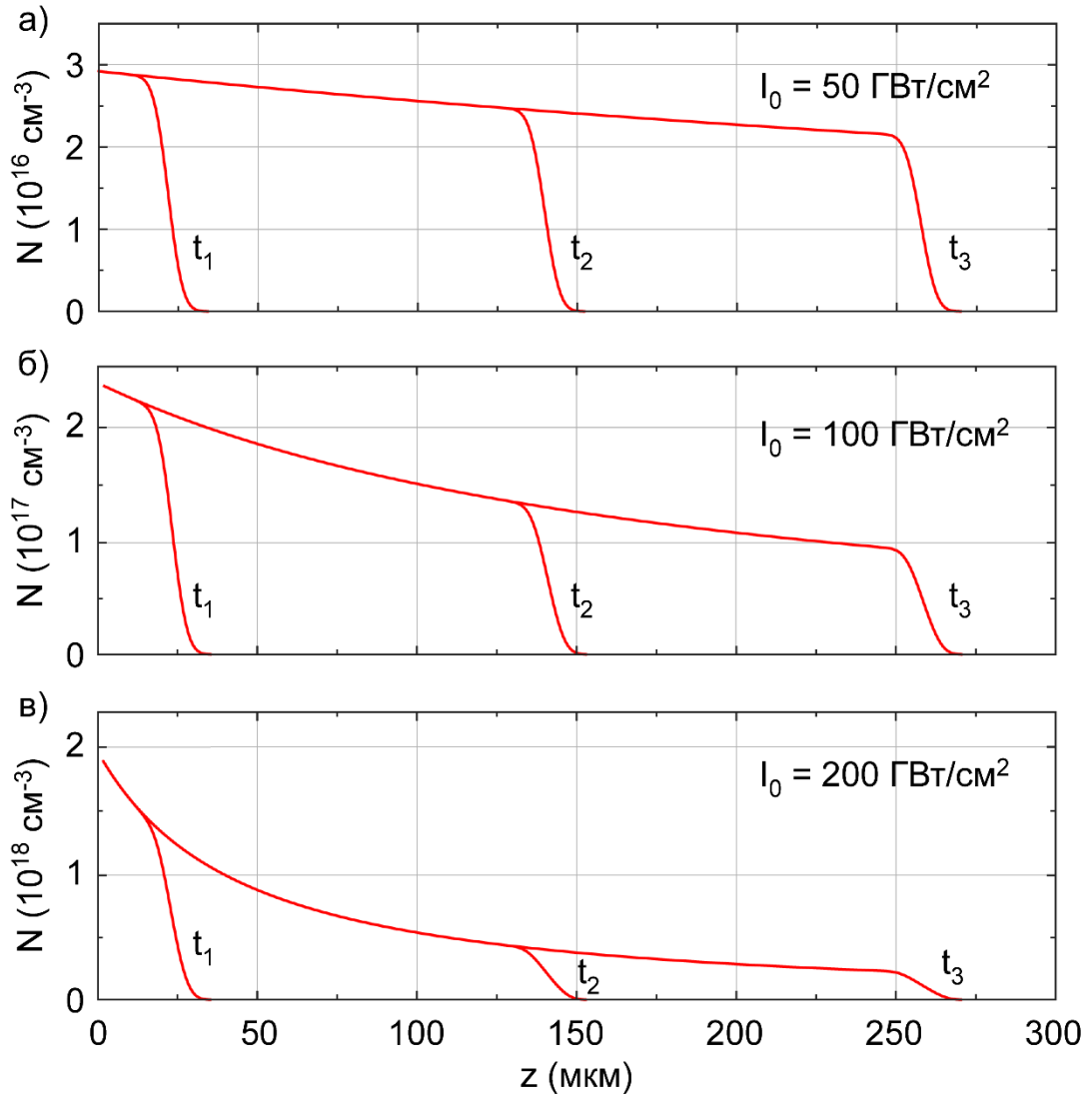


Рис. 3.2. а-в) Моментальные снимки плотности свободных носителей $N(z, t)$ в три последовательных момента времени $t_1 < t_2 < t_3$ при $\alpha = 45^\circ$ и $I_0 = 50, 100$ и 200 GW/cm^2 . Длительность лазерного импульса 100 фс, длина волны 800 нм.

фиков, фронты трехфотонной ионизации в ZnS могут распространяться на расстояние в сотни микрон, т.е. намного дальше, чем фронт однофотонной ионизации в кремнии [92]. Поскольку фронты ионизации на рис. 3.2 распространяются со скоростью $V = c/n_g^{\text{eff}} \sim 90$ мкм/пс, то соответствующие времена распространения составляют порядка нескольких пикосекунд. С учётом того, что типичный терагерцовый импульс имеет длительность ~ 1 пс и в рассматриваемой схеме (рис. 3.1а) распространяется навстречу фронту со скоростью порядка скорости фронта, импульс успевает испытать взаимодействие с фронтом до его истощения. Из рис. 3.2 видно, что крутизна фронта уменьшается по мере распространения, причем эффект выражен сильнее при более высоких I_0 . Расплывание фронта можно объяснить уплощением лазерного импульса в ходе его истощения.

3.2. Трансформация терагерцового импульса на фронте ионизации

Перейдем теперь к исследованию динамики отражения терагерцового импульса от фронта трехфотонной ионизации. Электрическое поле типичного квазиоднопериодного терагерцового импульса будем моделировать функцией

$$E_x(z, t) = E_0 \frac{\eta}{T} e^{-\eta^2/T^2}, \quad (3.3)$$

где T – длительность импульса, $\eta = t + (z - z_0)n_{\text{THz}}/c$ и z_0 – параметр, позволяющий изменять точку встречи импульса и фронта ионизации в кристалле.

Расчёт электрического (E_x) и магнитного (B_y) полей терагерцового излучения проводился на основе уравнений Максвелла

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (3.4)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{n_{\text{THz}}^2}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} J_x \quad (3.5)$$

и уравнения для тока свободных носителей

$$\frac{\partial J_x}{\partial t} = \frac{e^2 N(z, t)}{\mu} E_x - \nu J_x, \quad (3.7)$$

где e – элементарный заряд, μ – приведенная электронно-дырочная эффективная масса и ν – частота соударений свободных носителей. В расчётах были выбраны следующие значения для приведённой массы и частоты соударений: $\mu = 0,1m$, где m – масса свободного электрона [93], и $\nu = 5$ ТГц, что является типичным значением для полупроводников [94].

Уравнения (3.4), (3.5) и (3.6) решались численно при помощи специально разработанного FDTD кода. Динамика взаимодействия терагерцового импульса с фронтом ионизации представлена на рис. 3.3. Для обеспечения близости точки встречи терагерцового импульса с фронтом к границе кристалла $z = 0$ параметр z_0 был принят равным 150 мкм. На первом этапе процесса взаимодействия ($t = 85, 550$ и 670 фс) терагерцовый импульс проникает в плазму в виде затухающего поля. На втором этапе ($t = 750, 1000$ и 1250 фс) накопленная в плазме энергия переизлучается в отражённый импульс. Задержка формирования отраженного импульса сравнима с длительностью падающего импульса. Подобное запаздывающее отражение было ранее предсказано для бесконечно резкого фронта ионизации, догоняющего электромагнитный импульс в волноводе [95]. На третьем этапе ($t > 2500$ фс) отражённый импульс отрывается от фронта. Амплитуда отраженного импульса на рис. 3.3 почти такая же, как амплитуда падающего импульса, но длительность отраженного импульса намного меньше. Спектр отраженного импульса имеет максимум на частоте $\approx 4,5$ ТГц, тогда как максимум спектра падающего импульса находится на частоте $\approx 0,5$ ТГц (рис. 3.4б).

Увеличение интенсивности накачки свыше 100 ГВт/см² мало сказывается на амплитуде (рис. 3.4а), степени временного сжатия (рис. 3.4а) и степени уширения спектра отраженного импульса (рис. 3.4б). Это объясняется тем, что при таких интенсивностях фотогенерируемая плазма является закритической практически для всех частот спектра падающего импульса. Уменьшение же интенсивности накачки до 50 ГВт/см² приводит к уменьшению степени временного сжатия (рис. 3.4а) и уширения спектра (рис. 3.4б) отраженного импульса. Это можно объяснить умень-

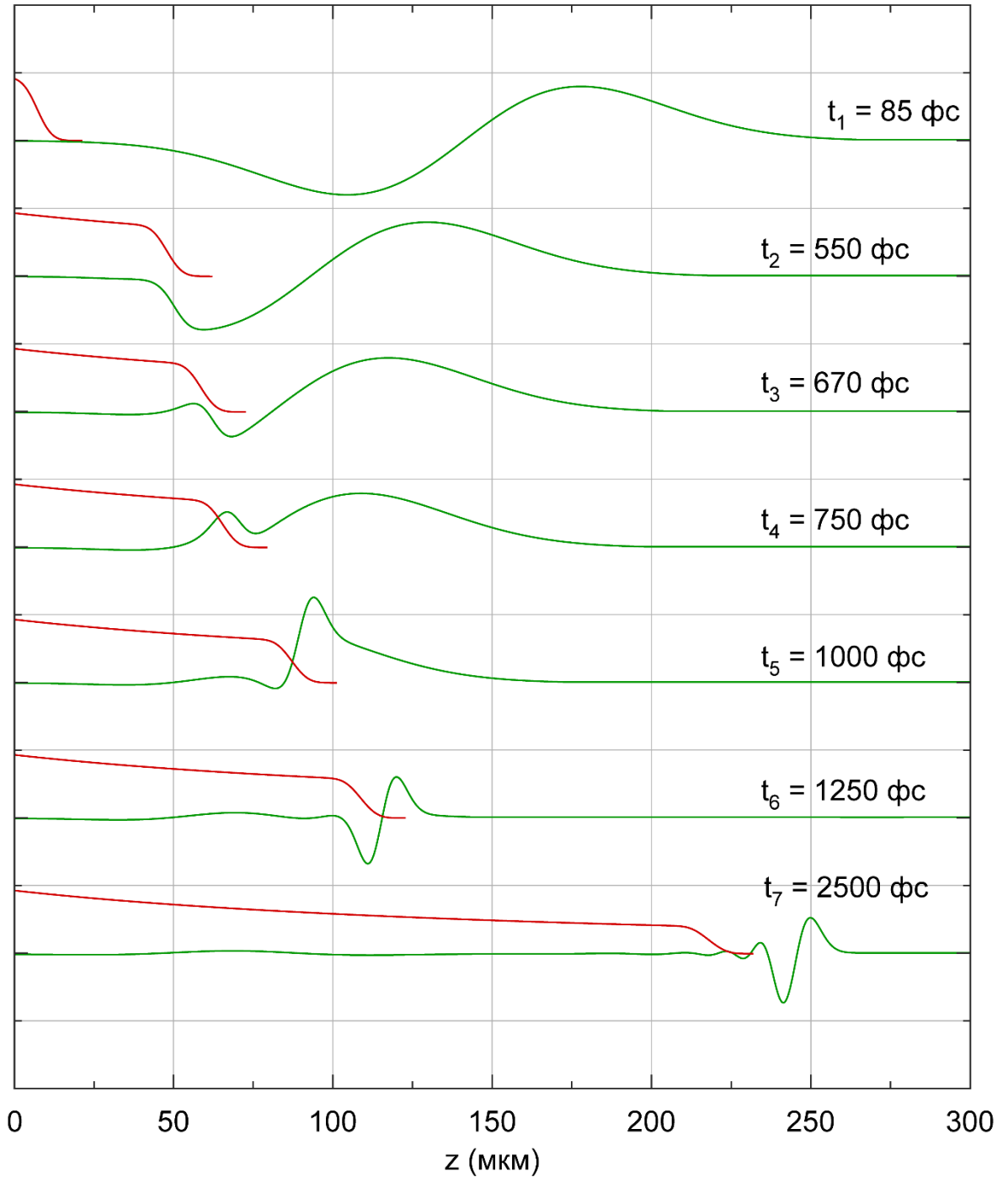


Рис. 3.3. Динамика отражения терагерцового импульса от фронта ионизации: моментальные снимки терагерцового электрического поля E_x (зеленые линии) и концентрации свободных носителей N (красные линии) в несколько последовательных моментов времени при $T = 0,5$ пс, $\tau = 100$ фс, $\alpha = 45^\circ$ ($n_g^{\text{eff}} \approx 3,44$) и $I_0 = 100$ ГВт/см².

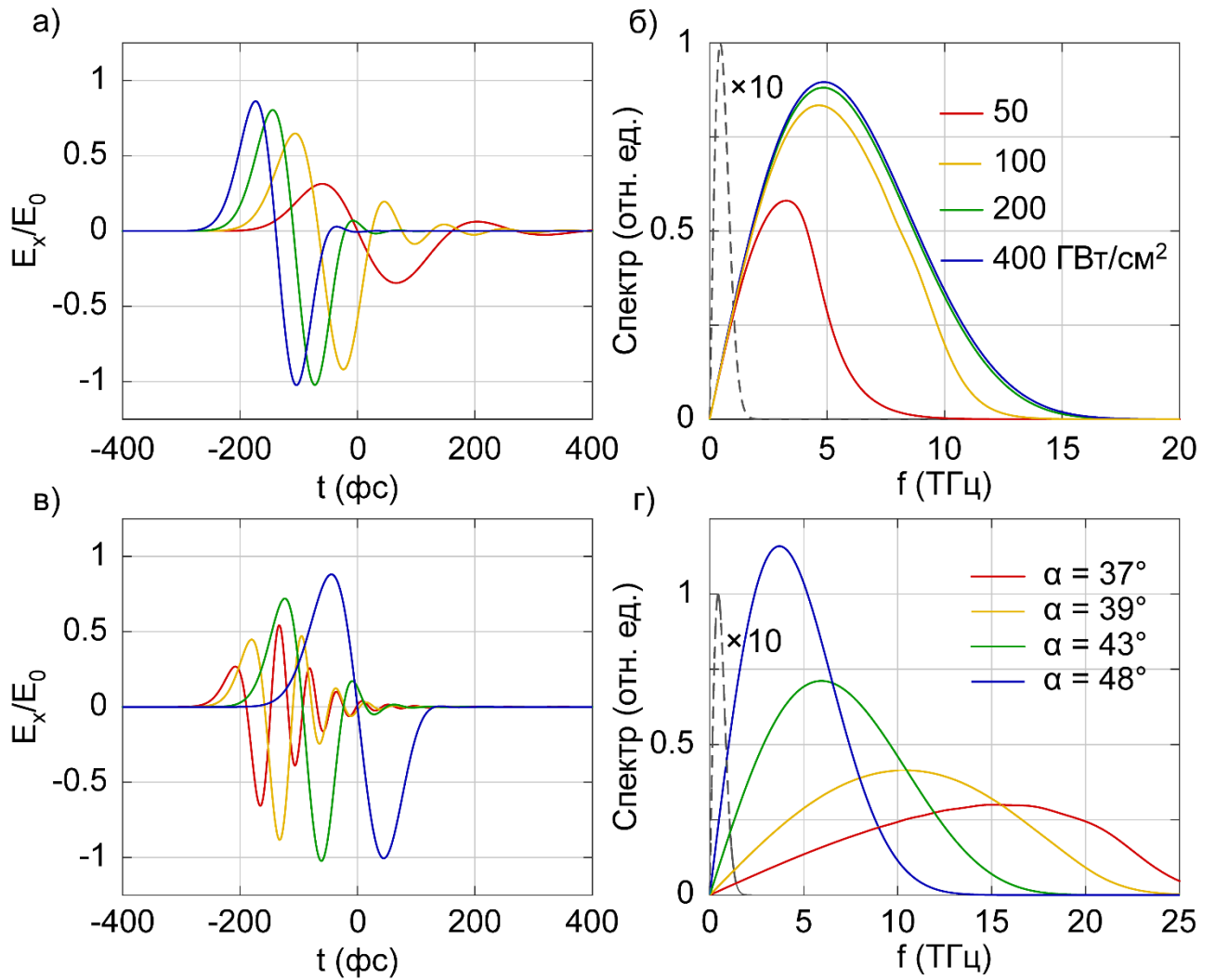


Рис. 3.4. а) Волновые формы и б) спектры отраженного терагерцового импульса (в точке $z = 750$ мкм) при $\alpha = 45^\circ$ и различных значениях I_0 . в) Волновые формы и г) спектры отраженного терагерцового импульса (в точке $z = 750$ мкм) при $I_0 = 200$ ГВт/см² и различных значениях α . На рис. б) и г) штриховой линией показан спектр падающего терагерцового импульса (его значения следует умножить на 10).

шением плотности фотогенерируемой плазмы (рис. 3.2а), что приводит к прохождению в плазму высокочастотной части спектра падающего импульса. Тем не менее, даже при $I_0 = 50 \text{ ГВт/см}^2$ эффект Доплера остается достаточно сильным: отраженный импульс имеет максимум спектра на частоте ($\sim 3 \text{ ТГц}$) примерно в 6 раз большей, чем у падающего импульса (рис. 3.4б).

На рис. 3.4в, г показано, как временная форма и спектр отраженного импульса зависят от угла скоса лазерного импульса. Видно, что приближение угла скоса к критическому значению $33,5^\circ$ (соответственно приближение скорости фронта ионизации к скорости терагерцовых волн) приводит к большему сдвигу спектра отражённого импульса в высокочастотную область (рис. 3.4г), при этом, однако, амплитуда отраженного импульса становится меньше (рис. 3.4в). В отраженном импульсе также появляется больше колебаний. Это можно объяснить более длительным временем формирования отраженного импульса вследствие более медленного выхода скиннующегося прошедшего терагерцового поля из плазмы. Для получения одиночных терагерцовых импульсов предпочтительны углы $\alpha > 40^\circ$ (рис. 3.4в).

Чтобы оценить преимущества предложенного метода преобразования терагерцовых импульсов по сравнению с их отражением от быстро затухающего плазменного фронта в кремнии (см. [43, 82, 92]), рассмотрим графики зависимости коэффициента повышения частоты (отношения частот максимумов спектров отражённого и падающего импульсов) от угла скоса α при различных I_0 (рис. 3.5а), а также зависимости энергетической эффективности преобразования (отношения энергии отраженного импульса к энергии падающего) от I_0 при различных α (рис. 3.5б). Сравним рис. 3.5а и 3.5б с результатами FDTD моделирования терагерцового импульса на фронте ионизации в кремнии, а именно с рис. 4с и 4d работы [92]. В работе [92] максимальное значение коэффициента повышения частоты составляет около 5 (рис. 4d) с соответствующей эффективностью преобразования всего в несколько процентов (рис. 4с). Согласно рис. 3.5а, б при нашем методе такой же коэффициент повышения частоты может быть достигнут с гораздо более высокой эффективностью – около 20%. Еще более высокая эффективность может быть достиг-

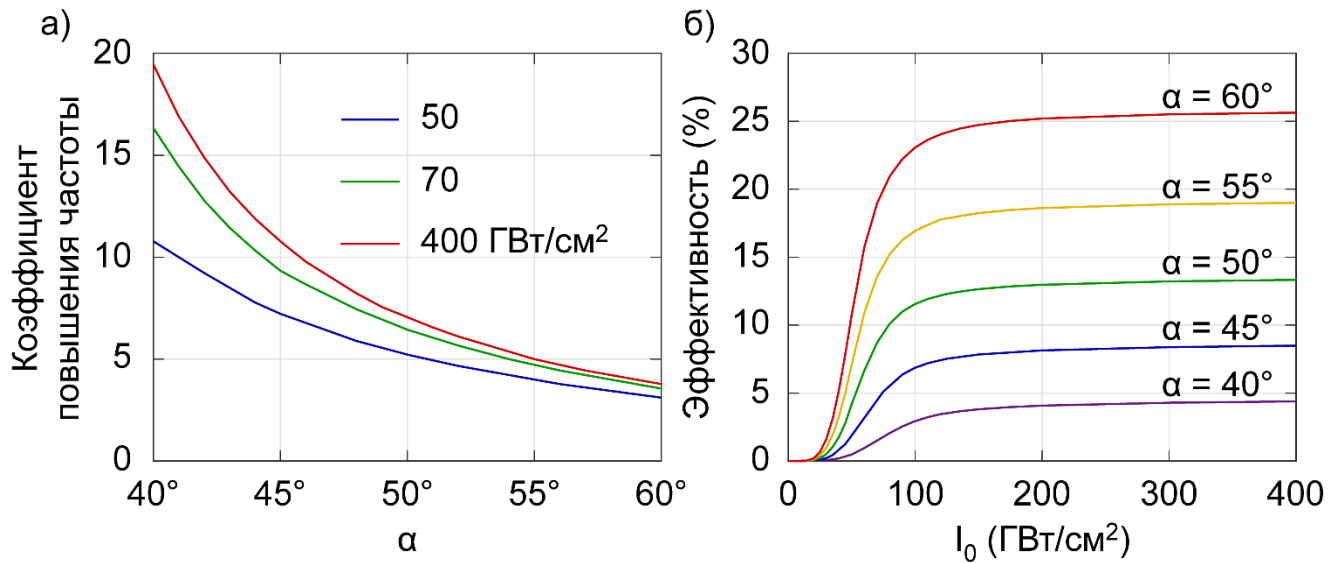


Рис. 3.5. а) Коэффициент повышения частоты в зависимости от угла скоса α при различных значениях I_0 и частоте максимума спектра падающего терагерцового импульса 0,45 ТГц. б) Энергетическая эффективность преобразования в зависимости от I_0 при различных α .

нута для меньших значений коэффициента повышения частоты, например, более 25% для повышения частоты в 4 раза (рис. 3.5а и 3.5б). Подобное увеличение эффективности преобразования для меньших значений коэффициента преобразования частоты отсутствует в работе [92]. Более того, в работе [92] эффективность рассчитана для падающего импульса с максимумом спектра на 1 ТГц. Можно ожидать, что при более низкой частоте максимума спектра (большей длительности) падающего импульса эффективность будет еще меньше, поскольку меньшая часть импульса успеет испытать трансформацию на быстро затухающем фронте ионизации в кремнии. Это наблюдалось экспериментально для падающего импульса с максимумом спектра на 0,5 ТГц [82]. Кроме того, в кремнии нет возможности управлять скоростью фронта и, следовательно, степенью повышения частоты. Можно только уменьшить степень повышения частоты за счет уменьшения доли взаимодействующего с фронтом падающего импульса, в ущерб эффективности [92]. Предложенный же выше метод обеспечивает удобный способ управления повышением частоты путем изменения угла скоса лазерного импульса (рис. 3.5а).

В работе [43] экспериментально исследовалось доплеровское преобразование на фронте ионизации в кремнии широкополосных (с шириной спектра до ~20 ТГц) терагерцовых импульсов от газополазменного источника. В отраженном импульсе наблюдались спектральные компоненты с частотами до ~28 ТГц. Хотя наше рассмотрение выше было сфокусировано на повышении частоты низкочастотных терагерцовых импульсов, предложенный метод может быть перспективным и для частотного преобразования широкополосных импульсов. Для этих целей требуются фронты ионизации, создающие плотную плазму с концентрацией носителей $N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для генерации таких фронтов необходимы оптические интенсивности $I_0 \geq 400 \text{ ГВт/см}^2$ (см. рис. 3.2 и 3.1). Несмотря на короткую длину распространения фронтов ионизации, создаваемых в ZnS столь интенсивными лазерными импульсами (рис. 3.2), эта длина все же превосходит длину распространения фронта ионизации в кремнии, что обеспечивает более эффективную трансформацию терагерцового импульса на фронте.

Предложенный метод позволяет также преодолеть серьезную проблему метода однофотонной ионизации в кремнии, а именно генерацию плазмы лазерным предимпульсом. Использование многофотонной ионизации позволяет генерировать резкие плазменные фронты.

Выводы по главе 3

Таким образом, трёхфотонная ионизация кристалла ZnS импульсами титан-сапфирового лазера со скошенным фронтом интенсивности позволяет создавать резкие релятивистские фронты ионизации, распространяющиеся на расстояния порядка сотен микрон. Скоростью распространения фронта ионизации можно управлять путем изменения угла скоса лазерного импульса. Созданные таким методом фронты могут служить эффективными доплеровскими преобразователями терагерцевых импульсов. В частности, отраженный от фронта импульс может иметь в несколько раз меньшую длительность и гораздо более широкий спектр, чем падающий импульс, при практически той же амплитуде. Предложенный метод может быть использован в качестве дополнения к наиболее эффективному в настоящее время методу терагерцевой генерации путем оптического выпрямления лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности для повышения его универсальности в получении мощных терагерцевых импульсов с временными и спектральными характеристиками, оптимизированными для различных приложений.

Глава 4. Теория неколлинеарного эллипсометрического детектирования терагерцовых волн в электрооптических кристаллах

Глава посвящена разработке теории электрооптического метода детектирования волновой формы терагерцовых импульсов, основанного на измерении модуляции поляризации ультракоротких лазерных импульсов, вызванной их нелинейно-оптическим взаимодействием с терагерцовым полем. В отличие от предшествующих работ на эту тему (см., например, [96, 97]), в том числе от уже ставшей классической работы [47], ограниченных рассмотрением стандартной схемы с коллинеарным распространением измеряемого терагерцового и зондирующего лазерного импульсов в кристалле, ниже рассматривается более общая неколлинеарная схема, в которой терагерцовый и лазерный импульсы распространяются под углом друг к другу. Впервые предложенная в работе [44] неколлинеарная схема имеет ряд преимуществ, в частности, обеспечивает оптико-терагерцовый синхронизм без необходимости подбора кристалла под длину волны лазера, позволяет использовать толстые (толщиной ~ 1 см) кристаллы для подавления эхо-сигналов и даже дает возможность непосредственно измерять модуляцию интенсивности пробного оптического пучка без применения эллипсометрии [98]. Теория неколлинеарного детектирования была разработана только для упомянутого неэллипсометрического (гетеродинного [98]) метода измерения интенсивности [48]. При этом было показано, что неколлинеарность схемы вносит фильтрующие свойства в частотную характеристику детектирования. Ниже будут изучены особенности эллипсометрической неколлинеарной схемы детектирования.

Разработанная общая теория будет применена для анализа двух реальных экспериментальных ситуаций: неколлинеарного детектирования в кристалле LiNbO_3 при длине волны зондирующего лазера $\lambda = 800$ нм или $1,55$ мкм [44, 46] и в кристалле GaAs при $\lambda = 1,55$ мкм [45]. Эти экспериментальные ситуации сильно

различаются между собой. В кристалле LiNbO_3 терагерцовый показатель преломления $n_{\text{THz}} = 4,94$ значительно больше оптического группового индекса $n_g = 2,24$ (при $\lambda = 800$ нм), так что необходимый для достижения синхронизма угол неколлинеарности, равный черенковскому углу $\cos \beta_{\text{Ch}} = n_g/n_{\text{THz}}$, оказывается большим: $\beta_{\text{Ch}} = 63^\circ$. В GaAs в силу близости $n_{\text{THz}} \approx 3,6$ [49] и $n_g = 3,52$ [49] (при $\lambda = 1,55$ мкм) черенковский угол значительно меньше: $\beta_{\text{Ch}} \approx 12^\circ - 15^\circ$.

Основные результаты главы опубликованы в работах [A4, A11].

4.1. Теоретический формализм, передаточная функция неколлинеарной геометрии детектирования

Геометрия нелинейно-оптического взаимодействия оптического и терагерцового импульсов при их неколлинеарном распространении в электрооптическом кристалле представлена на рис. 4.1. Зондирующий оптический импульс распространяется в $+x$ -направлении с групповой скоростью $V_g = c/n_g$. Предполагается, что оптический пучок является гауссовым с перетяжкой при $x = 0$ и линейно поляризованным вдоль оси y . Терагерцовый пучок считается коллимированным с равномерным распределением поля по поперечному сечению и распространяется под углом β к зондирующему пучку. Для соответствия с геометрией неколлинеарного детектирования в экспериментальных работах [45, 46] поляризация терагерцового импульса считается параллельной поляризации оптического импульса (оси y). Оптический импульс испытывает нелинейное взаимодействие с терагерцовым полем на интервале $0 < x < L$. На рис 4.1 длина взаимодействия L определяется расстоянием, на котором имеет место пересечение оптического и терагерцового пучков. На практике L может быть ограничена толщиной кристалла, если толщина окажется меньше, чем длина пересечения пучков. Это, однако, не влияет на рассмотрение. Также следует отметить, что в схеме с кристаллом LiNbO_3 [44] терагерцовое излучение сильно ослабляется с пройденным расстоянием внутри кристалла. Чтобы минимизировать эффект поглощения при детектировании, терагерцовый пу-

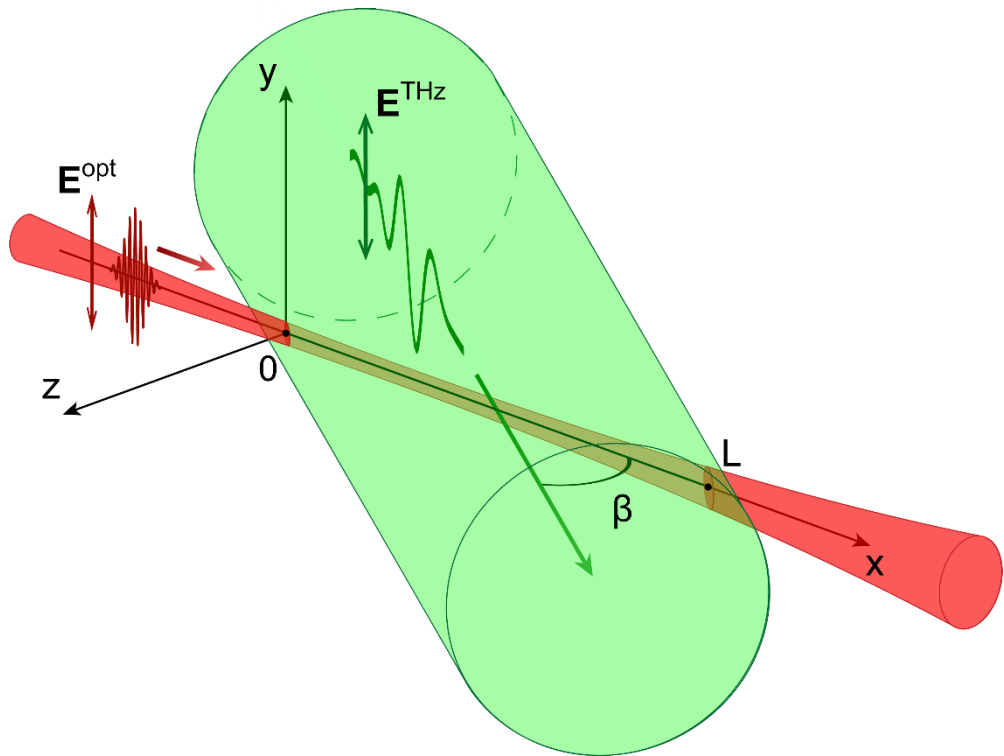


Рис. 4.1. Геометрия нелинейно-оптического взаимодействия неколлинеарных оптического (красный) и терагерцового (зеленый) пучков в электрооптическом кристалле. Электрические поля E^{opt} и E^{THz} пучков параллельны оси y .

чок заводится в кристалл через боковую поверхность, которая является параллельной оптическому пучку и близко к нему расположена (не показано на рис. 4.1).

Электрическое поле зондирующего оптического импульса при $x = 0$ запишем в виде

$$E_y^{\text{opt}}(0, y, z, t) = F(t)e^{-(y^2+z^2)/r_0^2}, \quad (4.1)$$

где $F(t)$ – временная форма импульса, а r_0 – радиус пучка в перетяжке. Применяя к выражению (4.1) преобразования Фурье по времени t и поперечным координатам y, z (ω и $k_{y,z}$ – соответствующие Фурье-переменные; знак “ \sim ” будет обозначать величины в Фурье-области), получим

$$E_y^{\text{opt}}(0, y, z, t) = \iiint_{-\infty}^{\infty} d\omega dk_y dk_z \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(k_y, k_z) e^{-i\omega t + ik_y y + ik_z z}, \quad (4.2)$$

где $\tilde{F}(\omega)$ и $\tilde{G}(k_y, k_z) = r_0^2 \exp[-(k_y^2 + k_z^2)r_0^2/4]/(4\pi)$ – спектральные амплитуды. Будем считать, что слабое нелинейное взаимодействие с терагерцовым полем не вносит существенных изменений в основную y -поляризованную компоненту оптического поля [47]. Следовательно, Фурье-амплитуда (относительно времени) этой компоненты поля может быть записана при произвольном x как

$$\tilde{E}_y^{\text{opt}}(x, y, z, \omega) = \tilde{F}(\omega) \iint_{-\infty}^{\infty} dk_y dk_z \tilde{G}(k_y, k_z) e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z}, \quad (4.3)$$

где $k_x = k \sqrt{1 - (k_y^2 + k_z^2)/k^2}$ – компонента волнового вектора в $+x$ -направлении, $k = \omega n_{\text{opt}}(\omega)/c$ – волновое число на частоте ω и $n_{\text{opt}}(\omega)$ – оптический показатель преломления кристалла.

Электрическое поле терагерцового импульса на интервале взаимодействия $0 < x < L$ может быть записано в приближении плоской волны [48] как

$$E_y^{\text{THz}}(x, z, t + \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \tilde{E}_y^{\text{THz}}(x, z, \Omega, \tau) e^{-i\Omega t} \quad (4.4)$$

с

$$\tilde{E}_y^{\text{THz}}(x, z, \Omega, \tau) = \tilde{A}(\Omega) e^{-i\Omega \tau + iK_x x + iK_z z}, \quad (4.5)$$

где τ – время задержки между терагерцовым и оптическим импульсами, $\tilde{A}(\Omega)$ – спектральная амплитуда, определяющая временную форму терагерцового импульса, и $K_x = (\Omega/c)n_{\text{THz}} \cos \beta$, $K_z = (\Omega/c)n_{\text{THz}} \sin \beta$ – x, z компоненты терагерцового волнового вектора в кристалле.

Чтобы найти вызванное терагерцовым полем изменение поляризации зондирующего импульса, необходимо рассчитать z -компоненту оптического поля (на частоте ω), которая ортогональна основной поляризационной компоненте, определяемой выражением (4.3). Ортогональная компонента поля генерируется z -компонентой нелинейной поляризации второго порядка на оптической частоте ω , которую можно записать в виде

$$\tilde{P}_z^{\text{NL}}(x, y, z, \omega, \tau) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \tilde{E}_y^{\text{opt}}(x, y, z, \omega - \Omega) \tilde{E}_y^{\text{THz}}(x, z, \Omega, \tau), \quad (4.6)$$

где $\chi^{(2)}$ – элемент тензора нелинейной восприимчивости (определяется симметрией кристалла и геометрией эксперимента) и ε_0 – электрическая постоянная. Формула (4.6) учитывает процессы генерации суммарной и разностной частоты, которым соответствуют частоты $\Omega > 0$ и $\Omega < 0$ (при $\omega > 0$).

Подставляя выражения (4.3) и (4.5) в формулу (4.6), представим нелинейную поляризацию в виде

$$\tilde{P}_z^{\text{NL}}(x, y, z, \omega, \tau) = \iint_{-\infty}^{\infty} dk_y dk_z \tilde{P}_z^{\text{NL}}(x, k_y, k_z, \omega, \tau) e^{ik_y y + ik_z z} \quad (4.7)$$

с

$$\tilde{P}_z^{\text{NL}}(x, k_y, k_z, \omega, \tau) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \tilde{F}(\omega - \Omega) \tilde{A}(\Omega) \tilde{G}(k_y, k_z - K_z) e^{-i\Omega\tau + ik_x^{\text{NL}}x}, \quad (4.8)$$

где $k_x^{\text{NL}} = k(\omega - \Omega) \sqrt{1 - [k_y^2 + (k_z - K_z)^2]/k^2(\omega - \Omega) + K_x}$ и $k(\omega - \Omega)$ – оптическое волновое число на частоте $\omega - \Omega$.

Подставляя нелинейную поляризацию $\tilde{P}_z^{\text{NL}}(x, k_y, k_z, \omega, \tau)$ в уравнения Максвелла в качестве источника, можно получить следующее уравнение для z-компоненты спектральной амплитуды $\tilde{E}_z^{\text{opt}}(x, k_y, k_z, \omega, \tau)$ электрического поля зондирующего импульса:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z^{\text{opt}}}{\partial x^2} + k_x^2 \tilde{E}_z^{\text{opt}} = -\mu_0 \omega^2 \left(1 - \frac{k_z^2}{k^2}\right) \tilde{P}_z^{\text{NL}}, \quad (4.9)$$

где μ_0 – магнитная постоянная. Используя метод медленно меняющихся амплитуд [99], запишем решение уравнения (4.9) за область взаимодействия (при $x \geq L$) в виде

$$\tilde{E}_z^{\text{opt}}(x, k_y, k_z, \omega, \tau) = \frac{i\mu_0 \omega^2}{2k_x} \left(1 - \frac{k_z^2}{k^2}\right) \int_0^L \tilde{P}_z^{\text{NL}} e^{ik_x(x-x')} dx'. \quad (4.10)$$

Подстановка выражения (4.8) в формулу (4.10) даёт

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{\text{opt}}(x, k_y, k_z, \omega, \tau) &= i \frac{\chi^{(2)} \omega^2 L}{k_x c^2} \left(1 - \frac{k_z^2}{k^2}\right) e^{ik_x x} \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \tilde{F}(\omega - \Omega) \tilde{A}(\Omega) \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_x L}{2}\right) \tilde{G}(k_y, k_z - K_z) e^{-i\Omega\tau + i\Delta k_x L/2}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

где $\Delta k_x = k_x^{\text{NL}} - k_x$ – расстройка волновых чисел.

Далее используем параксиальное приближение для зондирующего пучка ($k_{y,z} \ll k$), неравенство $K_z \ll k$ и разложение $k(\omega - \Omega) \approx k(\omega) - \Omega/V_g$, что позволяет сделать следующие приближения в фазовых членах выражения (4.11):

$$k_x \approx k - \frac{k_y^2}{2k} - \frac{k_z^2}{2k}, \quad \Delta k_x \approx K_x - \frac{\Omega}{V_g} + \frac{k_z^2}{2k} - \frac{(k_z - K_z)^2}{2k}. \quad (4.12)$$

В амплитудных факторах можно использовать более грубое приближение

$$k_x \approx k, \quad 1 - \frac{k_z^2}{k^2} \approx 1, \quad \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_x L}{2}\right) \approx \text{sinc}\left[\left(K_x - \frac{\Omega}{V_g}\right)\frac{L}{2}\right]. \quad (4.13)$$

Используя все указанные приближения и применяя к выражению (4.11) обратное преобразование Фурье относительно переменных $k_{y,z}$, получим

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z^{\text{opt}}(L, y, z, \omega, \tau) &= i \frac{\chi^{(2)} \omega L r_0}{c n_{\text{opt}} r} \exp\left[ikL - i\varphi + i \frac{k(y^2 + z^2)}{2R}\right] \exp\left(-\frac{y^2}{r^2}\right) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \tilde{F}(\omega - \Omega) \tilde{A}(\Omega) \text{sinc}\left[\left(K_x - \frac{\Omega}{V_g}\right)\frac{L}{2}\right] \exp\left[-i\Omega\tau + i\left(K_x - \frac{\Omega}{V_g}\right)\frac{L}{2}\right] \\ &\times \exp\left[-\frac{1}{r^2}\left(z - \frac{K_z L}{2k}\right)^2 + iK_z\left(z - \frac{K_z L}{4k}\right)\left(1 - \frac{L}{2R}\right)\right], \end{aligned} \quad (4.14)$$

где также положено $x = L$ и введены стандартные параметры гауссова пучка: радиус пучка $r = r_0 \sqrt{1 + L^2/x_R^2}$, длина Рэлея $x_R = kr_0^2/2$, фазовый сдвиг Гуи $\varphi = \text{arctg}(L/x_R)$ и радиус кривизны волнового фронта $R = L + x_R^2/L$. Значение $x = L$ было взято в (4.14), поскольку эффекты распространения на расстояния $x > L$ не играют существенной роли в случае эллипсометрического детектирования, в отличие от неэллипсометрического метода [48].

Основная y -поляризованная компонента зондирующего импульса (на частоте ω), описываемая выражением (4.3), в параксиальном приближении может быть представлена в точке $x = L$ как обычный гауссов пучок вида

$$\tilde{E}_y^{\text{opt}}(L, y, z, \omega) = \tilde{F}(\omega) \frac{r_0}{r} \exp\left(-\frac{y^2 + z^2}{r^2}\right) \exp\left[ikL - i\varphi + i \frac{k(y^2 + z^2)}{2R}\right]. \quad (4.15)$$

Вследствие нелинейно-оптической генерации z -поляризованной компоненты оптического поля поляризация зондирующего импульса изменяется от линейной на входе в кристалл до слабо эллиптической на выходе из кристалла. Для измерения этой слабой эллиптичности обычно используют балансную эллипсометрическую схему (рис. 4.2). В этой схеме слабо эллиптическая (почти линейная) поляризация

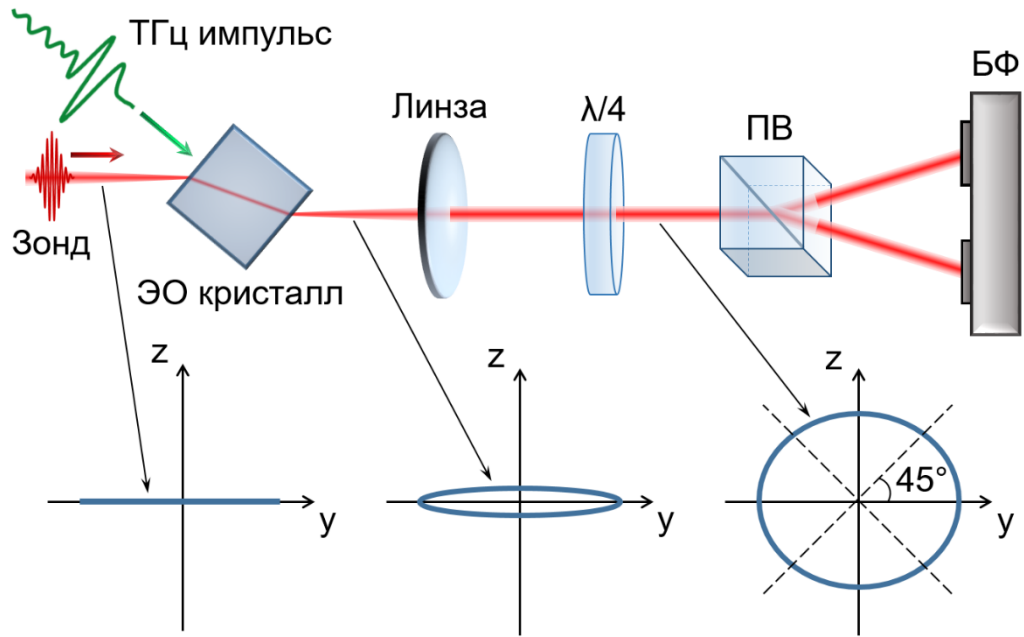


Рис. 4.2. Схема эллипсометрической установки с четвертьволновой пластинкой ($\lambda/4$), призмой Волластона (ПВ) и балансным фотодетектором (БФ). Поляризация зондирующего импульса представлена до и после поляризационных оптических элементов. Штриховыми линиями показаны быстрая и медленная оси четвертьволновой пластинки.

зондирующего импульса после выхода из кристалла преобразуется в почти круговую (но эллиптическую) поляризацию с помощью четвертьволновой пластинки, быстрая и медленная оси которой ориентированы под углом 45° к оси y . Призма Волластона (ПВ) используется для расщепления оптического пучка на две ортогональные (y - и z -) поляризационные компоненты, которые регистрируются балансным фотодетектором (БФ). Детектор измеряет разность оптических интенсивностей в этих компонентах.

Используя матрицу Джонса для четвертьволновой пластинки с оптическими осями, ориентированными под углом 45° к y - и z -осям, свяжем компоненты электрического поля после призмы Волластона $\tilde{E}_{y,z}^{\text{out}}$ (для положительных частот $\omega > 0$) с соответствующими компонентами перед четвертьволновой пластиной $\tilde{E}_{y,z}^{\text{in}}$ как

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_y^{\text{out}} \\ \tilde{E}_z^{\text{out}} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+i & 1-i \\ 1-i & 1+i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_y^{\text{in}} \\ \tilde{E}_z^{\text{in}} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

(сопряженная матрица используется для отрицательных частот $\omega < 0$).

Проинтегрированная по времени интенсивность (флюенс) y -, z -поляризованных пучков может быть записана как

$$\Phi_{y,z}(y, z, \tau) = \varepsilon_0 c n_{\text{opt}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{E}_{y,z}^{\text{out}}(\omega) e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \tilde{E}_{y,z}^{\text{out}}(\omega') e^{-i\omega' t} \quad (4.17)$$

(здесь пренебрегается потерями на границах раздела сред или считается, что на них нанесены антиотражающие покрытия). Используя тождество $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega+\omega')t} dt = 2\pi\delta(\omega + \omega')$, сведем формулу (4.17) к виду

$$\Phi_{y,z}(y, z, \tau) = 2\pi\varepsilon_0 c n_{\text{opt}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{E}_{y,z}^{\text{out}}(\omega) \tilde{E}_{y,z}^{\text{out}}(-\omega). \quad (4.18)$$

Энергии пучков можно записать как

$$W_{y,z}(\tau) = \iint_{-\infty}^{\infty} dy dz \Phi_{y,z}(y, z, \tau), \quad (4.19)$$

а выходной сигнал фотодетектора $S(\tau)$ пропорционален их относительной разности: $S(\tau) = [W_y(\tau) - W_z(\tau)]/W_0$, где W_0 – энергия падающего зондирующего импульса (см. (4.1)).

Подставляя выражения (4.15) и (4.14) в качестве входных полей $\tilde{E}_{y,z}^{\text{in}}$ в соотношение (4.16), затем подставляя (4.16) в (4.18) и выполняя интегрирование в формуле (4.19), в итоге получаем следующее выражение для выходного сигнала фотодетектора:

$$S(\tau) = 2\pi^2 \varepsilon_0 \omega_0 L r_0^2 \chi^{(2)} W_0^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega T(\Omega) \tilde{A}(\Omega) e^{-i\Omega\tau}, \quad (4.20)$$

где $T(\Omega) = C(\Omega)D(\Omega)H(\Omega)$ с

$$C(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{F}(\omega - \Omega) \tilde{F}(-\omega), \quad (4.21a)$$

$$D(\Omega) = \text{sinc} \left[\frac{\Omega L (n_{\text{THZ}} \cos \beta - n_g)}{2c} \right] e^{\frac{i\Omega L (n_{\text{THZ}} \cos \beta - n_g)}{2c}}, \quad (4.21б)$$

$$H(\Omega) = e^{-\Omega^2/\Omega_c^2}, \quad (4.21в)$$

$$\Omega_c = \frac{2\sqrt{2}c}{r_0 n_{\text{THZ}} \sin \beta} \sqrt{\frac{1 + \gamma}{\gamma/4 + (1 + \gamma/2)^2}}, \quad (4.21г)$$

$\gamma = L^2/x_R^2$. В формуле (4.20) множитель ω был приближенно заменен несущей оптической частотой ω_0 и вынесен из-под знака интеграла. Данное приближение адекватно типичной экспериментальной ситуации, где ширина спектра зондирующего импульса мала по сравнению с его несущей частотой.

4.2. Анализ детектирования терагерцевых волн в кристаллах GaAs и LiNbO₃

Анализируя выражение (4.20), можно видеть, что $T(\Omega)$ имеет смысл нелинейной передаточной функции. Эта функция есть произведение трех частотно зависимых множителей, которые выступают в роли спектральных фильтров для терагерцевой спектральной амплитуды $\tilde{A}(\Omega)$. Множитель $C(\Omega)$ не является специфичным для исследуемой неколлинеарной схемы детектирования. Он также входит в передаточную функцию обычной коллинеарной схемы [47]. Этот множитель представляет собой спектральную автокорреляционную функцию оптического поля, которая может быть представлена также в виде

$$C(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt F^2(t) e^{-i\Omega t}. \quad (4.22)$$

Для гауссова импульса с $F(t) = F_0 \exp(-t^2/T_{\text{opt}}^2) \cos(\omega_0 t + \varphi)$ и $\tilde{F}(\omega) = F_0 T_{\text{opt}} (4\sqrt{\pi})^{-1} \sum_{\pm} \exp[-(\omega \pm \omega_0)^2 T_{\text{opt}}^2 / 4 \pm i\varphi]$ можно вычислить интегралы в формулах (4.21а) или (4.22) и получить

$$C(\Omega) = \frac{F_0^2 T_{\text{opt}}}{4\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Omega^2 T_{\text{opt}}^2}{8}}. \quad (4.23)$$

Выражение (4.23) действует как фильтр нижних частот с частотой отсечки $\sim T_{\text{opt}}^{-1}$. Для типичных экспериментальных установок терагерцевой спектроскопии во временной области (THz-TDS), где обычно $T_{\text{opt}} \lesssim 100$ фс, частота отсечки значительно превышает ширину терагерцевого спектра и, следовательно, фактор $C(\Omega)$ слабо влияет на точность детектирования.

Множитель $D(\Omega)$, отвечающий за фазовый синхронизм между оптическим и терагерцевым импульсами, отличается от своего аналога для коллинеарной схемы [47] наличием $\cos \beta$. Это отличие отражает основное преимущество неколлинеарной схемы – ее способность обеспечивать согласование оптической и терагерцевой скоростей даже в материалах с большим коллинеарным рассогласованием за счет

подбора угла β . Для идеального фазового синхронизма, когда $n_{\text{THz}} \cos \beta - n_g = 0$ (или $\beta = \beta_{\text{Ch}}$), получаем $D(\Omega) = 1$.

Основное ограничение на точность детектирования накладывается множителем $H(\Omega)$ (см. (4.21в)), который действует аналогично $C(\Omega)$ как фильтр нижних частот, но с частотой отсечки Ω_c (см. (4.21г)), определяемой в основном радиусом зондирующего пучка r_0 и углом пересечения пучков β , а не длительностью зондирующего импульса, как это было в множителе $C(\Omega)$. Дифракционное уширение зондирующего пучка учитывается в множителе $H(\Omega)$ через параметр γ .

На рис. 4.3а сплошными линиями показаны зависимости частоты отсечки Ω_c от радиуса зондирующего пучка r_0 для условий эксперимента работы [45], т.е. для кристалла GaAs и волоконного лазера ($\lambda = 1,55$ мкм). Для удобства также показаны значения обычно используемой полной ширины на половине высоты (FWHM) пучка $r_{\text{FWHM}} = \sqrt{2 \ln 2} r_0 \approx 1,2r_0$. При расчете Ω_c использовались следующие значения параметров: $\beta = 14^\circ$, $n_{\text{opt}} = 3,38$, $n_{\text{THz}} = 3,63$, а также три значения длины взаимодействия $L = 3, 5$ и 10 мм. Большие длины взаимодействия обеспечиваются малым углом пересечения оптического и терагерцового пучков β . Действительно, длина пересечения пучков определяется формулой $D_{\text{THz}} / \sin \beta$, где D_{THz} – диаметр терагерцового пучка. При $\beta = 14^\circ$ получаем $L \approx 4,1D_{\text{THz}}$, откуда для типичных значений $D_{\text{THz}} \sim 0,5 - 3$ мм следует $L \sim 2 - 12$ мм.

Как видно из рис. 4.3а, с уменьшением радиуса зондирующего пучка частота отсечки сначала увеличивается, достигая максимума при $r_0 \approx 15 - 25$ мкм (в зависимости от L), а затем падает до нуля. Падение можно объяснить значительным дифракционным уширением зондирующего пучка на длине взаимодействия L . Действительно, анализируя выражение (4.21г) как функцию r_0 , находим, что функция имеет максимум при $\gamma = 4$, т.е. когда конфокальный параметр $2x_R$ равен L : $2x_R = L$. Дальнейшее уменьшение r_0 (и, следовательно, x_R) увеличивает эффект дифракции.

Для схемы с GaAs найденные оптимальные значения r_0 слишком малы для

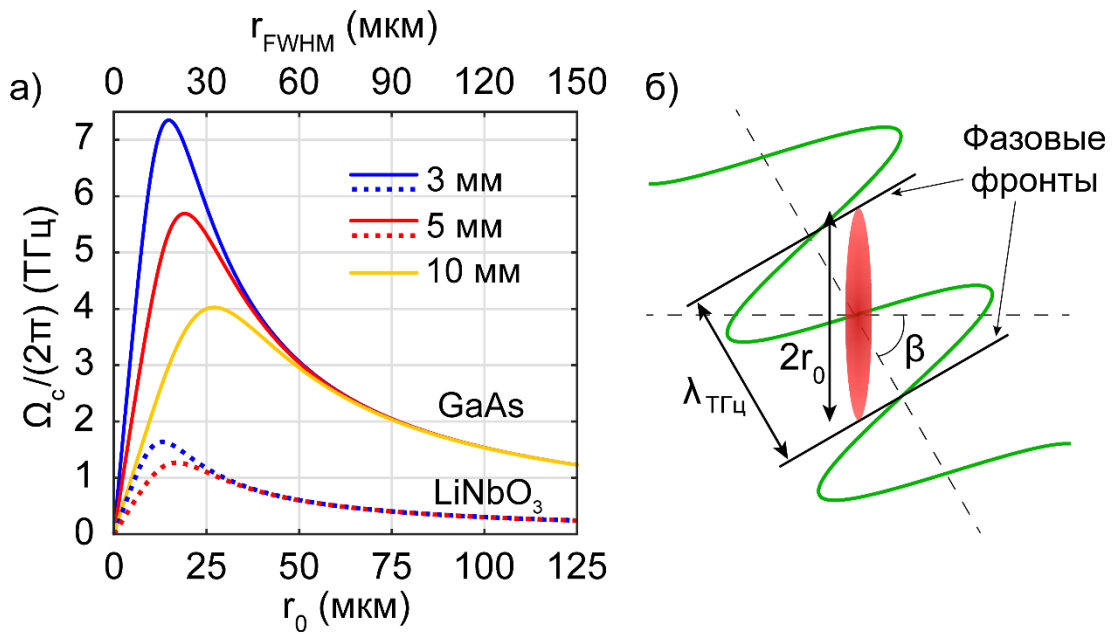


Рис. 4.3. а) Частота отсечки в зависимости от радиуса зондирующего пучка для условий двух экспериментов: с кристаллом GaAs и волоконным лазером ($\lambda = 1,55 \mu\text{м}$) (сплошные линии) и с кристаллом LiNbO₃ и титан-сапфировым лазером ($\lambda = 800 \text{ нм}$) (штриховые линии). В легенде представлены значения длины взаимодействия L . б) Иллюстрация механизма низкочастотной фильтрации.

практического использования, что связано с наклонным падением оптического пучка на поверхность кристалла. Действительно, используя закон Снелля в виде $\sin \alpha = n_{\text{opt}} \sin \beta$, находим, что угол падения оптического пучка из воздуха на кристалл должен составлять $\alpha \approx 55^\circ$ для того, чтобы получить нужный угол преломления $\beta = 14^\circ$. При таких углах ширина пучка внутри кристалла превышает ширину падающего пучка в $\cos 14^\circ / \cos 55^\circ \approx 1,7$ раза. Таким образом, реалистичные значения r_0 начинаются от 30 до 40 мкм, где сплошные кривые для различных L практически совпадают (рис. 4.3а).

Штриховыми линиями на рис. 4.3а представлены зависимости Ω_c от r_0 для условий эксперимента работы [46], т.е. для кристалла LiNbO_3 и титан-сапфирового лазера ($\lambda = 800$ нм). Для этого случая в расчетах использовались следующие значения параметров: $\beta = 63^\circ$, $n_{\text{opt}} = 2,23$, $n_{\text{THz}} = 5$, а также два значения длины взаимодействия $L = 3$ и 5 мм. Из-за большого угла β длина взаимодействия практически совпадает с шириной терагерцового пучка: $L \approx 1,1D_{\text{THz}}$. В геометрии с вводом терагерцового пучка в кристалл через его боковую поверхность [46], L превышает ширину терагерцового пучка в воздухе в $1/\cos 41^\circ \approx 1,33$ раза.

Несмотря на существенное различие параметров для сплошных и штриховых кривых на рис. 4.3а кривые для одних и тех же значений L (3 и 5 мм) имеют практически совпадающие положения максимумов при $r_0 \approx 15 - 20$ мкм. Это можно объяснить близкими значениями длины Рэлея для двух экспериментов. Действительно, хотя длина волны $\lambda = 800$ нм в 1,9 раза короче, чем $\lambda = 1,55$ мкм, показатель преломления $n_{\text{opt}} = 2,23$ для LiNbO_3 на 800 нм в 1,5 раза меньше, чем $n_{\text{opt}} = 3,38$ для GaAs на 1,55 мкм. Малые значения r_0 реалистичны для условий эксперимента [46] из-за нормального падения зондирующего пучка на поверхность кристалла.

В целом штриховые кривые лежат ниже сплошных на рис. 4.3а, т.е. частотная полоса детектирования существенно шире для схемы с GaAs , чем для схемы с LiNbO_3 . Математически это объясняется большим значением $\sin \beta$ в знаменателе формулы (4.21г) для LiNbO_3 ($\approx 0,9$), чем для GaAs ($\approx 0,2$).

С физической точки зрения эффект фильтрации, присущий неколлинеарной схеме детектирования [45, 100], объясняется наклоном терагерцовых волновых фронтов относительно блиноподобного зондирующего импульса (рис. 4.3б). Из-за наклона фронтов различные поперечные части зондирующего импульса взаимодействуют с различными фазами терагерцового поля. Это уменьшает общую модуляцию поляризации зондирующего пучка. В частности, можно ожидать нулевой модуляции в случае, когда противоположные края зондирующего импульса взаимодействуют с терагерцовыми волновыми фронтами, отстоящими на длину волны λ_{THz} , т.е. при $2r_0 \sin \beta = \lambda_{\text{THz}}$. Записывая λ_{THz} как $\lambda_{\text{THz}} = 2\pi c / (n_{\text{THz}} \Omega)$, получаем частоту отсечки

$$\Omega_c \sim \frac{\pi c}{r_0 n_{\text{THz}} \sin \beta}. \quad (4.24)$$

Оценка (4.24) хорошо согласуется с точным выражением (4.21г) в случае, когда дифракция пренебрежимо мала ($\gamma \ll 1$).

Чтобы сделать анализ исследуемой схемы детектирования более наглядным, зададим квазиоднопериодный терагерцовый импульс на входе в кристалл в виде модельной функции (рис. 4.4)

$$E_y^{\text{THz}}(\xi) = \frac{\xi E_0}{T_{\text{in}}} e^{-\xi^2/T_{\text{in}}^2}, \quad \tilde{A}(\Omega) = \frac{i\Omega T_{\text{in}}^2 E_0}{4\sqrt{\pi}} e^{-\Omega^2 T_{\text{in}}^2/4}, \quad (4.25)$$

где $\xi = t + \tau - x(n_{\text{THz}}/c) \cos \beta - z(n_{\text{THz}}/c) \sin \beta$. Подставляя $\tilde{A}(\Omega)$ из (4.25), $C(\Omega)$ в виде (4.23), $D(\Omega) = 1$, $H(\Omega)$ в виде (4.21в) и $W_0 = \pi^{3/2} 2^{-5/2} \varepsilon_0 c n_{\text{opt}} F_0^2 r_0^2 T_{\text{opt}}$ в формулу (4.20), получаем выходной сигнал в аналитической форме

$$S(\tau) = 2\chi^{(2)} E_0 \frac{\omega_0 L}{c n_{\text{opt}}} \frac{T_{\text{in}}^2}{T_{\text{out}}^2} \frac{\tau}{T_{\text{out}}} e^{-\tau^2/T_{\text{out}}^2}, \quad (4.26)$$

где

$$T_{\text{out}} = \sqrt{T_{\text{in}}^2 + T_{\text{opt}}^2/2 + 4/\Omega_c^2}. \quad (4.27)$$

Согласно выражению (4.26) выходной сигнал – это однопериодный импульс, который подобен волновой форме входного терагерцового сигнала (ср. с (4.25)), но имеет большую постоянную времени T_{out} (см. (4.27)). Как отмечалось выше, слагаемое $T_{\text{opt}}^2/2$ в формуле (4.27) пренебрежимо мало для типичных THz-TDS установок, увеличение постоянной времени в основном обусловлено слагаемым $4/\Omega_c^2$.

В формуле (4.26) и амплитуда терагерцового поля E_0 , и длина взаимодействия L зависят от условий фокусировки терагерцового пучка. Так, менее острая фокусировка уменьшает величину E_0 , но увеличивает длину пересечения L . Из закона сохранения энергии следует, что произведение E_0L , а следовательно, и эффективность детектирования, остается при этом постоянной величиной. Однако эти рассуждения справедливы только до тех пор, пока длина пересечения меньше толщины кристалла. В противном случае L будет ограничена толщиной кристалла. Таким образом, более острая фокусировка выгодна для использования более тонких кристаллов. Кроме того, уменьшение длины взаимодействия L за счет более острой фокусировки подавляет эффект дифракционной расходимости зондирующего пучка, тем самым увеличивая спектральную полосу детектирования.

На рис. 4.4а, б представлены выходные сигналы и их спектры для различных радиусов (40, 80 и 120 мкм) пробного пучка в схеме с кристаллом GaAs [45]. В расчетах предполагалось, что $T_{\text{opt}} = 60$ фс, $T_{\text{in}} = 0,2$ пс и $L = 5$ мм. В качестве референсной кривой на рис. 4.4а (и далее на рис. 4.4в) используется идеальный, т.е. с $T_{\text{out}} = T_{\text{in}}$ в (4.26), отклик детектора

$$S_{\text{ideal}}(\tau) = 2\chi^{(2)}E_0 \frac{\omega_0 L}{cn_{\text{opt}}} \frac{\tau}{T_{\text{in}}} e^{-\tau^2/T_{\text{in}}^2}, \quad (4.28)$$

нормированный на свой максимум. Нормированный спектр идеального отклика используется в качестве референсной кривой на рис. 4.4б (и также на рис. 4.4г). Как видно из рис. 4.4а и 4.4б, искажения волновой формы и спектра, вызванные эффектом фильтрации нижних частот, незначительны при $r_0 = 40$ мкм. Увеличение r_0 до значений 80 и 120 мкм приводит к более существенным искажениям, уменьшая час-

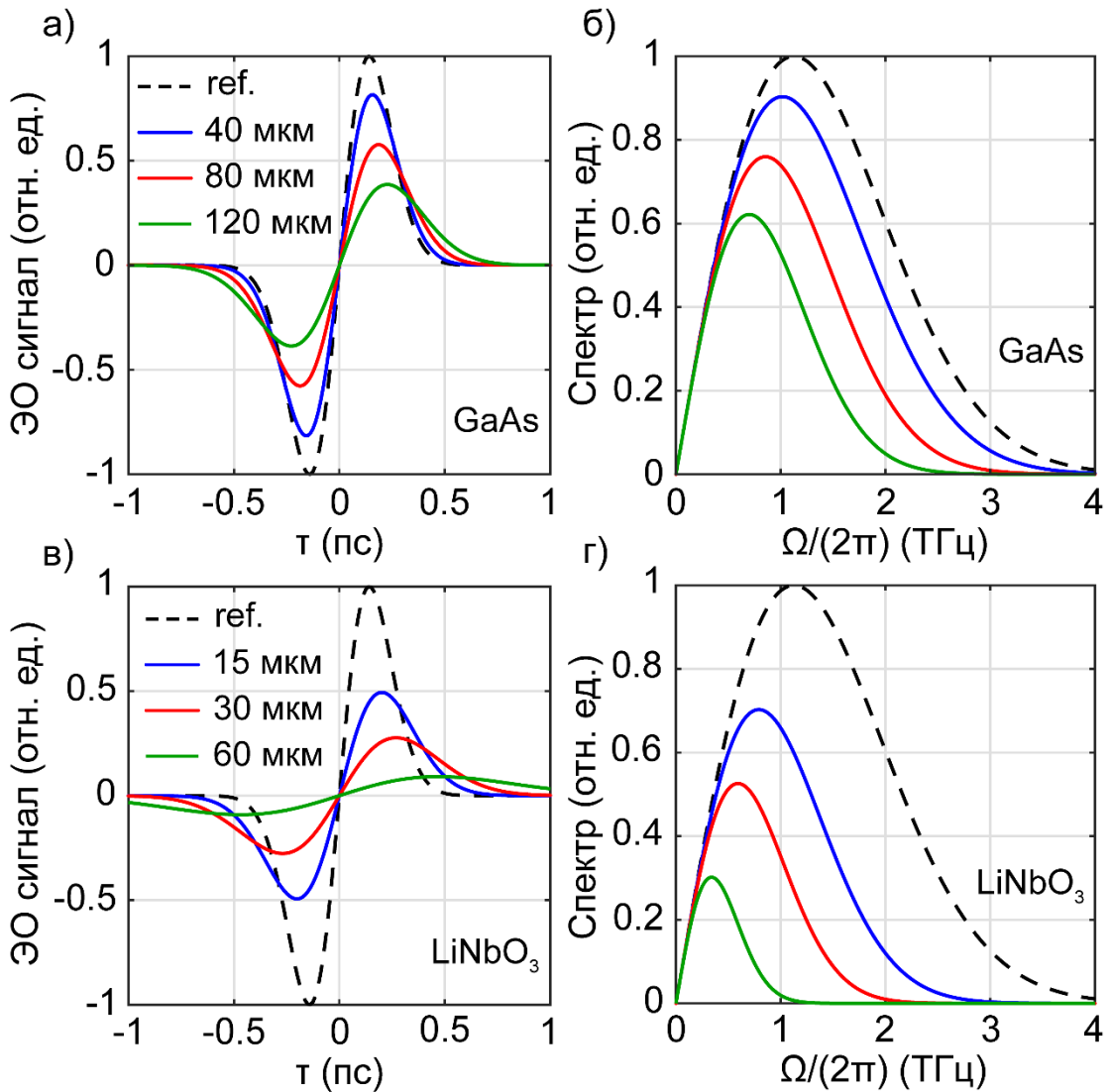


Рис. 4.4. Выходные сигналы и их спектры (сплошные кривые) для условий двух экспериментов: а, б) с кристаллом GaAs [45] и в, г) с кристаллом LiNbO₃ [46]. В легенде указаны значения радиуса зондирующего пучка r_0 . Опорная (штриховая) кривая представляет отклик идеального детектора и его спектр. Все кривые нормированы на максимумы идеализированных откликов или их спектров.

тотную полосу детектирования до 3 и 2,5 ТГц соответственно. В целом, можно сделать вывод, что искажения приемлемы в схеме с кристаллом GaAs и волоконным лазером при радиусе зондирующего пучка в интервале $40 \lesssim r_0 \lesssim 80$ мкм. Это объясняется малым черенковским углом $\beta_{\text{Ch}} \approx 12^\circ - 15^\circ$.

Рис. 4.4в и 4.4г демонстрируют выходные сигналы и их спектры для различных радиусов (15, 30 и 60 мкм) зондирующего пучка в схеме с кристаллом LiNbO₃ и титан-сапфировым лазером [46]. В расчетах предполагалось, что $T_{\text{opt}} = 60$ фс, $T_{\text{in}} = 0,2$ пс и $L = 3$ мм. Как можно видеть, волновая форма и спектр испытывают сильные искажения даже в случае оптимального радиуса $r_0 \approx 15$ мкм (рис. 4.3а). Искажения становятся еще более сильными при увеличении радиуса r_0 . Это объясняется большим черенковским углом $\beta_{\text{Ch}} \approx 63^\circ$. Таким образом, неколлинеарная схема детектирования с использованием кристалла LiNbO₃ неприменима для детектирования широкополосного терагерцового излучения.

Для схемы детектирования с использованием кристалла GaAs влияние терагерцовой дисперсии, т.е. зависимости n_{THz} от частоты в формуле (4.21б), может стать существенным при больших длинах взаимодействия (для схемы с кристаллом LiNbO₃ влияние терагерцовой дисперсии несущественно из-за короткой дистанции распространения терагерцового импульса от боковой поверхности кристалла до зондирующего пучка). Для оценки эффекта дисперсии в кристалле GaAs функция $n_{\text{THz}}(\Omega)$ была аппроксимирована уравнением Селлмейера [49]

$$n_{\text{THz}}^2(\Omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\Omega_{\text{TO}}^2}{\Omega_{\text{TO}}^2 - i\Omega\nu_{\text{ph}} - \Omega^2} \quad (4.29)$$

с параметрами $\varepsilon_\infty = 11$, $\varepsilon_0 = 13$, частотой фононного резонанса $\Omega_{\text{TO}} = 8,2$ ТГц и коэффициентом затухания фононов $\nu_{\text{ph}} = 7,2$ ТГц. На рис 4.5а и 4.5б приведены графики зависимостей длины когерентности $L_{\text{coh}} = \pi c / [\Omega |n_{\text{THz}}(\Omega) \cos \beta - n_g|]$ и модуля фактора фазового синхронизма $|D(\Omega)|$ от терагерцовой частоты Ω . Из рис. 4.5а и 4.5б видно, что можно эффективно управлять влиянием дисперсии на спект-

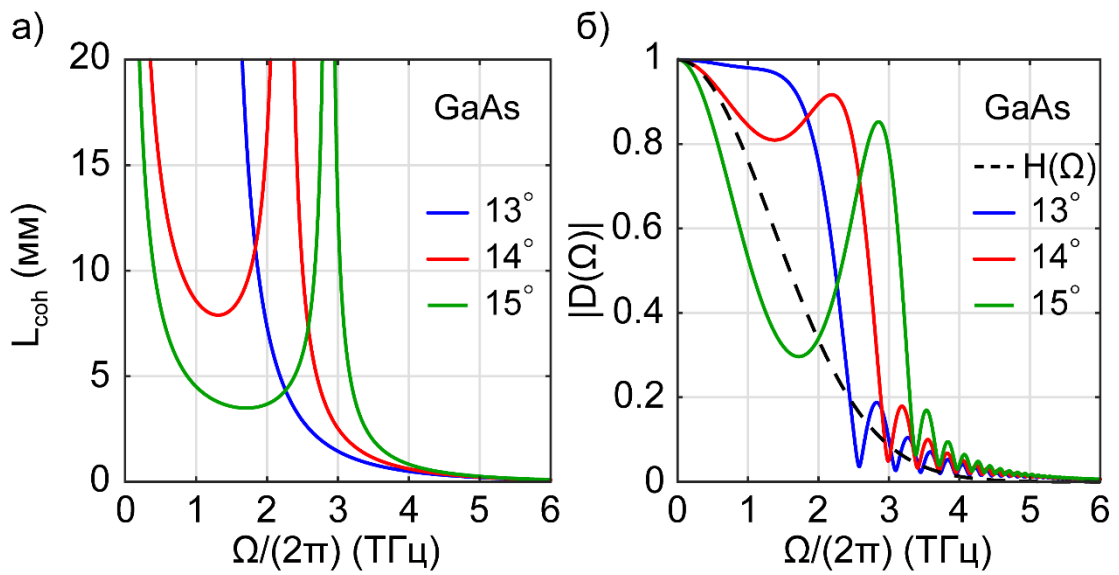


Рис. 4.5. а) Длина когерентности и б) модуль фактора фазового синхронизма в зависимости от терагерцовой частоты для кристалла GaAs при различных углах β (указаны в легенде). На рис. б) $L = 5$ мм; штриховой линией показан фактор $H(\Omega)$ при $r_0 = 80$ мкм и $\beta = 14^\circ$.

ральную однородность и частотную полосу детектирования, слегка изменяя угол пересечения оптического и терагерцового пучков β . В целом, однако, влияние фактора низкочастотной фильтрации $H(\Omega)$ доминирует над фактором фазового синхронизма $D(\Omega)$ (рис. 4.5б), ограничивая сверху частотную полосу детектирования.

4.3. Выводы по главе 4

Неколлинеарная схема электрооптического детектирования обеспечивает оптико-терагерцовый синхронизм при ориентации зондирующего пучка под черенковским углом к терагерцовому пучку без необходимости подбора кристалла под длину волны лазера, в отличие от традиционной коллинеарной схемы. Это придает схеме универсальность, а также высокую эффективность и высокое спектральное разрешение за счет возможности использования толстых кристаллов.

Неколлинеарная эллипсометрическая схема работает как фильтр нижних терагерцовых частот, в отличие от неколлинеарной гетеродинной схемы [98], которая работает как полосовой фильтр [48]. Частота отсечки эллипсометрической схемы определяется радиусом зондирующего пучка (с учетом его дифракционного уширения) и черенковским углом. Фильтрация может исказить выходной сигнал, сузив его спектр и соответственно растянув его временную форму.

В неколлинеарной схеме с кристаллом GaAs и волоконным лазером [45] искажения типичных терагерцовых импульсов (с шириной спектра $\lesssim 3$ ТГц) незначительны при $1/e$ -радиусе зондирующего пучка $\approx 15 - 50$ мкм (вне кристалла). Это объясняется малым ($\approx 12^\circ - 15^\circ$ при длине волны лазера 1,55 мкм) черенковским углом в GaAs. Аналогичных результатов можно ожидать при использовании кристалла GaP (с черенковским углом $\approx 19^\circ$) вместо GaAs. Таким образом, полупроводниковые кристаллы в сочетании с волоконными лазерами хорошо подходят для неколлинеарной схемы детектирования.

В неколлинеарной схеме с кристаллом LiNbO₃ и титан-сапфировым (или волоконным) лазером [44, 46] искажения могут быть значительными даже при короткой (3 мм) длине взаимодействия и оптимальном радиусе зондирующего пучка \approx

15 мкм. Это объясняется большим ($\approx 63^\circ$) черенковским углом в LiNbO_3 . Таким образом, неколлинеарная схема на основе LiNbO_3 подходит только для детектирования терагерцовых импульсов со сравнительно узкой (≈ 2 ТГц) шириной спектра.

Заключение

1. Предложена эффективная и практически удобная схема генерации терагерцового излучения с накачкой слоя полупроводникового кристалла типа цинковой обманки лазерными импульсами среднего ИК диапазона в условиях эффекта Брюстера и выводом половины черенковского клина терагерцовых волн из слоя по нормали. Экспериментально продемонстрировано преобразование лазерных импульсов с длиной волны 1,54 мкм, длительностью 140 фс и энергией 11 мкДж в терагерцовое излучение с шириной спектра $\sim 2,5$ ТГц с эффективностью 0,003% в кристалле GaP.

2. Разработан и экспериментально продемонстрирован преобразователь импульсов фемтосекундных оптических осцилляторов в коллимированное терагерцовое излучение, представляющий собой тонкий слой кристалла LiNbO_3 , расположенный между кварцевой подложкой и кремниевым полуконусом полного отражения с углом при вершине $24,5^\circ$. Импульсы титан-сапфирового лазера с длиной волны 0,8 мкм, длительностью 90 фс и энергией 7 нДж преобразованы в терагерцовое излучение с шириной спектра ~ 6 ТГц с рекордно высокой эффективностью 0,06%, которая на два порядка превосходит эффективность стандартной коллинеарной схемы преобразования в кристалле ZnTe и на порядок – эффективность преобразователей с выводом излучения через согласующую кремниевую призму. Хорошее качество коллимации терагерцового пучка подтверждено его фокусировкой в пятно субмиллиметровых размеров.

3. Экспериментально показано, что двусторонний вывод терагерцового излучения из слоя LiNbO_3 через два кремниевых полуконуса полного отражения обеспечивает формирование единого коллимированного терагерцового пучка и подавление интерференционного провала в генерируемом спектре. Продemonстрирована работоспособность конвертора с двусторонним выводом излучения при накачке лазерами различной длины волны. Импульсы титан-сапфирового лазера с длиной

волны 0,8 мкм, длительностью 90 фс и энергией 7 нДж преобразованы в терагерцовое излучение с эффективностью 0,05%, а импульсы волоконного лазера с длиной волны 1,55 мкм, длительностью 90 фс и энергией 2,5 нДж – с эффективностью 0,003%.

4. Предложен способ создания в кристаллах фронтов ионизации с регулируемой скоростью движения и длиной распространения в сотни микрон на основе многофотонного поглощения лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности. С помощью численного моделирования продемонстрирована возможность эффективного спектрально-временного преобразования терагерцового импульса при его отражении от фронта трехфотонной ионизации, создаваемого в кристалле ZnS импульсами титан-сапфирового лазера с интенсивностью $\sim 50 - 100$ ГВт/см². Показано, что большая длина распространения фронта (несколько сотен микрон) и высокая концентрация создаваемой на фронте плазмы ($\sim 10^{17} - 10^{18}$ см⁻³) обеспечивают многократную временную компрессию и уширение спектра терагерцового импульса при отражении с сохранением его амплитуды. Преобразованием терагерцового импульса можно управлять путем изменения угла скоса лазерного импульса, определяющего скорость фронта.

5. Разработана теория терагерцового детектирования, описывающая модуляцию поляризации зондирующего лазерного пучка при неколлинеарном нелинейном взаимодействии с терагерцовой волной в электрооптическом кристалле. Теория учитывает конечную ширину терагерцового и зондирующего пучков. Установлено, что неколлинеарная схема имеет свойства терагерцового фильтра нижних частот, что может приводить к искажению детектируемого сигнала. Показано, что при использовании полупроводниковых кристаллов (GaAs, GaP) и лазера с длиной волны 1,55 мкм схема обеспечивает детектирование частот до ~ 3 ТГц. В кристалле LiNbO₃ детектируемые частоты ограничены ~ 2 ТГц.

Список литературы

- [1] **Ying, J.** High gradient terahertz-driven ultrafast photogun / J. Ying, X. He, D. Su [et al.] // *Nat. Photonics*. – 2024. – Vol. 18. – № 7. – P. 758–765.
- [2] **Baierl, S.** Nonlinear spin control by terahertz-driven anisotropy fields / S. Baierl, M. Hohenleutner, T. Kampfrath [et al.] // *Nat. Photonics*. – 2016. – Vol. 10. – № 11. – P. 715–718.
- [3] **Luo, L.** Ultrafast terahertz snapshots of excitonic Rydberg states and electronic coherence in an organometal halide perovskite / L. Luo, L. Men, Z. Liu [et al.] // *Nat. Commun.* – 2017. – Vol. 8. – № 1. – P. 15565.
- [4] **Strąg, M.** Non-destructive inspection of military-designated composite materials with the use of terahertz imaging / M. Strąg, W. Świdorski // *Compos. Struct.* – 2023. – Vol. 306. – P. 116588.
- [5] **Li, H.** Application of terahertz detection technology in non-destructive thickness measurement / H. Li, Z. Zhang, H. Nian [et al.] // *Photonics*. – 2025. – Vol. 12. – № 12. – P. 1191.
- [6] **Zhang, P.** Measurement of stress in thermal barrier coatings using terahertz time domain spectroscopy / P. Zhang, Z. Wang, K. Tan [et al.] // *Opt. Lasers Eng.* – 2025. – Vol. 191. – P. 109021.
- [7] **Yu, P.** Recent developments and applications of terahertz spectroscopy in food analysis / P. Yu, C. Shen, W. Zhu [et al.] // *Biosensors*. – 2025. – Vol. 15. – № 10. – P. 677.
- [8] **Bacon, D. R.** Photoconductive emitters for pulsed terahertz generation / D. R. Bacon, J. Madéo, K. M. Dani // *J. Opt.* – 2021. – Vol. 23. – P. 064001.
- [9] **Fülöp, J. A.** Laser-driven strong-field terahertz sources / J. A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath // *Adv. Opt. Mater.* – 2020. – Vol. 8. – P. 1900681.
- [10] **Blanchard, F.** Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal / F. Blanchard, L. Razzari, H.-C. Bandulet [et al.] // *Opt. Express*. – 2007. – Vol. 15. – № 20. – P. 13212–13220.

- [11] **Polónyi, G.** High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge / G. Polónyi, B. Monoszlai, G. Gäumann [et al.] // *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24. – № 21. – P. 23872–23882.
- [12] **Jazbinsek, M.** Organic crystals for THz photonics / M. Jazbinsek, U. Puc, A. Abina, A. Zidansek // *Appl. Sci.* – 2019. – Vol. 9. – № 5. – P. 882.
- [13] **Tóth, G.** Tilted pulse front pumping techniques for efficient terahertz pulse generation / G. Tóth, G. Polónyi, J. Hebling // *Light: Sci. Appl.* – 2023. – Vol. 12. – № 1. – P. 256.
- [14] **Wu, X.** Generation of 13.9-mJ terahertz radiation from lithium niobate materials / X. Wu, D. Kong, S. Hao [et al.] // *Adv. Mater.* – 2023. – Vol. 35. – P. 2208947.
- [15] **Auston, D. H.** Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media / D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, D. A. Kleinman // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. – Vol. 56. – P. 506–508.
- [16] **Askar'yan, G. A.** Cherenkov radiation from optical pulses / G. A. Askar'yan // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol. 57. – № 19. – P. 2470.
- [17] **Avetisyan, Y.** Analysis of THz-wave surface-emitted difference-frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguide / Y. Avetisyan, Y. Sasaki, H. Ito // *Appl. Phys. B.* – 2001. – Vol. 73. – № 5. – P. 511–514.
- [18] **Theuer, M.** Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler / M. Theuer, G. Torosyan, C. Rauet [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 88. – № 7. – P. 071122.
- [19] **Stepanov, A. G.** THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line / A. G. Stepanov, J. Hebling, J. Kuhl // *Appl. Phys. B.* – 2005. – Vol. 81. – № 1. – P. 23–26.
- [20] **Bodrov, S. B.** Efficient Cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core / S. B. Bodrov, M. I. Bakunov, M. Hangyo // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 104. – № 9. – P. 093105.
- [21] **Bakunov, M. I.** Efficient Cherenkov-type optical-to-terahertz converter with terahertz beam combining / M. I. Bakunov, E. S. Efimenko, S. D. Gorelov [et al.] // *Opt. Lett.* – 2020. – Vol. 45. – № 13. – P. 3533–3536.

- [22] **Abramovsky, N. A.** Generation of sub-MV/cm terahertz fields with large-size Cherenkov-type optical-to-terahertz converters / N. A. Abramovsky, S. B. Bodrov, A. I. Korytin, A. N. Stepanov, M. I. Bakunov // *Opt. Lett.* – 2023. – Vol. 48. – № 12. – P. 3203–3206.
- [23] **Bodrov, S. B.** Highly efficient Cherenkov-type terahertz generation by 2- μm wavelength ultrashort laser pulses in a prism-coupled LiNbO₃ layer / S. B. Bodrov, I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, M. I. Bakunov // *Opt. Express.* – 2019. – Vol. 27. – № 25. – P. 36059–36065.
- [24] **Fülöp, J. A.** Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification / J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 12311–12327.
- [25] **Bakunov, M. I.** Terahertz generation with tilted-front laser pulses in a contact-grating scheme / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2014. – Vol. 31. – P. 2549–2557.
- [26] **Blanchard, F.** Terahertz pulse generation from bulk GaAs by a tilted-pulse-front excitation at 1.8 μm / F. Blanchard, B. Schmidt, X. Ropagnol [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – Vol. 105. – № 24. – P. 241106.
- [27] **Fülöp, J.** Highly efficient scalable monolithic semiconductor terahertz pulse source / J. Fülöp, G. Polónyi, B. Monoszlai [et al.] // *Optica.* – 2016. – Vol. 3. – № 10. – P. 1075–1078.
- [28] **Fu, X.** Applications of terahertz spectroscopy in the detection and recognition of substances / X. Fu, Y. Liu, Q. Chen [et al.] // *Front. Phys.* – 2022. – Vol. 10. – P. 869537.
- [29] **Allerbeck, J.** Efficient and continuous carrier-envelope phase control for terahertz lightwave-driven scanning probe microscopy / J. Allerbeck, J. Kuttruff, L. Bobzien [et al.] // *ACS Photonics.* – 2023. – Vol. 10. – P. 3888–3895.
- [30] **Bakunov, M. I.** Efficient Cherenkov-type terahertz generation in Si-prism-LiNbO₃-slab structure pumped by nanojoule-level ultrashort laser pulses / M. I. Bakunov, E. A. Mashkovich, M. V. Tsarev, S. D. Gorelov // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 101. – № 15. – Art. 151102.

- [31] **Carnio, B. N.** Nonlinear photonic waveguides: A versatile platform for terahertz radiation generation (a review) / B. N. Carnio, O. Moutanabbir, A. Y. Elezzabi // *Laser Photonics Rev.* – 2023. – Vol. 17. – № 4. – P. 2200138.
- [32] **Takeya, K.** Wide spectrum terahertz-wave generation from nonlinear waveguides / K. Takeya, K. Suizu, H. Sai [et al.] // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* – 2012. – Vol. 19. – № 1. – P. 8500212.
- [33] **Takeya, K.** Enhanced Cherenkov phase matching terahertz wave generation via a magnesium oxide doped lithium niobate ridged waveguide crystal / K. Takeya, T. Minami, H. Okano [et al.] // *APL Photonics.* – 2017. – Vol. 2. – P. 016102.
- [34] **Kitaeva, G. K.** Prism couplers with convex output surfaces for nonlinear Cherenkov terahertz generation / G. K. Kitaeva, D. A. Markov, D. A. Safronenkov [et al.] // *Photonics.* – 2023. – Vol. 10. – P. 450.
- [35] **Kitaeva, G. K.** An improvement of the Cherenkov THz generation scheme using convex silicon prism-lens adapters / G. K. Kitaeva, D. A. Safronenkov, N. V. Starkova // *Photonics.* – 2023. – Vol. 10. – P. 1145.
- [36] **Einstein, A.** Zur Elektrodynamik bewegter Körper / A. Einstein // *Annalen der Physik.* – 1905. – Vol. 322. – № 10. – P. 891–921.
- [37] **Kapteyn, H. C.** Relativistic pulse compression / H. C. Kapteyn, M. M. Murnane // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1991. – Vol. 8. – № 8. – P. 1657–1662.
- [38] **Kiefer, D.** Relativistic electron mirrors from nanoscale foils for coherent frequency upshift to the extreme ultraviolet / D. Kiefer, M. Yeung, T. Dzelzainis [et al.] // *Nat. Commun.* – 2013. – Vol. 4. – № 1. – P. 1763.
- [39] **Semenova, V. I.** Reflection of electromagnetic waves from an ionization front / V. I. Semenova // *Radiophys. Quantum Electron.* – 1967. – Vol. 10. – № 8. – P. 599–604.
- [40] **Savage, R.** Frequency upshifting and pulse compression via underdense relativistic ionization fronts / R. Savage, R. Brogle, W. Mori, C. Joshi // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1993. – Vol. 21. – № 1. – P. 5–19.

- [41] **Berezhiani, V. I.** Multiple reflections: cascaded upshifting of laser pulses by semiconductors / V. I. Berezhiani, S. M. Mahajan, R. Miklaszewski // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2001. – Vol. 18. – № 5. – P. 617–622.
- [42] **Bae, J.** Doppler frequency up conversion of electromagnetic waves in a slotline on an optically excited silicon substrate / J. Bae, Y. J. Xian, S. Yamada, R. Ishikawa // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 94. – № 9. – P. 091120.
- [43] **Meng, F.** Relativistic Doppler frequency up-conversion of terahertz pulses reflecting from a photoinduced plasma front in silicon / F. Meng, M. D. Thomson, H. G. Roskos // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 90. – № 15. – P. 155207.
- [44] **Tani, M.** Efficient electro-optic sampling detection of terahertz radiation via Cherenkov phase matching / M. Tani, K. Horita, T. Kinoshita [et al.] // *Opt. Express.* – 2011. – Vol. 19. – P. 19901–19906.
- [45] **Mashkovich, E. A.** Noncollinear electro-optic sampling of terahertz waves in a thick GaAs crystal / E. A. Mashkovich, A. I. Shugurov, S. Ozawa [et al.] // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* – 2015. – Vol. 5. – P. 732–736.
- [46] **Shugurov, A. I.** Noncollinear electro-optic sampling detection of terahertz pulses in a LiNbO₃ crystal while avoiding the effect of intrinsic birefringence / A. I. Shugurov, S. B. Bodrov, E. A. Mashkovich [et al.] // *Opt. Express.* – 2022. – Vol. 30. – P. 3741–3748.
- [47] **Gallot, G.** Electro-optic detection of terahertz radiation / G. Gallot, D. Grischkowsky // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1999. – Vol. 16. – P. 1204–1212.
- [48] **Bakunov, M. I.** Nonellipsometric noncollinear electrooptic sampling of terahertz waves: A comprehensive theory / M. I. Bakunov, S. D. Gorelov, M. Tani // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* – 2016. – Vol. 6. – P. 473–479.
- [49] **Nagai, M.** Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses / M. Nagai [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85. – № 18. – P. 3974–3978.
- [50] **Saito, K.** Terahertz-wave absorption in GaP crystals with different carrier densities / K. Saito, T. Tanabe, Y. Oyama [et al.] // *J. Phys. Chem. Solids.* – 2008. – Vol. 69. – P. 597–600.

- [51] **Chen, Q.** Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications / Q. Chen, M. Tani, Z. Jiang, X. C. Zhang // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2001. – Vol. 18. – № 6. – P. 823–831.
- [52] **Shugurov, A. I.** Nonellipsometric electro-optic sampling of terahertz waves in GaAs / A. I. Shugurov, E. A. Mashkovich, S. B. Bodrov [et al.] // *Opt. Express.* – 2018. – Vol. 26. – № 18. – P. 23359–23365.
- [53] **Hebling, J.** Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities / J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, K. A. Nelson // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2008. – Vol. 25. – P. B6–B19.
- [54] **Casalbuoni, S.** Numerical studies on the electro-optic detection of femtosecond electron bunches / S. Casalbuoni, H. Schlarb, B. Schmidt [et al.] // *Phys. Rev. ST Accel. Beams.* – 2008. – Vol. 11. – № 7. – P. 072802.
- [55] **Khmelevskaia, D.** Directly grown crystalline gallium phosphide on sapphire for nonlinear all-dielectric nanophotonics / D. Khmelevskaia, D. I. Markina, V. V. Fedorov [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2021. – Vol. 118. – № 20. – P. 201101.
- [56] **Efimenko, E. S.** Strong spectral broadening of Cherenkov-type terahertz radiation by free carrier generation / E. S. Efimenko, N. A. Abramovsky, M. I. Bakunov // *Phys. Rev. A.* – 2023. – Vol. 107. – № 1. – P. 013526.
- [57] **Hoffmann, M. C.** Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M. C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, K. A. Nelson // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15. – P. 11706–11713.
- [58] **Nathan, V.** Review of multiphoton absorption in crystalline solids / V. Nathan, A. H. Guenther, S. S. Mitra // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1985. – Vol. 2. – № 2. – P. 294–316.
- [59] **Kleinman, D. A.** Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optical media / D. A. Kleinman, D. H. Auston // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1984. – Vol. 20. – № 8. – P. 964–970.
- [60] **Barbiero, G.** Broadband terahertz solid-state emitter driven by Yb:YAG thin-disk oscillator / G. Barbiero, H. Wang, J. Brons [et al.] // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* – 2020. – Vol. 53. – № 12. – P. 125601.

- [61] **Reimann, K.** Table-top sources of ultrashort THz pulses / K. Reimann // *Rep. Prog. Phys.* – 2007. – Vol. 70. – № 10. – P. 1597.
- [62] **Gayer, O.** Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ / O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun [et al.] // *Appl. Phys. B.* – 2008. – Vol. 91. – № 2. – P. 343–348.
- [63] **Grischkowsky, D.** Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors / D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Exter, C. Fattinger // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1990. – Vol. 7. – № 10. – P. 2006–2015.
- [64] **Sychugin, S. A.** Terahertz Cherenkov radiation from a tightly focused ultrashort laser pulse in an electro-optic medium / S. A. Sychugin, E. A. Mashkovich, A. V. Maslov, M. I. Bakunov // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2019. – Vol. 36. – № 4. – P. 1101–1107.
- [65] **Bakunov, M. I.** Si–LiNbO₃–air–metal structure for concentrated terahertz emission from ultrashort laser pulses / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov // *Appl. Phys. B.* – 2010. – Vol. 98. – № 1. – P. 1–4.
- [66] **Carletti, L.** Nonlinear THz Generation through Optical Rectification Enhanced by Phonon-Polaritons in Lithium Niobate Thin Films / L. Carletti, C. McDonnell, U. A. Leon [et al.] // *ACS Photonics.* – 2023. – Vol. 10. – № 9. – P. 3419–3425.
- [67] **Suizu, K.** Extremely frequency-widened terahertz wave generation using Cherenkov-type radiation / K. Suizu, K. Koketsu, T. Shibuya [et al.] // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – № 8. – P. 6676–6681.
- [68] **Fan, S.** Broadband terahertz wave generation from a MgO:LiNbO₃ ridge waveguide pumped by a 1.5 μm femtosecond fiber laser / S. Fan, H. Takeuchi, T. Ouchi [et al.] // *Opt. Lett.* – 2013. – Vol. 38. – № 10. – P. 1654–1656.
- [69] **Carnio, B. N.** Investigation of ultra-broadband terahertz generation from sub-wavelength lithium niobate waveguides excited by few-cycle femtosecond laser pulses / B. N. Carnio, A. Y. Elezzabi // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 17. – P. 20573–20583.
- [70] **Mansourzadeh, S.** Milliwatt average power, MHz-repetition rate, broadband THz generation in organic crystal BNA with diamond substrate / S. Mansourzadeh, T.

- Vogel, M. Shalaby [et al.] // *Opt. Express.* – 2021. – Vol. 29. – № 24. – P. 38946–38957.
- [71] **Winnewisser, C.** Electrooptic detection of THz radiation in LiTaO₃, LiNbO₃ and ZnTe / C. Winnewisser, P. U. Jepsen, M. Schall [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – Vol. 70. – № 23. – P. 3069–3071.
- [72] **Sitnikov, D. S.** Estimation of THz field strength by an electro-optic sampling technique using arbitrary long gating pulses / D. S. Sitnikov, S. A. Romashevskiy, A. V. Ovchinnikov [et al.] // *Laser Phys. Lett.* – 2019. – Vol. 16. – № 11. – P. 115302.
- [73] **Berozashvili, Y.** Dispersion of the linear electro-optic coefficients and the non-linear susceptibility in GaP / Y. Berozashvili, S. Machavariani, A. Natsvlishvili, A. Chirakadze // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1989. – Vol. 22. – № 5. – P. 682.
- [74] **Sychugin, S. A.** Terahertz Cherenkov radiation from a tightly focused ultrashort laser pulse in an electro-optic medium / S. A. Sychugin, E. A. Mashkovich, A. V. Maslov, M. I. Bakunov // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2019. – Vol. 36. – № 4. – P. 1101–1107.
- [75] **Auston, D. H.** Electrooptic generation and detection of femtosecond electrical transients / D. H. Auston, M. C. Nuss // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1988. – Vol. 24. – № 2. – P. 184–197.
- [76] **Zelmon, D. E.** Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate / D. E. Zelmon, D. L. Small, D. Jundt // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1997. – Vol. 14. – № 12. – P. 3319–3322.
- [77] **Wu, X.** Temperature dependent refractive index and absorption coefficient of congruent lithium niobate crystals in the terahertz range / X. Wu, C. Zhou, W. R. Huang, F. Ahr, F. X. Kärtner // *Opt. Express.* – 2015. – Vol. 23. – № 23. – P. 29729–29737.
- [78] **Bodrov, S. B.** Efficient terahertz generation by optical rectification in Si-LiNbO₃-air-metal sandwich structure with variable air gap / S. B. Bodrov, I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, A. N. Stepanov // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 100. – № 20. – P. 201114.

- [79] **Wu, B.** Terahertz electro-optic sampling in thick ZnTe crystals below the Reststrahlen band with a broadband femtosecond laser / B. Wu, L. Cao, Z. Zhang, Q. Fu, Y. Xiong // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* – 2018. – Vol. 8. – № 3. – P. 305–311.
- [80] **Bach, F.** Laser induced damage studies of LiNbO₃ using 1030-nm, ultrashort pulses at 10-1000 kHz / F. Bach, M. Mero, M.-H. Chou, V. Petrov // *Opt. Mater. Express.* – 2017. – Vol. 7. – № 1. – P. 240–252.
- [81] **Khosrofian, J. M.** Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data / J. M. Khosrofian, B. A. Garetz // *Appl. Opt.* – 1983. – Vol. 22. – № 21. – P. 3406–3410.
- [82] **Kohno, N.** Mechanism of relativistic Doppler reflection from a photoinduced moving plasma front studied by terahertz time-domain spectroscopy / N. Kohno, R. Itakura, M. Tsubouchi // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol. 94. – № 15. – P. 155205.
- [83] **Hebling, J.** Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I. Kozma, J. Kuhl // *Opt. Express.* – 2002. – Vol. 10. – № 21. – P. 1161–1166.
- [84] **Bakunov, M. I.** Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching versus Cherenkov effect / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov, M. V. Tsarev // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 104. – № 7. – P. 073105.
- [85] **Thamizhmani, L.** Far-infrared optical and dielectric response of ZnS measured by terahertz time-domain spectroscopy / L. Thamizhmani, A. K. Azad, J. Dai [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86. – № 13. – P. 131111.
- [86] **Debenham, M.** Refractive indices of zinc sulfide in the 0.405-13- μ m wavelength range / M. Debenham // *Appl. Opt.* – 1984. – Vol. 23. – № 14. – P. 2238–2239.
- [87] **Han, J.** Far-infrared characteristics of bulk and nanostructured wide-bandgap semiconductors / J. Han, A. K. Azad, W. Zhang // *J. Nanoelectron. Optoelectron.* – 2007. – Vol. 2. – № 3. – P. 222–233.
- [88] **Tokodi, L.** Optimization of the tilted-pulse-front terahertz excitation setup containing telescope / L. Tokodi, J. Hebling, L. Pálfalvi // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves.* – 2017. – Vol. 38. – № 1. – P. 22–32.

- [89] **Efimenko, E. S.** Quasistatic precursors of ultrashort laser pulses in electro-optic crystals / E. S. Efimenko, S. A. Sychugin, M. V. Tsarev, M. I. Bakunov // *Phys. Rev. A.* – 2018. – Vol. 98. – № 1. – P. 013842.
- [90] **Zheltikov, A. M.** Laser control of free-carrier density in solids through field-enhanced multiphonon tunneling recombination / A. M. Zheltikov, M. N. Shneider, A. A. Voronin, R. B. Miles // *J. Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 109. – № 3. – P. 033109.
- [91] **He, J.** Three-photon absorption in ZnO and ZnS crystals / J. He, Y. Qu, H. Li, J. Mi, W. Ji // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13. – № 23. – P. 9235–9247.
- [92] **Thomson, M. D.** Terahertz frequency upconversion via relativistic Doppler reflection from a photoinduced plasma front in a solid-state medium / M. D. Thomson, S. M. Tzanova, H. G. Roskos // *Phys. Rev. B.* – 2013. – Vol. 87. – № 8. – P. 085203.
- [93] **Karazhanov, S. Zh.** Coulomb correlation effects in zinc monochalcogenides / S. Zh. Karazhanov, P. Ravindran, A. Kjekshus [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 100. – № 4. – P. 043709.
- [94] **Funk, S.** Probing the momentum relaxation time of charge carriers in ultrathin layers with terahertz radiation / S. Funk, G. Acuna, M. Handloser, R. Kersting // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – № 20. – P. 17450–17456.
- [95] **Bakunov, M. I.** Interaction of an electromagnetic wave with a suddenly stopped ionization front / M. I. Bakunov, A. V. Maslov, A. L. Novokovskaya [et al.] // *Phys. Rev. E.* – 2002. – Vol. 66. – № 2. – P. 026404.
- [96] **Shan, J.** Terahertz time-domain spectroscopy based on nonlinear optics / J. Shan, A. Nahata, T. F. Heinz // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* – 2002. – Vol. 11. – № 1. – P. 31–48.
- [97] **Tomasino, A.** Wideband THz time domain spectroscopy based on optical rectification and electro-optic sampling / A. Tomasino, A. Parisi, S. Stivalan [et al.] // *Sci. rep.* – 2013. – Vol. 3. – № 1. – P. 3116.
- [98] **Tani, M.** Non-ellipsometric detection of terahertz radiation using heterodyne EO sampling in the Cherenkov velocity matching scheme / M. Tani, T. Kinoshita, T. Nagase [et al.] // *Opt. Express.* – 2013. – Vol. 21. – № 8. – P. 9277–9288.

- [99] **Vodopyanov, K. L.** Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically-inverted electro-optic crystals: Conversion efficiency and optimal laser pulse format / K. L. Vodopyanov // *Opt. Express.* – 2006. – Vol. 14. – № 6. – P. 2263–2276.
- [100] **Ilyakov, I. E.** Highly sensitive electro-optic detection of terahertz waves in a prism-coupled thin LiNbO₃ layer / I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, S. B. Bodrov [et al.] // *Laser Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 17. – № 8. – P. 085403.

Список публикаций по диссертации

- [A1] **Bakunov, M. I.** Broadband highly efficient source of collimated terahertz radiation driven by an ultrafast optical oscillator / M. I. Bakunov, M. A. Kurnikov, A. I. Shugurov, S. B. Bodrov // *Optics Letters*. – 2025. – Vol. 50. – № 2. – P. 586–589.
- [A2] **Bakunov, M. I.** Femtosecond oscillator driven terahertz emitter with conical totally internally reflective radiation extractor / M. I. Bakunov, M. A. Kurnikov, A. I. Shugurov, S. B. Bodrov // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. – 2024. – Vol. 15. – № 1. – P. 84–90.
- [A3] **Kurnikov, M. A.** Efficient Cherenkov-type optical-to-terahertz conversion of femtosecond oscillator pulses / M. A. Kurnikov, N. A. Abramovsky, A. I. Shugurov, S. B. Bodrov, M. I. Bakunov // *Photonics*. – 2024. – Vol. 11. – № 1. – P. 62.
- [A4] **Kurnikov, M. A.** Noncollinear electro-optic detection of terahertz waves: advantages and limitations / M. A. Kurnikov, M. I. Bakunov // *Journal of Applied Physics*. – 2024. – Vol. 135. – № 16. – P. 163102.
- [A5] **Bodrov, S. B.** Cherenkov-type terahertz generation by long-wavelength ultrafast laser excitation of a GaP Crystal / S. B. Bodrov, A. I. Shugurov, E. S. Efimenko, M. A. Kurnikov, I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, M. I. Bakunov // *Photonics*. – 2023. – Vol. 10. – № 12. – P. 1309.
- [A6] **Kurnikov, M. A.** Long propagating velocity-controlled Einstein’s mirror for terahertz light conversion / M. A. Kurnikov, A. L. Novokovskaya, E. S. Efimenko, M. I. Bakunov // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28. – № 22. – P. 33084–33093.
- [A7] **Патент № 2836612 Российская Федерация, МПК G02F 2/02, G02F 1/35.** Оптико-терагерцовый преобразователь с полуконическими элементами вывода терагерцового излучения: № 2024128282 : заявл. 30.10.2024 : опубл. 18.03.2025, Бюл. № 8 / Бакунов М. И., Бодров С. Б., Шугуров А. И., Курников М. А. ; заявитель Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом» (Госкорпорация «Росатом»), Федеральное государственное унитарное

предприятие «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики» (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»). – 11 с. : ил.

- [A8] **Курников, М. А.** Эффективный преобразователь импульсов фемтосекундного оптического осциллятора в коллимированное терагерцовое излучение / М. А. Курников, А. И. Шугуров, С. Б. Бодров, М. И. Бакунов // XIII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн: сборник тезисов, Нижний Новгород, Россия, 24–28 февраля, 2025. – С. 81.
- [A9] **Kurnikov, M. A.** Fiber laser driven terahertz generation in a LiNbO₃ layer sandwiched between Si prisms / M. A. Kurnikov, A. I. Shugurov, M. I. Bakunov // 2024 International Conference Laser Optics (ICLO 2024), Saint Petersburg, Russia, 1–5 July, 2024. IEEE. – P. 293.
- [A10] **Курников, М. А.** Черенковская схема генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении в полупроводниковых кристаллах / М. А. Курников, А. И. Шугуров, С. Б. Бодров, М. И. Бакунов // XIII Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник трудов конференции, Москва, Россия, 24–26 января, 2024. – Т. 24. – С. 55–56.
- [A11] **Kurnikov, M. A.** Noncollinear ellipsometric detection of terahertz waves: a comprehensive study / M. A. Kurnikov, A. I. Shugurov, M. I. Bakunov // 5th Conference with International participation «Terahertz and microwave radiation: generation, detection and application»: abstract book, Moscow, Russia, 27 February – 2 March, 2023. – P. 86–87.
- [A12] **Kurnikov, M. A.** Terahertz light conversion at a photoionization front in ZnS / M. A. Kurnikov, A. L. Novokovskaya, E. S. Efimenko, M. I. Bakunov // VI International Conference «UltrafastLight-2022»: book of abstracts, Moscow, Russia, 3–7 October, 2022. – P. 82.
- [A13] **Kurnikov, M. A.** Multiphoton ionization fronts in ZnS for terahertz light conversion / M. A. Kurnikov, A. L. Novokovskaya, E. S. Efimenko, M. I. Bakunov // 9th

Russia-Japan-USA-Europe Symposium in Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies: book of abstracts, Sendai, Japan, 1–4 November, 2021. – P. 54–55.

- [A14] **Курников, М. А.** Преобразование терагерцевых импульсов на фронте ионизации в кристалле ZnS / М. А. Курников, А. Л. Новоковская, Е. С. Ефименко, М. И. Бакунов // XXV Нижегородская сессия молодых учёных (технические, естественные, гуманитарные науки): сборник 25 сессии молодых ученых, Нижний Новгород, Россия, 10–13 ноября, 2020. – С. 235–237.