

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ

**Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
(Национальный исследовательский университет)**

М.В. Царев

**ГЕНЕРАЦИЯ И РЕГИСТРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ**

Учебное пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 010800 «Радиофизика», 010400 «Информационные технологии» и специальностям 010802 «Фундаментальная радиофизика и физическая электроника», 230201 «Информационные системы и технологии»

Нижний Новгород
2011

УДК 535-1
ББК 22.34
Ц18

Ц18 Царев М.В. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕГИСТРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ: Учебное пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011. – 75 с.

Рецензенты: д.ф.-м.н., **Р.А. Ахмеджанов**
д.ф.-м.н., **А.Н. Степанов**

В пособии изложены методы генерации и регистрации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами. Детально рассмотрены принципы терагерцовой спектроскопии во временной области и терагерцового имиджинга. Приведено практическое руководство по созданию и настройке терагерцовой спектроскопической схемы.

Учебное пособие предназначено для студентов, магистрантов и аспирантов радиофизического факультета ННГУ, специализирующихся в области нелинейной оптики и лазерной физики, и также для слушателей спецкурса «Лазерные методы генерации терагерцового излучения».

Ответственный за выпуск:
председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,
д.ф.-м.н., профессор **В.Н. Мануилов**

УДК 535-1
ББК 22.34

© Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, 2011

Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами

Содержание

Введение	4
Глава I Способы получения и практическое использование терагерцового излучения	6
Глава II Генерация и детектирование терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами	12
2.1 Генерация и детектирование за счет линейных эффектов в полупроводниках. Фотопроводящие антенны, встроенное поле и эффект Дембера	13
2.2 Генерация и детектирование в газах	20
2.3 Нелинейно-оптическое выпрямление. Режимы генерации	28
2.4 Методы увеличения эффективности генерации – лазерный импульс со скошенным фронтом интенсивности, квазисинхронизм, генерация в волноводах	38
2.5 Детектирование методом электрооптического стробирования	42
Глава III Терагерцовая спектроскопия во временной области и терагерцовый имиджинг	48
3.1 Принципы терагерцовой спектроскопии во временной области	48
3.2 Динамический диапазон терагерцового спектрометра	52
3.3 Терагерцовый имиджинг	56
Глава IV Практическое руководство по созданию и настройке терагерцовой спектроскопической схемы	58
4.1 Принципиальная схема установки и требования к лазерной системе	58
4.2 Настройка пучка накачки	61
4.3 Настройка зондирующего пучка	65
4.4 Окончательная настройка	68
4.5 Оценки эффективности генерации и абсолютная калибровка схемы	70
Заключение	73
Список литературы	74

Введение

Терагерцовым излучением называется электромагнитное излучение в интервале частот от 0,3 до 10 ТГц, т.е. $0,3 \cdot 10^{12} - 10 \cdot 10^{12}$ Гц (длина волны 1 мм – 30 мкм). Этот частотный интервал занимает часть электромагнитного спектра между инфракрасным (ИК) и микроволновым диапазонами, поэтому его часто также называют дальним ИК или субмиллиметровым диапазоном. В терагерцовом диапазоне лежат спектры излучения астрономических объектов, а также спектры сложных органических молекул (таких как молекулы белков и ДНК, некоторых взрывчатых веществ, вредных веществ – загрязнителей атмосферы). Современные технологии позволяют создавать квантово-размерные объекты, такие как квантовые точки. Энергии возбуждения квантовых точек соответствуют энергии фотонов терагерцового излучения, поэтому с его помощью можно когерентно управлять такими объектами. Терагерцовое излучение безвредно для человека, что позволяет применять его для медицинской диагностики, в современных системах безопасности, экологического мониторинга, для контроля качества медикаментов и продуктов питания, высокоскоростной связи.

До настоящего времени терагерцовый диапазон остается мало изученным по сравнению с соседними – инфракрасным и микроволновым. Разработанные во второй половине XX века источники когерентного ИК-излучения (лазеры) и микроволнового излучения (электронные приборы) плохо подходят для генерации излучения в промежуточном терагерцовом диапазоне; в случае лазеров, это связано с тепловым размытием лазерным уровнем, а в случае электронных приборов – с конечным временем пролета электронов.

Создание в 80-ых годах мощных импульсных лазеров, в частности, фемтосекундных, т.е. генерирующих импульсы длительностью порядка 100 фс ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$), открыло путь для создания компактных источников терагерцового излучения, основанные на взаимодействии лазерного излучения с веществом. Выяснилось, что терагерцовое излучение можно получить за счет нелинейного преобразования высокоинтенсивного лазерного излучения в кристаллах (генерация

разностной частоты), а также за счет некоторых линейных эффектов, таких как индуцированная лазерным импульсом генерация носителей в полупроводниках.

В конце 80-ых годов был совершен прорыв в терагерцовых исследованиях – был впервые продемонстрирован метод терагерцовой спектроскопии во временной области (Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz TDS). Этот метод основан на генерации и детектировании когерентного терагерцового излучения с помощью импульсов одного и того же лазера. В отличие от других методов, где измеряется только огибающая импульса или мощность излучения, терагерцовая спектроскопия во временной области позволяет с высоким разрешением непосредственного детектировать электрическое поле терагерцового импульса, длительность которого – всего порядка 1 пс (10^{-12} с). Непосредственное измерение электрического поля позволяет извлечь информацию о сдвиге фазы терагерцового поля при его взаимодействии с объектом, а значит, открывает возможности для исследования сверхбыстрых (происходящих за доли пикосекунд) процессов.

Несмотря на существенный прогресс в области генерации и приема терагерцового излучения в связи с применением лазеров, данное направление исследований остается одним из наиболее «горячих» и быстро развивающихся в современной прикладной физике. Многочисленные задачи, стоящие перед исследователями в этой области, еще не решены. К ним относится все еще невысокая, порядка 0,1 %, эффективность оптико-терагерцового преобразования, сложность установок и др. Вероятно, ответы на эти вызовы будут получены в ближайшие годы.

Настоящее учебное пособие должно дать вводную информацию по лазерной генерации и практическому применению импульсного терагерцового излучения. В первой главе описаны способы получения и практическое использование терагерцового излучения. Во второй главе изложены основные принципы генерации и детектирования терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами. Третья глава посвящена методу терагерцовой спектроскопии во временной области и методу терагерцового имиджинга. В четвертой главе дано практическое руководство по созданию и настройке импульсного терагерцового спектрометра.

Глава I. Способы получения и практическое использование терагерцового излучения

Терагерцовый (ТГц) диапазон занимает промежуточное положение между оптическим и микроволновым диапазонами (рис. 1.1). К естественным источникам терагерцового излучения относится, например, космическое реликтовое излучение. На высокочастотную область терагерцового диапазона приходится тепловое излучение предметов комнатной температуры (рис. 1.2). Однако излучение естественных терагерцовых источников не является когерентным, поэтому его нельзя применить для таких задач, как связь, локация, иминджинг, спектроскопия и т.п. До недавнего времени большая часть терагерцового спектра не использовалась в связи с тем, что отсутствовали как источники, так и приемники когерентного излучения этого диапазона. Поэтому терагерцовый участок электромагнитного спектра назвали «терагерцовым провалом». Прикладывались значительные усилия, чтобы заполнить этот провал. На рис. 1.3, взятом из [1], показана нижняя частотная граница лазерных методов генерации излучения и верхняя частотная граница работы электронных приборов. Видно, что терагерцовый провал сомкнулся в конце 90-ых годов. Однако эффективность лазерных и электронных приборов, достигающих (с противоположных сторон) рекордных частот в центре терагерцового провала, остается невысокой.

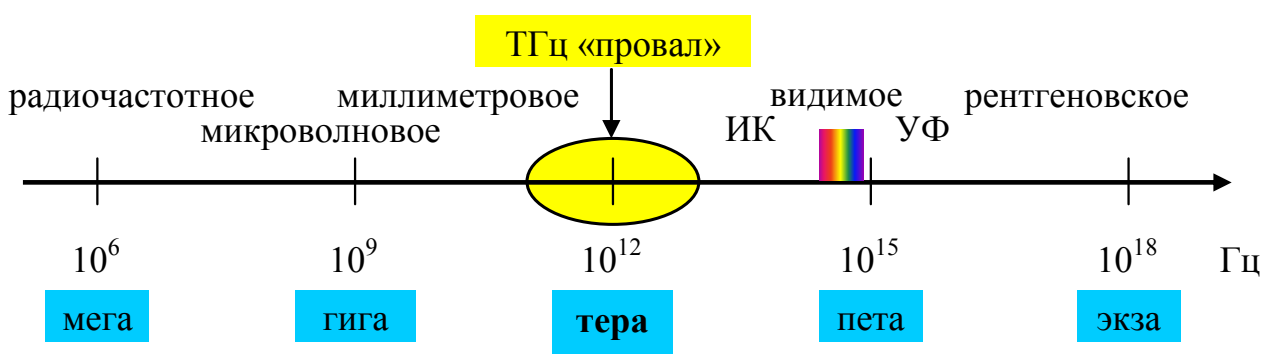


Рис. 1.1. Спектр электромагнитных волн и терагерцовый «провал».

Сложность создания эффективных терагерцовых источников связана с тем, что в терагерцовом диапазоне плохо применимы хорошо разработанные методы генерации излучений соседних оптического и микроволнового диапазонов. Оптические генераторы когерентного излучения (лазеры) основаны на вынужденных переходах электронов между уровнями. Из-за того, что квант терагерцового излучения невелик (эквивалентная температура излучения частотой 1 ТГц составляет всего 47,6 К), тепловая релаксация лазерных уровней при комнатной температуре приводит к выравниванию населенностей и быстрому уничтожению инверсии. Поэтому, например, квантово-каскадные лазеры, являющиеся одним из перспективных источников (рис. 1.3), генерировать на терагерцовых частотах пока способны только в условиях криогенного охлаждения.

В микроволновом и СВЧ диапазонах, расположенных по другую сторону от терагерцового провала, генерация электромагнитного излучения связана с транспортом (движением) носителей заряда. Верхний предел частоты излучения определяется характерным временем пролета носителя в приборе. Простыми словами, если нужно получить

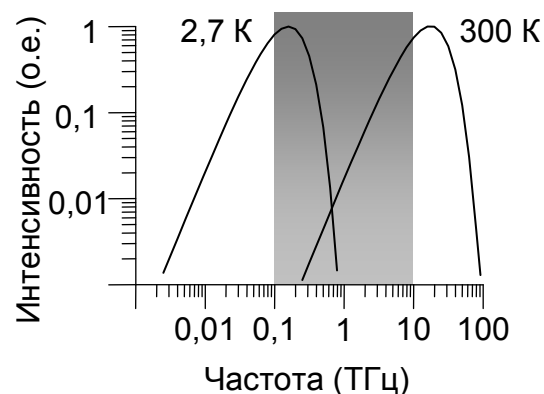


Рис. 1.2. Терагерцовый диапазон в сравнении со спектрами излучения абсолютно черного тела при температуре 2,7 К (реликтовое излучение) и 300 К.

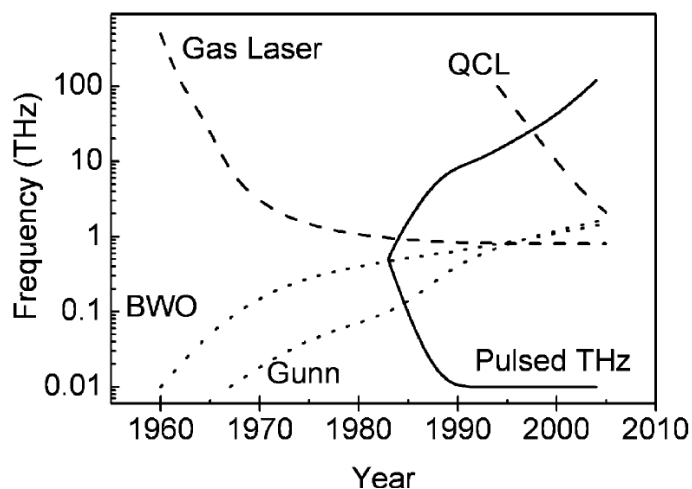


Рис. 1.3. Развитие источников когерентного терагерцового излучения. Сплошная линия ограничивает рабочий диапазон импульсных источников на основе лазеров оптического диапазона, пунктирные линии — нижние границы для газовых и квантово-каскадных (QCL) лазеров, точки — верхние границы для ламп обратной волны (BWO) и диодов Ганна.

осцилляции носителей на терагерцовых частотах, необходимо приложить сильное электрическое поле к малой области пространства, что и наталкивается на технические сложности. Мощными источниками терагерцового излучения, основанными на переносе носителей заряда, являются синхротроны и лазеры на свободных электронах, однако их дороговизна и размеры препятствуют их широкому использованию даже для чисто научных приложений.

Область частот от сотен гигагерц до нескольких терагерц (см. рис. 1.3) стала доступной для исследования благодаря созданию терагерцовых источников на основе воздействия лазерным излучением на вещество (оптико-терагерцового преобразования). Существуют как узкополосные (квазинепрерывные) источники, генерирующие узкий спектр терагерцовых частот, так и широкополосные импульсные источники, спектр которых перекрывает существенную часть или даже весь терагерцовый диапазон. Возможность «адресной» настройки на определенную терагерцовую частоту, перестройки в широком спектре, или настройки на широкий спектр частот, а также работа при комнатной температуре делает лазерные методы генерации сравнительно эффективными и простыми в реализации. Кроме того, возбужденные лазерным импульсом терагерцовые волны обладают очень важным свойством, уникальным для этой группы методов: такие импульсы «привязаны» по фазе к породившему их лазерному импульсу. В результате один и тот же лазерный импульс (разделенный на два) может быть использован и для генерации терагерцового импульса, и для его детектирования электрооптическими методами. При этом можно измерить электрическое поле быстро осциллирующего терагерцового излучения с очень высоким разрешением – порядка длительности фемтосекундного лазерного импульса. Основанный на этом свойстве метод терагерцовой генерации и детектирования получил название терагерцовой спектроскопии во временной области.

Несмотря на сложности генерации терагерцового излучения, его уникальные свойства стимулируют освоение терагерцового диапазона. Перечислим некоторые отличительные особенности терагерцового излучения и вытекающие из них применения.

- Терагерцовое излучение является неионизирующим, в отличие от рентгеновского излучения, используемого в медицинской диагностике. В то же время, различные биологические ткани обладают существенно различным поглощением в данном диапазоне, что позволяет обеспечить контрастность снимков. Однако, чрезвычайно высокое поглощение водой не позволяет терагерцовому излучению проникать глубоко в ткани, что ограничивает область его применения поверхностью тканей.
- По сравнению с видимым и ИК излучением, терагерцовое излучение является длинноволновым, а значит, что оно менее подвержено рассеянию. В результате, в этом диапазоне прозрачны многие сухие диэлектрические материалы, такие как ткани, дерево, бумага, пластмассы. Поэтому терагерцовое излучение можно использовать для неразрушающего контроля материалов, сканирования в аэропортах, и пр. В то же время длина волны излучения достаточно мала, чтобы обеспечить субмикронное пространственное разрешение при использовании свободно распространяющегося излучения. При использовании методов ближнего поля может быть достигнуто пространственное разрешение порядка нанометров.
- В терагерцовом диапазоне лежат резонансы вращательных и колебательных переходов многих молекул. Это позволяет проводить идентификацию молекул по их спектральным «отпечаткам пальцев». В сочетании с получением изображения (имиджингом) в терагерцовом диапазоне это позволяет определить не только форму, но и состав исследуемого объекта.
- Терагерцовое излучение может быть протектировано во временной области, т.е. может быть измерена как амплитуда, так и фаза поля. Это позволяет напрямую измерять вносимый исследуемым объектом сдвиг фаз, а значит, позволяет исследовать быстропротекающие процессы и даже управлять ими.

Когерентная терагерцовая спектроскопия во временной области, обеспечивающая сверхширокую частотную полосу и высокое разрешение по времени, позволяет исследовать состав, электронные и колебательные свойства твердых тел, жидкостей и газов, плазмы и плазмоподобных сред, потоков. Многие биологические и химические агенты имеют спектральные «отпечатки пальцев» в

терагерцовом диапазоне, связанные с уникальными колебательными и вращательными уровнями молекул, что позволяет исследовать их химический состав с помощью терагерцового излучения. Это свойство можно применить для диагностики заболеваний, обнаружения биологических и химических агентов, загрязнений, контроля качества продуктов питания и медикаментов. Одним из важных возможных применений является обнаружение замаскированной пластиковой взрывчатки. Детектирование связанных состояний генетического материала (ДНК и РНК) путем прямого использования терагерцового излучения, без применения специальных маркеров, позволит в будущем проводить безмаркерный генетический анализ биочипов.

Терагерцовый имиджинг (фотография) позволяет получить изображения образцов с контрастом по составляющим их компонентам, исследовать содержание воды в биологических образцах, их состав. Благодаря меньшему (по сравнению с ИК излучением) рассеянию биологическими тканями терагерцовые изображения могут обеспечивать лучший контраст при медицинской диагностике.

Несмотря на успешное применение лазерной генерации импульсного терагерцового излучения целом ряде приложений, существует ряд факторов, ограничивающих развитие данного направления:

- современные терагерцовые излучатели имеют довольно низкую эффективность преобразования энергии оптического импульса в энергию терагерцовой волны. Для регистрации приходится использовать синхронный детектор, а время накопления сигнала в единичном измерении составляет несколько мс;
- высокое поглощение парами воды существенно ослабляет терагерцовый сигнал при его распространении в атмосфере, что существенно усложняет задачу удаленной терагерцовой диагностики;
- толстые образцы или образцы с высоким коэффициентом поглощения в терагерцовом диапазоне не позволяют зарегистрировать прошедший терагерцовый сигнал, можно исследовать только слабый рассеянный или отраженный сигнал.

Эти проблемы имеют общее решение – увеличение отношения «сигнал-шум» системы, т.е., фактически, увеличение мощности терагерцового излучателя или увеличение чувствительности детектора. В следующей главе будут рассмотрены принципы и методы терагерцовой генерации и детектирования ультракороткими лазерными импульсами, а также пути увеличения эффективности методов оптико-терагерцового преобразования.

Глава II. Генерация и детектирование терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами.

Типичная схема генерации и детектирования терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами представлена на рис. 2.1. В этой схеме лазерный пучок фемтосекундного (фс) лазера разделяют на два: пучок накачки и зондирующий (пробный) пучок. Более мощный пучок накачки используется для генерации терагерцового импульса. Генерация происходит, как правило, при воздействии лазерного импульса накачки на некоторый кристалл или специальную структуру. Зондирующий пучок используется для детектирования терагерцового импульса. Для детектирования может использоваться кристалл или структура, аналогичная той, что применяется для генерации. Детектирование происходит за счет изменения некоторой характеристики (например, поляризации) зондирующего импульса в присутствии терагерцового импульса. О механизмах генерации и детектирования будет подробно рассказано в данной главе. Общим для всех механизмов является когерентность оптических импульсов (накачки и зондирующего) и терагерцового импульса. Под когерентностью в данном случае понимается связь фазы терагерцового импульса с некоторой характеристикой (обычно, интенсивностью) оптического импульса. Эта связь с высокой точностью постоянна во времени. Флуктуации частоты повторения лазерных импульсов или механические вибрации одинаковы для терагерцового импульса и импульса накачки и поэтому не нарушают этой когерентности. Импульс накачки и зондирующий импульс являются репликами одного и того же импульса и поэтому также сохраняют когерентность. Таким образом, терагерцовый и зондирующий импульсы оказываются привязаны друг к другу по фазе. Благодаря такой привязке зондирующий импульс взаимодействует в детекторе с каждым раз с одним и тем же участком терагерцового импульса. Длительность зондирующего импульса составляет, обычно, десятки фемтосекунд, что много меньше периода терагерцового импульса (300 – 1000 фс), поэтому можно считать, что зондирующий импульс взаимодействует с некоторым постоянным полем. Внося временную задержку зондирующего импульса по отношению к импульсу накачки (и связанному с ним терагерцовому импульсу),

можно подбирать относительное время прихода в детектор зондирующего и терагерцового импульсов и детектировать разные участки импульса с временным разрешением, соответствующем длительности зондирующего импульса. Сканируя интервал временных задержек с помощью механической линии задержки (см. рис. 2.1), можно получать волновую форму (осциллограмму) терагерцового импульса. Чтобы извлечь спектральную информацию, к осциллограмме применяют преобразование Фурье. Для увеличения чувствительности схемы пучок накачки модулируют с помощью механического прерывателя (модулятора), и детектируют вызванную терагерцовым импульсом модуляцию пробного пучка с помощью синхронного усилителя.

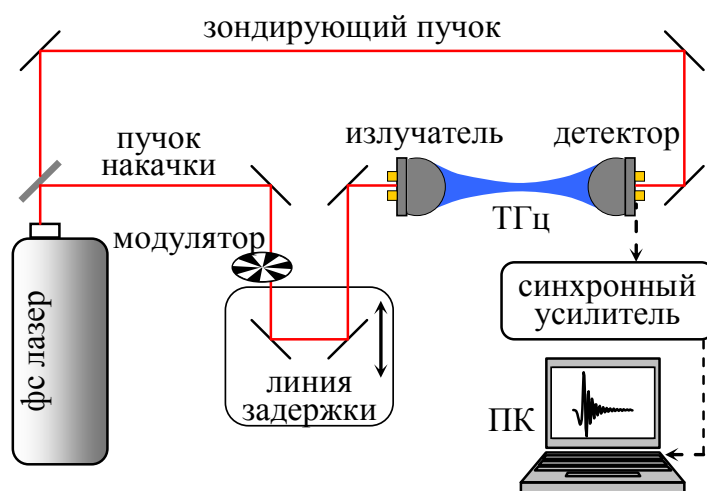


Рис. 2.1. Принципиальная схема генерации и детектирования терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами.

2.1. Генерация и детектирование за счет линейных эффектов в полупроводниках. Фотопроводящие антенны, встроенное поле и эффект Дембера

Существует множество методов генерации терагерцового излучения, основанных на воздействии ультракороткими лазерными импульсами на различные материалы. В этом разделе будут рассмотрены физические принципы генерации за счет линейных (по интенсивности лазерного излучения) эффектов в полупроводниках. Соответствующие методы генерации не требуют лазерных

импульсов большой мощности, и поэтому получили развитие уже на заре развития фемтосекундных лазеров.

Фотопроводящие антенны.

Фотопроводящая антенна (ФП антенна, photoconducting antenna или photoconducting switch) является одним из наиболее часто используемых генераторов (и приемников) терагерцового излучения. ФП антенна состоит из двух металлических электродов,

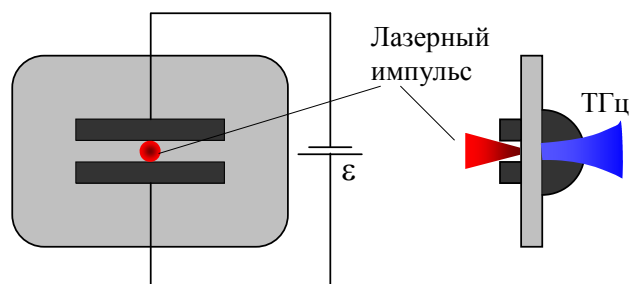


Рис. 2.2. Схематичное изображение фотопроводящей антенны.

расположенных на некотором расстоянии друг от друга на полупроводниковой (полуизолирующей) подложке. К электродам прикладывается напряжение порядка нескольких киловольт. При освещении зазора между электродами ультракоротким лазерным импульсом концентрация носителей заряда в полупроводнике резко возрастает на короткое время (порядка единиц или десятков пикосекунд). Для эффективного поглощения лазерного излучения с освобождением носителей энергия фотона лазерного излучения должна превышать ширину запрещенной зоны полупроводника, но иногда используется и многофотонное поглощение. Возникшие свободные носители ускоряются приложенным к зазору полем, в результате чего возникает кратковременный импульс тока, который и является источником терагерцового излучения. Таким образом, ультракороткий лазерный импульс служит сверхбыстрым переключателем для антенны, переводящим ее из изолирующего в проводящее состояние. Длительность импульса тока и спектр испускаемой терагерцовой волны определяется, в основном, временем жизни носителей в полупроводнике.

В большинстве случаев подвижность электронов существенно превышает подвижность дырок, и током последних можно пренебречь. Плотность тока

$$J(t) = N(t)e\mu E_b, \quad (2.1)$$

где $N(t)$ – концентрация фотоиндуцированных носителей, e – элементарный заряд, μ – подвижность электронов, а E_b – приложенное напряжение смещения. Концентрация носителей N является функцией времени, и ее вид определяется временным профилем лазерного импульса и временем жизни носителей. Поскольку фототок меняется во времени, он излучает электромагнитный импульс, электрическое поле которого в направлении нормали от источника дается приближенной формулой

$$E_{THz} = \frac{A}{c^2 z} \frac{\partial J(t)}{\partial t}, \quad (2.2)$$

где A – площадь зазора, освещаемая лазерным импульсом, c – скорость света, z – расстояние от источника излучения. При выводе формулы (2.2) предполагалось, что z много больше размеров источника. Энергия терагерцового импульса определяется в основном энергией электрического поля, запасенной в зазоре. Однако от энергии лазерного импульса зависит количество индуцированных носителей. Чем больше носителей, тем большая часть запасенной энергии переходит в энергию терагерцового импульса. В условиях слабого возбуждения энергия терагерцового импульса прямо пропорциональна энергии лазерного импульса накачки и прямо пропорциональна приложенному полю. В реальной ситуации энергия терагерцового импульса испытывает насыщение при увеличении энергии лазерного импульса. Это связано с тем, что фотоиндуцированные носители экранируют поле смещения. Увеличение поля смещения тоже наталкивается на ограничения, связанные с возможным электрическим пробоем подложки. Поле электрического пробоя составляет около 400 кВ/см для арсенида галлия (GaAs). Также возможен тепловой пробой подложки, вызванный снижением сопротивления подложки при ее нагреве фототоком и лазерным излучением.

Аналогичным образом ФП антенна может использоваться и как детектор терагерцового излучения. При этом к электродам вместо источника напряжения подключается измеритель тока. Регистрируется импульс тока, получаемый при одновременном освещении полупроводника терагерцовым и зондирующим (пробным) лазерным импульсом. Ток пропорционален электрическому полю

терагерцового импульса в момент прихода пробного импульса (терагерцовое поле меняется медленно в сравнении с длительностью лазерного импульса):

$$\bar{J} = \bar{N}e\mu E(\tau). \quad (2.3)$$

Здесь \bar{N} обозначает среднюю концентрацию электронов, τ – временную задержку между терагерцовым и пробным импульсом. Сканируя задержку τ , измеряют волновую форму терагерцового импульса.

ФП антенны могут быть использованы и для генерации непрерывного терагерцового излучения. Для этого зазор между контактами антенны освещают двумя лазерными пучками с разными частотами. Биения между ними вызывают периодическое изменение интенсивности в зазоре и, следовательно, периодическое изменение фототока, излучающего электромагнитную волну на разностной частоте. ФП антенна, таким образом, служит смесителем частот.

Встроенное поле. Поверхностные состояния в некоторых полупроводниках, таких как арсенид галлия (GaAs), могут быть использованы для генерации терагерцового излучения. Уровень Ферми поверхностного состояния может отличаться от уровня Ферми в объеме вещества. Эта разница в уровнях Ферми вызывает искривление границ запрещенной зоны вблизи поверхности. В области искривления возникает так называемое встроенное, или приповерхностное, электрическое поле (built-in field). Рассмотрим это явление на примере электронного полупроводника (n-GaAs, см. рис. 2.3). Уровень Ферми в электронном полупроводнике ближе к зоне проводимости, тогда как уровень Ферми поверхностного состояния близок к центру запрещенной зоны. Приповерхностное поле, в результате, направлено к поверхности и вызывает смещение плотности свободных электронов внутрь материала. Слой с пониженной концентрацией электронов вблизи поверхности называют обедненным слоем. В состоянии равновесия в обедненном слое дрейф электронов внутрь материала компенсируется их диффузией в направлении поверхности. При поглощении лазерного импульса в приповерхностном слое полупроводника в нем возникают электронно-дырочные пары. Эти светоиндуцированные носители заряда ускоряются встроенным полем

подобно тому, как в фотопроводящей антенне светоиндуцированные носители ускоряются полем, приложенным извне. Как правило, время жизни носителей много больше длительности лазерного импульса, так что возбуждение лазерным импульсом можно считать мгновенным. Возникающий в результате разделения заряда диполь осциллирует до тех пор, пока состояние равновесия не установится вновь. Качественная оценка величины терагерцового поля может быть сделана с помощью формулы для излучения диполя:

$$E_{\text{THz}} \propto \frac{\partial N}{\partial t} e \mu E_s \sin \theta, \quad (2.4)$$

где E_s – величина встроенного поля, а θ – угол между направлением излучения и нормалью к прямой, вдоль которой осциллирует диполь (а осцилляции диполя происходят вдоль нормали к поверхности).

Таким образом, максимум излучения направлен вдоль касательной к поверхности. Такая направленность излучения плохо подходит для генерации свободно распространяющихся терагерцовых волн, в частности потому, что из-за полного внутреннего отражения на границе полупроводника большая часть излучения уходит внутрь материала. Чтобы увеличить терагерцовый выход, на поверхность помещают линзу или призму с высоким показателем преломления.

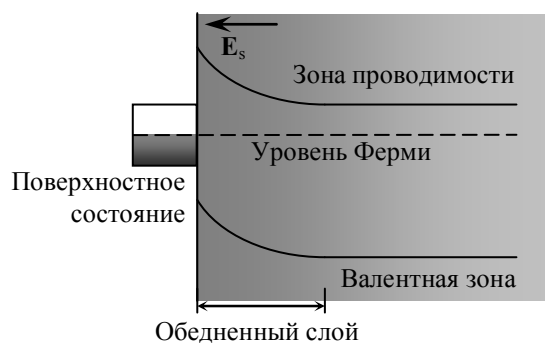


Рис. 2.3. Искривление запрещенной зоны в полупроводнике с электронным типом проводимости и встроенное поле E_s .

Если размер освещаемой лазерным импульсом поверхности полупроводника порядка или больше длины волны терагерцового излучения, то интерференция полей элементарных источников приводит к модуляции результирующей диаграммы направленности (аналогично тому, как это происходит при интерференции полей отдельных излучателей антенной решетки). Очевидно, излучение будет максимально эффективным, если поля источников будут складываться в фазе в направлении вдоль касательной к поверхности (т.е. в направлении максимума излучения элементарного

диполя). Это условие выполняется, если задержка по фазе между источниками соответствует распространению волны со скоростью света вдоль поверхности. Такое фазовое соотношение обеспечивается, когда световое пятно, создаваемое на поверхности наклонно падающим лазерным импульсом, бежит вдоль поверхности со скоростью света (т.е. при угле падения, близком к $\pi/2$). В реальных условиях из-за френелевского отражения лазерного импульса максимум излучения наблюдается при углах падения, близких к углу Брюстера (для p -поляризованного лазерного импульса). При этом из-за большого показателя преломления полупроводников (порядка 3–4) угол преломления лазерного излучения обычно намного меньше, чем $\pi/2$. Например, для GaAs этот угол даже при скользком падении составляет около 16° . В результате световое пятно и индуцируемый им источник излучения движется под поверхностью полупроводника со скоростью, превышающей скорость света. Направление максимума излучения можно определить из условия черенковского излучения. Заметим, что при генерации за счет встроенного поля в дырочном и электронном полупроводнике полярность терагерцового импульса будет противоположной.

Согласно (2.4) терагерцовое поле прямо пропорционально встроенному полю. Чтобы получить высокое встроенное поле, нужно либо увеличить разницу в уровнях Ферми между «поверхностными» и «объемными» состояниями, либо уменьшить толщину обедненного слоя. Этого можно добиться, например, выращивая на поверхности n -GaAs очень тонкий слой низкотемпературного GaAs (LT-GaAs). Поскольку пленки из LT-GaAs обладают очень высокой плотностью примесных уровней, уровень Ферми объемного GaAs приклеивается к примесному уровню, расположенному в середине запрещенной зоны. Дополнительные легирующие примеси могут использоваться для еще большего понижения уровня Ферми примесного уровня. Как правило, сильные приповерхностные поля удается получить в полупроводниках с широкой запрещенной зоной.

Фотогальванический эффект Дембера является еще одним механизмом, способным обеспечить генерацию терагерцового излучения в полупроводнике при его освещении ультракороткими лазерными импульсами. Эффект заключается в возникновении электрического поля в освещаемом полупроводнике за счет различия

в коэффициентах диффузии электронов и дырок. При условии сильного поглощения лазерного импульса в приповерхностном слое там формируется сильно неоднородное распределение индуцированных лазерным импульсом электронно-дырочных пар. Носители заряда диффундируют вглубь материала со скоростью

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2}, \quad (2.5)$$

где z – направление вглубь от границы, D – коэффициент диффузии, подчиняющийся соотношению Эйнштейна $D = k_B T \mu$. Подвижность электронов, как правило, больше, чем подвижность дырок, вследствие чего последние диффундируют медленнее. В результате в приповерхностном слое на короткое время возникает разделение заряда и электромагнитное поле, которое можно преобразовать в свободно распространяющееся излучение. Заметим, что тип легирования полупроводника (электронный или дырочный) не влияет на полярность тока при эффекте Дембера.

Наиболее сильный эффект Дембера наблюдается в полупроводниках с узкой запрещенной зоной, например, в арсениде индия (InAs). Это обусловлено, в основном, большой подвижностью электронов. При одной и той же энергии фотона лазера накачки в узкозонных полупроводниках фотоиндуцированные электроны имеют большую остаточную энергию, чем в широкозонных. Кроме того, из-за сильного

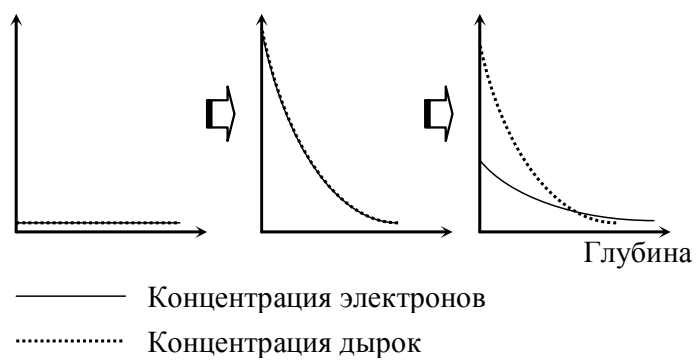


Рис. 2.4. Эффект Дембера.

поглощения лазерного излучения узкозонными полупроводниками распределение концентрации фотоиндуцированных носителей в них более неоднородно и диффузионный ток больше, чем в широкозонных. В табл. 2.1 [1] приведено сравнение характеристик широкозонного GaAs и узкозонного InAs для случая возбуждения GaAs титан-сапфировым лазером (длина волны ~ 800 нм), InAs – эрбиевым лазером (длина волны ~ 1500 нм).

Как и при генерации излучения за счет встроенного поля, колебания концентрации носителей при эффекте Дембера происходят в перпендикулярном к поверхности направлении, и поэтому эффективность излучения в свободное пространство невысока. Для более эффективного вывода излучения применяют согласующие элементы, например, призмы или линзы. Также используют специальные методы, позволяющие «развернуть» диаграмму направленности излучения элементарного диполя в направлении, касательном к поверхности – этого можно добиться, например, наложением сильного магнитного поля, искривляющего траектории носителей и таким образом эффективно разворачивающаю излучающий диполь.

Табл. 2.1. Сравнение свойств GaAs и InAs.

	Ширина запрещенной зоны (эВ)	Подвижность электронов ($\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$)	Длина поглощения лазерного излучения (нм)	Остаточная энергия (эВ)
GaAs	1,43	8 500	1000	0,05
InAs	0,35	40 000	150	0,5

2.2. Генерация и детектирование в газах

В первое десятилетие XXI века стала активно развиваться идея генерации терагерцового излучения в атмосферном воздухе. Интерес к этому направлению обусловлен отсутствием необходимости в каких-либо устройствах для преобразования лазерного излучения в терагерцовое. Эффективность оптико-терагерцового преобразования в фотопроводящих структурах, кристаллах и т.п. обычно ограничивается предельно допустимым значением интенсивности лазерного излучения (порогом оптического пробоя) и насыщением генерации при высоких интенсивностях. Генерация в атмосферном воздухе протекает уже в условиях лазерного пробоя воздуха, т.е. в условиях ионизации, поэтому снимается ограничение на предельно допустимую интенсивность. Интенсивности насыщения генерации для

газовых сред также оказываются значительно выше, чем для твердых материалов (например, полупроводников в ФП антеннах).

Важной характеристикой терагерцового излучателя является спектральный диапазон излучения. Твердотельные преобразователи на основе полупроводниковых и электрооптических кристаллов обеспечивают генерацию излучения в широком спектре (от нуля до десятков терагерц). Однако данные кристаллы имеют в терагерцовом диапазоне широкие полосы поглощения, связанные с фоновыми резонансами, в результате чего в генерируемом или детектируемом спектре возникают провалы. Еще часть спектра делается недоступной в результате интерференции терагерцовых волн, отраженных от граней кристалла – излучателя или детектора. Не обладая этими недостатками, атмосферный воздух хорошо подходит для генерации и детектирования широкого и непрерывного спектра терагерцового излучения.

Еще одной проблемой, которую способна разрешить генерация непосредственно в атмосферном воздухе, является затухание терагерцовых волн при распространении в атмосфере. Это затухание вызвано поглощением водяным паром и составляет >100 дБ/км (что значительно меньше поглощения в кристаллах, но все же существенно), поэтому проводить терагерцовую спектроскопию или детектирование на больших расстояниях представляется затруднительным. При использовании для оптико-терагерцового преобразования атмосферного воздуха можно исследовать удаленный от лазерной установки объект, осуществляя терагерцовую генерацию и детектирование в непосредственной близости от объекта.

Терагерцовая генерация в атмосферном воздухе. Существует несколько механизмов, ответственных за генерацию терагерцового излучения в воздухе. При ионизации газа лазерным импульсом высокой интенсивности терагерцовое излучение может быть вызвано когерентными плазменными колебаниями, возбуждаемыми либо пондеромоторной силой, либо переходным излучением пучков электронов, ускоряемых в кильватерной волне. В последнем случае высокоэнергичные электроны испускают переходное излучение терагерцового диапазона при прохождении градиента диэлектрической проницаемости. Электроны, ускоряемые

пондеромоторной силой, колеблются в основном вдоль направления распространения лазерного импульса, и поэтому направленность излучения представляет собой конус, тогда как электроны, ускоряемые в кильватерной волне, излучают в направлении распространения лазерного импульса. Вышеописанные эксперименты проводились на лазерных системах с высокими энергиями в импульсе (многие миллиджоули) и низкой частотой повторения импульсов (10 Гц), т.к. в обоих случаях необходима высокая интенсивность, чтобы обеспечить, соответственно, высокую вероятность ионизации или высокий пондеромоторный потенциал. Использование более доступных лазеров с меньшими энергиями в импульсе (~ 1 мДж) и большей частотой повторения (1 кГц) требует альтернативных методов генерации. Такие лазеры позволяют обеспечить интенсивность, необходимую для ионизации, но ускорение электронов с их помощью требует более эффективного метода. Например, приложение постоянного электрического поля к получившейся в результате ионизации плазме позволяет сильно разогнать электроны, увеличить фототок и усилить терагерцовое излучение. Направление фототока определяется направлением приложенного поля, поэтому, если приложить поле перпендикулярно направлению распространения лазерного импульса, происходит когерентное увеличение амплитуды терагерцового импульса вдоль плазменного канала. В результате применения этого подхода было достигнуто увеличение амплитуды терагерцового импульса по сравнению с ускорением пондеромоторной силой без поля. В этом методе амплитуда определяется в основном приложенным напряжением, ограниченным электрическим пробоем газа (поле пробоя в атмосферном воздухе составляет 30 кВ/см).

В другом методе удалось увеличить амплитуду терагерцового импульса путем совмещения лазерного импульса на фундаментальной частоте с импульсом на удвоенной частоте. Такое совмещение можно получить, например, помещая в лазерный пучок кристалл для генерации второй гармоники. Первоначально генерация терагерцового излучения при совмещении импульсов на фундаментальной и удвоенной частотах была объяснена как результат четырехволнового нелинейно-оптического выпрямления (частный случай четырехволнового взаимодействия, при котором генерируется квазипостоянное поле, «нулевая» гармоника). Как будет показано далее, физический механизм этого явления несколько иной, хотя

четырёхволновое смешение частот и дает удобное объяснение некоторым экспериментальным результатам. При четырехволновом выпрямлении терагерцовая гармоника генерируется как результат взаимодействия двух фотонов на фундаментальной частоте и одного фотона на удвоенной частоте:

$$(2\omega + \Omega_{\text{THz}}) - \omega - \omega = \Omega_{\text{THz}}. \quad (2.6)$$

Разница в частотах Ω_{THz} между строгим значением удвоенной частоты 2ω и частотой взаимодействующего фотона $2\omega + \Omega_{\text{THz}}$ возникает за счет наличия в спектре лазерного импульса разных частотных составляющих. В соответствии с (2.6), интенсивность волны на частоте Ω_{THz} (пропорциональная числу фотонов) будет пропорциональна интенсивности волны на частоте $2\omega + \Omega_{\text{THz}}$ (числу фотонов второй гармоники) и квадрату интенсивности волны на фундаментальной частоте:

$$I_{\text{THz}} \propto [\chi^{(3)}]^2 I_{2\omega} I_{\omega}^2. \quad (2.7)$$

В (2.7) $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость третьего порядка для данного взаимодействия. При учете временной динамики импульсов существенную роль играет относительный сдвиг фаз φ между гармониками фундаментальной и удвоенной частот. С учетом этого фазового сдвига вместо (2.7) имеем

$$E_{\text{THz}}(t) \propto \chi^{(3)} E_{2\omega}(t) E_{\omega}^*(t) E_{\omega}^*(t) \cos \varphi. \quad (2.8)$$

В пользу того, что генерация терагерцового излучения происходит за счет четырехволнового выпрямления, говорит тот факт, что в эксперименте в целом подтверждаются зависимости (2.6), (2.7) и (2.8). Однако данный механизм не объясняет всей совокупности наблюдаемых процессов. В частности, в эксперименте обнаруживается существование порога генерации по интенсивности, который совпадает с порогом ионизации газа, что не согласуется с простой степенной зависимостью (2.7), предсказываемой на основе модели четырехволнового выпрямления. Процесс ионизации определенно играет ключевую роль в генерации терагерцового излучения. Наблюдаемое увеличение эффективности

четырёхволнового выпрямления при ионизации можно объяснить направленным движением электронов при ионизации двухцветным лазерным полем. Действительно, если сложить две синусоиды – на фундаментальной и на удвоенной частоте – то можно увидеть, что при $\varphi \neq \pi/2$ результирующая кривая будет асимметричной, т.е. поле такой волны в среднем будет перемещать электроны в определенную сторону аналогично тому, как это происходит при наложении постоянного электрического поля. Направление этого среднего движения электронов определяется относительной фазой гармоник φ . Процесс терагерцовой генерации при ионизации газа может быть промоделирован численно путем решения нестационарного уравнения Шредингера. Этот подход включает в рассмотрение как свободные, так и связанные состояния электронов, а также переходы между состояниями, поэтому рассмотренные выше в рамках теории возмущений нелинейно-оптические эффекты, за которые ответственны связанные состояния, оказываются автоматически учтены.

Детектирование терагерцового излучения в газах. Нелинейно-оптические процессы в газах позволяют генерировать терагерцовое излучение. Поэтому возникает вопрос, нельзя ли использовать те же самые процессы для детектирования? В среде с центром симметрии, каковой является газ, отсутствуют «четные» коэффициенты нелинейной восприимчивости, поэтому нелинейно-оптическая генерация терагерцового излучения может происходить за счет «нечетной» нелинейности ($\chi^{(3)}$, $\chi^{(5)}$ и т.д.) с участием нечетного числа «входных» фотонов. Аналогичным образом, детектирование происходит с участием нечетного числа «входных» фотонов. Принцип генерации детектирования терагерцовых волн, основанный на явлении четырехволнового смешения в газе, показан на рис. 2.5. В нелинейном процессе в качестве «входных» фотонов выступают два фотона на основной частоте лазера и один терагерцовый фотон. На «выходе» имеем один фотон на частоте, близкой ко второй гармонике лазерного излучения. Таким образом, феноменологически детектирование обратное генерации: при генерации нелинейное смешение излучения основной частоты со второй гармоникой дает терагерцовое излучение, а в процессе детектирования терагерцовая волна смешивается с основной частотой и дает волну второй гармоники. Однако, физические детали генерации и детектирования существенно отличаются.

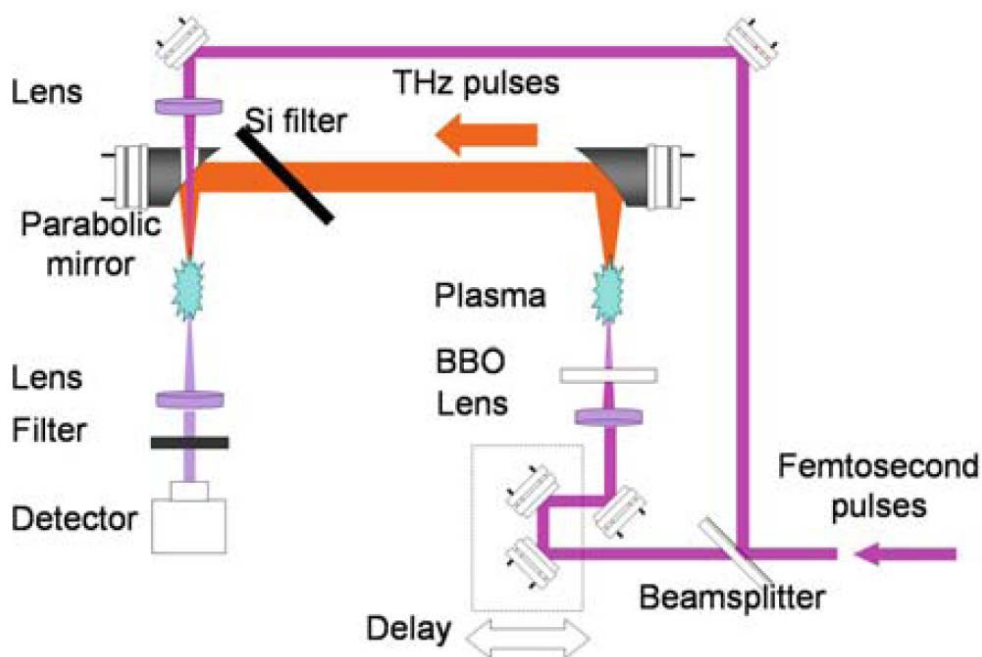


Рис. 2.5. Экспериментальная установка для генерации и детектирования терагерцового излучения в атмосферном воздухе [1].

Генерация волны второй гармоники при смешении волны на основной частоте и терагерцовой волны обеспечивается двумя процессами: $2\omega = \omega + \omega + \Omega_{\text{THz}}$ и $2\omega = \omega + \omega - \Omega_{\text{THz}}$. Поле волны второй гармоники будет пропорционально полям трех «ВХОДНЫХ» волн:

$$E_{2\omega} \propto P_{2\omega} = \chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega} E_{\text{THz}}, \quad (2.9)$$

где $\chi^{(3)}$ – соответствующая компонента тензора нелинейной диэлектрической восприимчивости третьего порядка, а $P_{2\omega}$ – амплитуда нелинейной поляризации на частоте второй гармоники. Однако, измеряется не амплитуда электрического поля волны второй гармоники, а ее интенсивность:

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 E_{\text{THz}}^2, \quad (2.10)$$

В результате, измеряемый сигнал пропорционален квадрату терагерцового поля, и оказывается потерянной фазовая информация. Однако, это справедливо только в том случае, если нет других источников когерентного излучения на частоте второй гармоники. Оказывается, при измерении путем генерации второй гармоники в твердых телах и газах, наблюдается фоновый сигнал второй гармоники (сигнал

локального осциллятора $E_{2\omega}^{LO}$), который ведет к гомодинному детектированию терагерцового поля. (Детектирование называется гомодинным, если в детектировании участвует только принимаемый сигнал.) Этот фоновый сигнал на удвоенной частоте является частью когерентного белого света (спектрального континуума), генерируемого в индуцированной лазерным импульсом плазме за счет нелинейных процессов фазовой самомодуляции и укрупнения волнового фронта. Считая пространственно-временное распределение двух волн на частоте второй гармоники одинаковым, выражение для интенсивности регистрируемого сигнала можно записать как

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 E_{\text{THz}}^2 + 2(\chi^{(3)} I_{\omega}) E_{\text{THz}} E_{2\omega}^{LO} + (E_{2\omega}^{LO})^2. \quad (2.11)$$

В этом выражении содержится перекрестное слагаемое, линейно пропорциональное терагерцовому полю. Если $E_{2\omega}^{LO}$ много больше поля индуцированной терагерцовым излучением второй гармоники (это выполняется при высокой плотности лазерной плазмы), то перекрестное слагаемое с $E_{\text{THz}} E_{2\omega}^{LO}$ будет превосходить слагаемое с E_{THz}^2 , и детектирование можно считать квазикогерентным.

Гомодинный метод частично решает проблему когерентного терагерцового детектирования путем четырехволнового смешения. Однако он обладает существенными недостатками. Во-первых, детектирование является когерентным только в определенном интервале величин терагерцового поля, а значит, при достаточно большой амплитуде терагерцового поля принимаемый сигнал будет искажен. Во-вторых, поскольку фоновый сигнал второй гармоники должен быть много больше, чем полезный сигнал, ограничивается динамический диапазон.

Метод гетеродинного детектирования позволяет обойти ограничения гомодинного метода. (Гетеродинным называется метод детектирования, в котором принимаемый сигнал смешивается с сигналом независимого «гетеродина».) Постоянное электрическое поле E_{DC} , так же как и терагерцовое поле, может быть одной из «входных» волн при четырехволновом смешении. Предполагая, что

нелинейная восприимчивость одинакова на нулевой и на терагерцовой частоте, в приближении плоских волн можно записать

$$E_{2\omega} \propto \chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega} (E_{\text{THz}} + E_{\text{DC}}). \quad (2.12)$$

В результате регистрируемый сигнал второй гармоники снова содержит слагаемое, пропорциональное амплитуде терагерцовой волны:

$$I_{2\omega} \propto |E_{2\omega}|^2 \propto (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 (E_{\text{THz}}^2 + 2E_{\text{THz}}E_{\text{DC}} + E_{\text{DC}}^2). \quad (2.13)$$

В отличие от фазы локального осциллятора удвоенной частоты, порожденного поверхностными эффектами или генерацией белого света, фазой волны второй гармоники, индуцированной внешним полем, можно управлять. Изменение направления внешнего поля на противоположное дает сдвиг фаз π для несущей частоты волны второй гармоники. Это приводит к изменению знака перекрестного слагаемого на противоположный, тогда как другие слагаемые не изменятся. Если периодически изменять знак постоянного поля с некоторой заданной частотой (например, с частотой следования лазерных импульсов), принимаемый сигнал также приобретет модуляцию на этой частоте за счет периодического изменения знака перекрестного слагаемого. Отфильтровывая модулированный на заданной частоте сигнал с помощью синхронного детектирования, получаем только когерентную (пропорциональную терагерцовому полю) составляющую сигнала второй гармоники.

Таким образом, гетеродинное детектирование не накладывает каких-либо ограничений на соотношение амплитуд внешнего поля и терагерцовой волны для обеспечения когерентного детектирования. Также расширяется возможный динамический диапазон приема, так как терагерцовое поле регистрируется в присутствии слабого фонового сигнала.

2.3. Нелинейно-оптическое выпрямление. Режимы генерации

Эффект оптического выпрямления состоит в возникновении в среде при прохождении через нее интенсивного оптического импульса нелинейной поляризации, повторяющей форму огибающей оптического импульса. Возникающее при оптическом выпрямлении квазипостоянное напряжение (или ток) могут быть измерены. Данный эффект впервые экспериментально наблюдался в 1962 году при пропускании импульсов рубинового лазера через кристаллы KDP, и стал, наряду с генерацией второй гармоники, одним из первых экспериментально обнаруженных нелинейно-оптических эффектов. В дальнейшем было показано, что возникающий при оптическом выпрямлении импульс нелинейной поляризации (или, точнее, его производная по времени, т.е. всплеск тока)

может быть достаточно эффективным источником излучения. Если оптический импульс достаточно короткий (порядка сотен фемтосекунд), то всплеск тока будет иметь соответствующую длительность (порядка 1 пс). Частота излучения определяется длительностью всплеска тока и составляет порядка $1/(1 \text{ пс}) = 1 \text{ ТГц}$.

Рисунок 2.6 поясняет идею метода оптического выпрямления. Типичными представителями электрооптических кристаллов, в которых наблюдается эффект оптического выпрямления, являются широко используемые в оптоэлектронике и микроэлектронике LiNbO_3 (ниобат лития) и GaAs (арсенид галлия). Оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах получило широкое распространение благодаря относительной простоте и возможности генерировать с его помощью широкополосное терагерцовое излучение.

Процесс генерации излучения при оптическом выпрямлении можно рассматривать в два этапа. Во-первых, нужно рассмотреть задачу о возникновении нелинейной поляризации при распространении лазерного импульса в среде. Затем

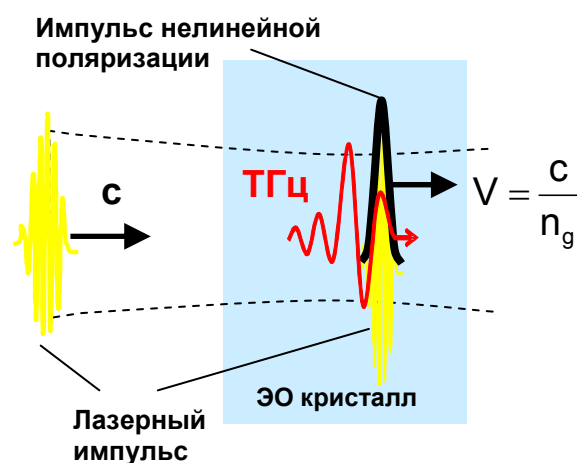


Рис. 2.6 Метод электрооптического выпрямления.

нужно рассмотреть задачу об излучении электромагнитных волн этой нелинейной поляризацией. Возникновение нелинейной поляризации может быть феноменологически описано через формализм нелинейных восприимчивостей. В рамках этого формализма вектор поляризации среды \mathbf{P} в присутствии электрического поля оптического импульса \mathbf{E} раскладывается в ряд по степеням \mathbf{E}

$$\mathbf{P} = \hat{\chi}^{(1)}\mathbf{E} + \hat{\chi}^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \hat{\chi}^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots, \quad (2.14)$$

где $\mathbf{P}^L = \hat{\chi}^{(1)}\mathbf{E}$ – линейная, а $\mathbf{P}^{NL} = \hat{\chi}^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \hat{\chi}^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots$ – нелинейная поляризация. Здесь $\hat{\chi}^{(1)}$ – тензор линейной диэлектрической восприимчивости среды, $\hat{\chi}^{(2)}, \hat{\chi}^{(3)} \dots$ – тензоры нелинейной восприимчивости второго, третьего и т.д. порядков соответственно. В большинстве кристаллов нелинейность обусловлена ангармонизмом связанных электронов и развивается на временах порядка 10^{-15} с, поэтому при рассмотрении взаимодействия с фемтосекундными лазерными импульсами ее можно считать мгновенной и локальной. Тогда нелинейная поляризация в каждой точке среды без отставания следует за электрическим полем в этой же точке: $\mathbf{P}^{NL}(t, \mathbf{r}) = \hat{\chi}^{(2)}\mathbf{E}(t, \mathbf{r})\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) + \hat{\chi}^{(3)}\mathbf{E}(t, \mathbf{r})\mathbf{E}(t, \mathbf{r})\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) + \dots$

Электрооптическими кристаллами называют кристаллы с высокими значениями элементов тензора нелинейной восприимчивости второго порядка $\hat{\chi}^{(2)}$. Нелинейными процессами более высоких порядков в электрооптических кристаллах обычно можно пренебречь по сравнению с процессами второго порядка. В результате нелинейная поляризация запишется как

$$\mathbf{P}^{NL}(t, \mathbf{r}) = \hat{\chi}^{(2)}\mathbf{E}(t, \mathbf{r})\mathbf{E}(t, \mathbf{r}). \quad (2.15)$$

Направление вектора \mathbf{P}^{NL} определяется симметрией кристалла (ненулевыми компонентами тензора $\hat{\chi}^{(2)}$) и ориентацией вектора электрического поля лазерного излучения по отношению к кристаллографическим осям кристалла. Величина вектора нелинейной поляризации также зависит от взаимной ориентации кристаллографических осей и электрического поля. Т.к. тензор $\hat{\chi}^{(2)}$ является

симметричным относительно перестановок индексов, то можно ввести более удобный тензор $\hat{d}^{(2)}$, такой, что

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = \hat{d}^{(2)} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Для многих кристаллов поляризация лазерного излучения может быть оптимально выбрана таким образом, чтобы вектор нелинейной поляризации имел только одну проекцию, и ее величина была максимальной. Тогда можно записать

$$P^{\text{NL}}(t, \mathbf{r}) = \chi_{\text{eff}}^{(2)} E^2(t, \mathbf{r}), \quad (2.17)$$

где $E(t, \mathbf{r})$ – мгновенная величина электрического поля лазерного импульса, $P^{\text{NL}}(t, \mathbf{r})$ – мгновенное значение нелинейной поляризации (при этом векторы \mathbf{P}^{NL} и \mathbf{E} могут иметь различные направления), $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ – эффективное значение коэффициента нелинейной восприимчивости. Подставим в (2.17) гармоническое во времени поле с медленно меняющейся (по сравнению с заполнением) во времени и пространстве амплитудой $E_0(t, \mathbf{r})$

$$E(t, \mathbf{r}) = E_0(t, \mathbf{r}) \cos \omega t. \quad (2.18)$$

Тогда нелинейная поляризация примет вид

$$P^{\text{NL}}(t, \mathbf{r}) = \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_0^2(t, \mathbf{r}) \cos^2 \omega t = \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_0^2(t, \mathbf{r}) + \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_0^2(t, \mathbf{r}) \cos 2\omega t. \quad (2.19)$$

Для гармонических зависимостей поля от времени, квадратичное по полю слагаемое дает поляризацию на нулевой частоте (оптическое выпрямление) и на удвоенной частоте (генерация второй гармоники). В дальнейшем мы будем рассматривать лишь квазипостоянную составляющую поляризации (первое слагаемое), оставив в стороне поляризацию на удвоенной частоте (второе слагаемое).

Фактически, в тех случаях, которые нас будут интересовать, процессом генерации второй гармоники можно пренебречь. Очевидно, квазипостоянная составляющая поляризации пропорциональна оптической интенсивности $I(t, \mathbf{r}) = E_0^2(t, \mathbf{r}) \cdot c \cdot n_{\text{opt}} / (8\pi)$:

$$P_{\Omega}^{\text{NL}}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^{(2)} E_0^2(t, \mathbf{r}) = d_{\text{eff}}^{(2)} E_0^2(t, \mathbf{r}) \sim I(t, \mathbf{r}) \quad (2.20)$$

Здесь n_{opt} – показатель преломления, c – скорость света в вакууме (считаем, что амплитуда оптического поля меняется медленно по сравнению с периодом заполнения), а $d_{\text{eff}}^2 \equiv \frac{1}{2} \chi_{\text{eff}}^2$ связывает нелинейную поляризацию с квадратом амплитуды поля.

Пусть лазерный импульс распространяется вдоль оси z с групповой скоростью V . Если пренебречь дисперсией групповой скорости, временная форма импульса остается неизменной. Тогда оптическая интенсивность является функцией комбинации переменных $\xi = t - z/V$: $I(t, z) = I(t - z/V) = I(\xi)$, где ξ имеет смысл временной координаты относительно пика импульса. В качестве примера можно взять импульс с гауссовской огибающей

$$I(\xi) \sim F(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2} \quad (2.21)$$

(τ – длительность импульса). Рассмотрим импульс, сфокусированный по одной из поперечных к направлению распространения координат (например, x). Для простоты будем считать, что от координаты y оптическая интенсивность не зависит. В эксперименте такой сфокусированный в линию импульс может быть получен с помощью цилиндрической линзы. Будем считать поперечный профиль интенсивности гауссовским:

$$I(x) \sim G(x) = e^{-x^2/\ell_{\perp}^2}, \quad (2.22)$$

где ℓ_{\perp} – поперечный (в направлении x) размер импульса. В пренебрежении дифракцией ℓ_{\perp} не зависит от z . Окончательно, оптическую интенсивность можно представить как

$$I(\xi, x) = I_0 F(\xi) G(x), \quad (2.23)$$

где I_0 – пиковая оптическая интенсивность.

Тогда нелинейную поляризацию можно записать в виде

$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\xi, x) = \mathbf{p} F(\xi)G(x), \quad (2.24)$$

где амплитудный вектор \mathbf{p} определяется взаимной ориентацией вектора электрического поля и кристаллографических осей.

Нелинейная поляризация (2.24) движется с групповой скоростью оптического импульса V и излучает терагерцовые волны. Задача излучения может быть решена путем решения уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}^{\text{NL}}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

с нелинейным источником (2.24). Для полноты системы уравнений (2.24)-(2.25) ее необходимо дополнить материальными соотношениями. Как правило, для электрооптического кристалла

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mathbf{H}, \\ \mathbf{D} &= \hat{\epsilon} \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Решая систему уравнений (2.24)–(2.26), можно найти терагерцовые поля, излучаемые нелинейным поляризационным источником (2.24). В зависимости от дисперсионных свойств электрооптического кристалла излучение терагерцовых волн может происходить за счет различных механизмов.

Режимы генерации. Если подобрать электрооптический кристалл так, чтобы скорость распространения источника (2.24) V совпала с фазовой скоростью $v_{\text{ph}}(\omega_0)$ терагерцовой волны на некоторой частоте ω_0 , то распространяющаяся попутно источнику терагерцовая волна будет находиться в одной и той же фазе с нелинейным источником и поэтому будет только усиливаться при своем распространении сквозь

кристалл (явление *попутного синхронизма*, рис. 2.7а). Частоту ω_0 называют частотой синхронизма.

Если источник движется с большей скоростью, чем терагерцовая волна, то может реализовываться другой случай синхронизованного возбуждения: волна, распространяющаяся под углом θ к скорости источника V , таким, что $v_{ph}(\omega) = V \cos \theta$, также находится в фазе с источником при его распространении (явление *черенковского синхронизма*, рис. 2.7б).

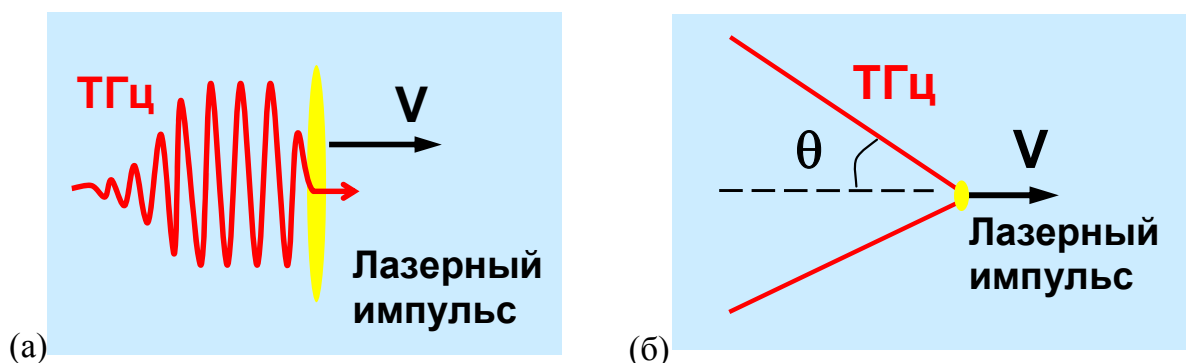


Рис. 2.7. Генерация фазово-синхронизованной волны в досветовом режиме (а) и генерация черенковского конуса в сверхсветовом режиме (б).

В электрооптических кристаллах показатель преломления терагерцовых волн $n(\omega)$ возрастает с частотой от минимального значения n_0 при $\omega = 0$ до бесконечности (в пренебрежении поглощением) при приближении ω к частоте поперечного оптического фононного резонанса ω_{TO} . Фазовая скорость терагерцовых волн при этом монотонно уменьшается до нуля. Зависимость показателя преломления от частоты может быть описана в приближении одного фононного резонанса как

$$n^2(\omega) = \varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2.27)$$

где γ – частота потерь, $\varepsilon_0 = n_0^2$ и ε_∞ – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости соответственно. В одном и том же кристалле могут быть выполнены как условия попутного, так и условия черенковского синхронизма.

С кинематической точки зрения выделяют два основных режима оптического выпрямления в зависимости от дисперсионных свойств электрооптического

материала – *сверхсветовой*, при $n_g < n_0$, и *досветовой*, при $n_g > n_0$ ($n_g = c/V$ – показатель группового запаздывания лазерного импульса, n_0 – терагерцовый показатель преломления при частоте, стремящейся к нулю). В сверхсветовом случае (при $n_g < n_0$) оптический импульс (и наводимая им нелинейная поляризация) распространяется быстрее терагерцовых волн, что делает невозможным синхронизованное возбуждение попутной (распространяющейся в том же направлении, что и лазерный импульс) терагерцовой волны (рис. 2.8, верхний ряд – дисперсионные кривые кристаллов не пересекаются с прямой $n = n_g$). В результате, широкий (в масштабе длины терагерцовой волны) лазерный импульс может генерировать терагерцовые волны только в виде переходного излучения на границах кристалла. При фокусировании лазерного импульса до поперечного размера порядка или меньше длины терагерцовой волны становится эффективным черенковский механизм генерации – синхронизованное возбуждение терагерцовых волн, распространяющихся под углом к лазерному лучу и образующих черенковский конус. Таким образом, в сверхсветовом режиме ($n_g < n_0$) оптический импульс может генерировать терагерцовое излучение за счет эффекта Черенкова – движущаяся нелинейная поляризация излучает терагерцовые волны подобно релятивистскому диполю. Существенно, что, чтобы возбуждать черенковский конус терагерцовых волн, оптический импульс должен быть сфокусирован до размера порядка (или меньше) длины терагерцовой волны.

В «досветовых» материалах (с $n_g > n_0$) имеется частота ω_0 , на которой выполняется условие синхронизма между лазерным импульсом и попутно распространяющейся терагерцовой волной: $n_g = n(\omega_0)$ [рис. 2.8, нижний ряд]. Волна данной частоты эффективно возбуждается широким (несфокусированным) лазерным импульсом. Благодаря этому в досветовых материалах может быть реализован простой и удобный способ терагерцовой генерации: освещение по нормали слоя «досветового» материала широким (в масштабе длины терагерцовой волны) пучком фемтосекундного лазерного излучения приводит к синхронизованному возбуждению квазиплоской терагерцовой волны, распространяющейся попутно лазерному пучку. При фокусировании лазерного импульса в досветовом кристалле смешиваются два

механизма излучения – возбуждаются как попутная волна частоты ω_0 , так и черенковский конус волн с частотами $\omega > \omega_0$.

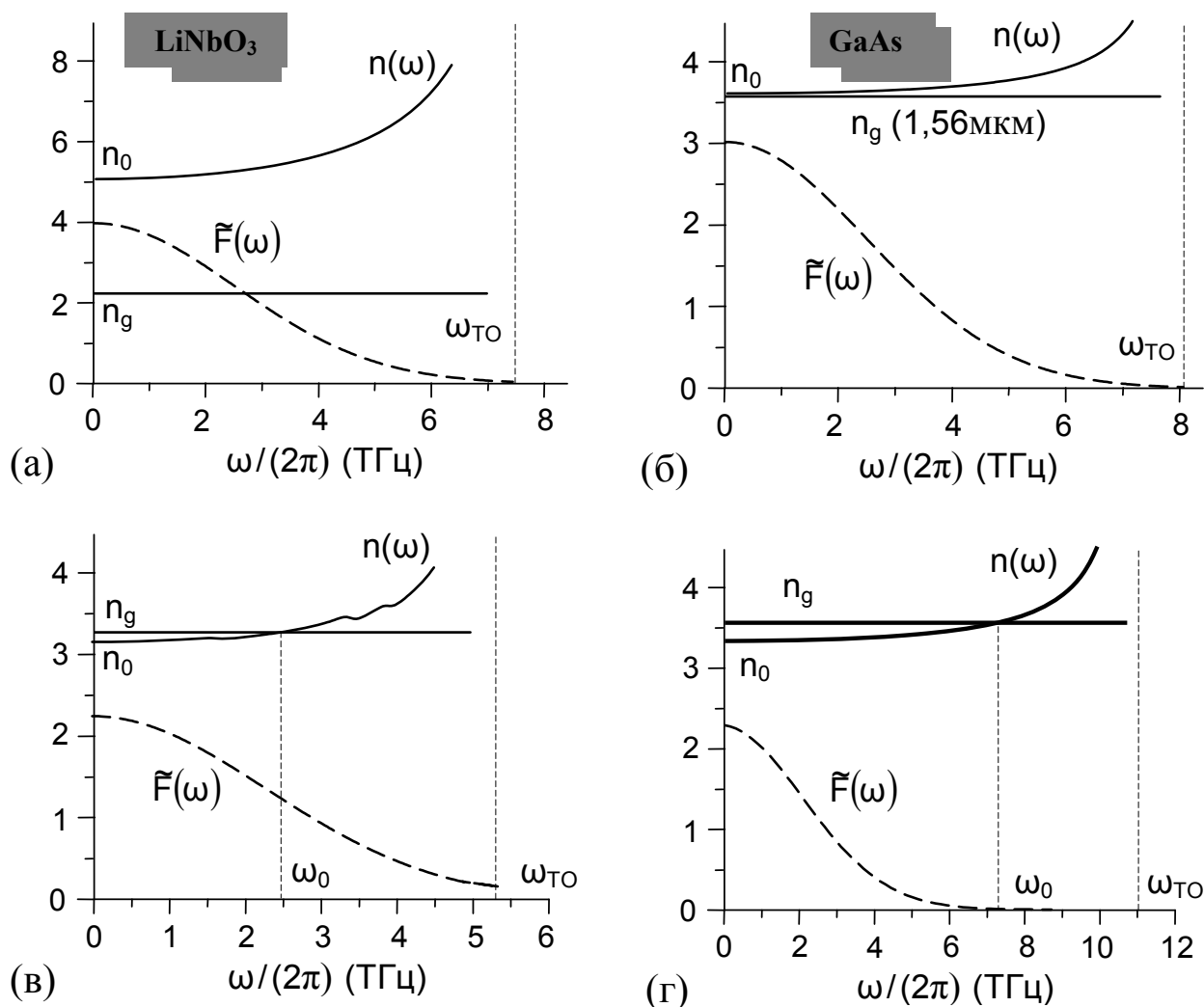


Рис. 2.8. Режимы нелинейно-оптического выпрямления: верхний ряд – сверхсветовой режим, (а) сильно сверхсветовой и (б) слабо дисперсионной, нижний ряд – дисперсионной режим, (в) слабо дисперсионной и (г) сильно дисперсионной. Дисперсионные кривые построены для кристаллов, указанных на рисунке. На рис. (а), (в) и (г) показатель группового оптического запаздывания n_g взят на длине волны 0,8 мкм (титан-сапфировый лазер). На рис. (б) n_g взят на длине волны 1,56 мкм (эрбиевый волоконный лазер). Пунктиром показаны спектры огибающей оптического импульса длительностью 100 фс.

В сверхсветовом режиме оптико-терагерцовой конверсии выделяют два случая – *сильно* и *слабо сверхсветовой* режимы. В сильно сверхсветовом режиме разница между n_g^2 и n_0^2 существенно превышает вариации $n^2(\omega)$ на ширине спектра лазерного

импульса $\sim 2\tau^{-1}$ (τ – длительность лазерного импульса), т.е. $n_0^2 - n_g^2 \gg n^2(2\tau^{-1}) - n_0^2$, и, следовательно, влиянием дисперсии на терагерцовых частотах можно пренебречь (см. рис. 2.8а). В результате волны различной частоты излучаются под одним и тем же черенковским углом, а распределение поля в пределах черенковского конуса определяется производной от огибающей оптической интенсивности. Данный режим реализуется, например, при возбуждении LiNbO_3 излучением титан-сапфирового лазера (рис. 2.8а).

В слабо сверхсветовом режиме, когда $n_0^2 - n_g^2 \leq n^2(2\tau^{-1}) - n_0^2$ (как, например, при возбуждении GaAs импульсами волоконного лазера, рис. 2.8б), дисперсия существенно влияет на генерируемые терагерцовые волны. Терагерцовые волны различной частоты излучаются под разными черенковскими углами, образуя сложное распределение поля в пределах черенковского конуса.

В досветовом режиме оптико-терагерцовой конверсии также можно выделить два случая – *слабо* и *сильно досветовой* режимы – согласно условиям $\omega_0\tau \leq 2$ и $\omega_0\tau \gg 2$ соответственно. Данные условия, в отличие от кинематических условий сильно и слабо сверхсветового режимов, имеют динамическую природу – они определяют эффективность синхронизованного возбуждения попутной терагерцовой волны. Примером реализации слабо досветового режима является широко распространенный метод терагерцовой генерации – синхронизованное возбуждение $\sim 2,5$ ТГц волны в ZnTe импульсами титан-сапфирового лазера типичной длительности (рис. 2.8в). Сильно досветовой режим может быть реализован, например, при конверсии импульсов титан-сапфирового лазера в кристалле GaP (рис. 2.8г). Сильно досветовой режим отличается от слабо досветового тем, что в сильно досветовом режиме спектральная амплитуда нелинейного источника (см. спектр огибающей на рис. 2.8г) пренебрежимо мала на частоте попутного синхронизма ω_0 . В результате в этом режиме не происходит генерации терагерцового излучения за счет механизмов синхронизованного возбуждения или черенковского излучения.

Нестационарный режим генерации терагерцового излучения в электрооптическом кристалле. Динамические стадии процесса генерации. Независимо от режима генерации, терагерцовое поле, возбуждаемое оптическим импульсом при его входе в электрооптический кристалл, математически можно представить в виде суперпозиции двух членов – вынужденного решения, распространяющегося с групповой скоростью оптического импульса, и свободного решения, распространяющегося с групповой скоростью терагерцовых волн:

$$\tilde{E} = Ce^{-ikz} - Ae^{-i\omega z/V}, \quad (2.28)$$

где \tilde{E} – комплексная амплитуда волны, k – волновое число, z – расстояние, C и A – амплитуды свободного и вынужденного решений, определяемые граничными условиями.

Вблизи входной границы кристалла эти решения перекрываются и частично компенсируют друг друга; в процессе распространения из-за отличия постоянных распространения k и ω/V они постепенно разделяются, и суммарное терагерцовое поле возрастает. В то время как амплитуда и форма вынужденного решения не изменяются при распространении, свободное решение испытывает дисперсионное искажение и затухает вследствие поглощения. С физической точки зрения вынужденное решение представляет собой совокупность ближнего поля движущегося нелинейного источника и синхронизованных с источником терагерцовых волн (попутной или черенковской); свободное решение – это переходное излучение, распространяющееся от входной границы кристалла.

В таких кристаллах как LiNbO_3 , где поглощение на терагерцовых частотах сравнительно большое ($\sim 20 \text{ см}^{-1}$ на частоте 1 ТГц при комнатной температуре) и свободное решение быстро затухает (на расстояниях ~ 1 мм в LiNbO_3 при комнатной температуре), практический интерес представляет, в основном, вынужденное решение. В противоположность этому, в сильно досветовом режиме терагерцовая генерация происходит только за счет переходного излучения. Вынужденное решение в сильно досветовом режиме представляет собой только ближнее поле поляризационного источника. Благодаря этому сильно досветовой режим может

обеспечить генерацию привлекательных для спектроскопии терагерцовых импульсов с одним периодом колебаний поля и реализацию предельно малых (квазиточечных) терагерцовых источников, необходимых для повышения разрешающей способности ближнепольной терагерцовой микроскопии.

4.4. Методы увеличения эффективности генерации – лазерный импульс со скошенным фронтом интенсивности, квазисинхронизм, генерация в волноводах

Актуальной задачей является повышение эффективности оптико-терагерцовой конверсии. В методе оптического выпрямления эффективность существенно зависит от параметров используемого электрооптического материала, таких как его нелинейный коэффициент, расстройка между групповой скоростью оптического импульса и фазовой скоростью терагерцовых волн, оптическая прозрачность и коэффициент поглощения на терагерцовых частотах. Различные материалы были опробованы на пригодность для оптического выпрямления. Оказалось, что у всех материалов имеются как свои достоинства, так и свои недостатки. Например, ZnTe, уникальным достоинством которого является наличие фазового синхронизма между излучением титан-сапфирового лазера и волной на частоте $\sim 2,5$ ТГц, имеет не такой большой нелинейный коэффициент, как, например, LiNbO₃, LiTaO₃ или DAST. Более того, у ZnTe довольно высокое поглощение на терагерцовых частотах (~ 10 см⁻¹ при комнатной температуре), а, главное, сильное двухфотонное поглощение излучения титан-сапфирового лазера при высоких оптических интенсивностях. Указанные факторы приводят к насыщению терагерцовой генерации на высоких уровнях интенсивности оптической накачки и при большой толщине кристалла. В результате, эффективность оптико-терагерцовой конверсии в ZnTe обычно не превышает 10^{-6} – 10^{-5} . Так, например, рекордная для ZnTe энергия терагерцового импульса (1,5 мкДж) была получена при оптическом выпрямлении импульса титан-сапфирового лазера с энергией 48 мДж, что соответствует эффективности конверсии $3 \cdot 10^{-5}$.

Привлекательным материалом для оптико-терагерцовой конверсии является LiNbO₃. Его коэффициент нелинейности в $\sim 2,5$ раза больше чем у ZnTe, а широкая запрещенная зона обеспечивает отсутствие в LiNbO₃ двухфотонного поглощения

излучения титан-сапфирового лазера. Данный материал, однако, является «сильно сверхсветовым» – его терагерцовый показатель преломления более чем в два раза превышает оптический показатель группового запаздывания, – что делает невозможным синхронизм между оптическим импульсом накачки и попутной терагерцовой волной. Отсутствие синхронизма снижает амплитуду генерируемого терагерцового поля. К тому же, генерируемый в таких материалах черенковский конус терагерцовых волн неудобен для практического использования. Главным же недостатком LiNbO_3 является сильное поглощение на терагерцовых частотах при комнатной температуре: $\sim 16\text{--}170 \text{ см}^{-1}$ на частотах 1–2,5 ТГц.

Использование импульса накачки со скошенным фронтом интенсивности.

Перспективный метод достижения синхронизма в сверхсветовом режиме, в частности, при накачке LiNbO_3 импульсами титан-сапфирового лазера, был предложен в работе Й. Хеблинга в 2002 году. Идея метода состоит в использовании в качестве накачки лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности. В таком импульсе фронт интенсивности скошен под некоторым углом α по отношению к фазовым фронтам (рис. 2.9а). Импульс распространяется с групповой скоростью V в направлении нормали к фазовым фронтам; проекция этой скорости на направление, перпендикулярное фронту интенсивности, равна $V\cos\alpha$. Подбирая угол скоса α , можно обеспечить равенство этой проекции скорости и фазовой скорости терагерцовой волны нужной частоты. Таким образом достигается синхронизм с квазиплоской терагерцовой волной, распространяющейся в направлении нормали к фронту интенсивности. К настоящему времени с помощью данного метода получены рекордные значения эффективности оптико-терагерцовой конверсии – $7\cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} , при этом генерировались терагерцовые импульсы с энергией 3,3 мкДж (при частоте повторения 1 кГц) и 30 мкДж (при частоте повторения 100 Гц) соответственно. Импульсы со скошенным фронтом интенсивности получают путем отражения лазерных импульсов от дифракционной решетки.

На рис. 2.9а приведена структура импульса со скошенным фронтом интенсивности и возбуждаемых им вынужденных терагерцовых полей в «сверхсветовом» материале. Оптический импульс распространяется вдоль оси x с групповой скоростью V . Фазовые фронты синхронизованно возбуждаемой волны

естественным образом параллельны фронту интенсивности, скошенному под углом α к фазовым фронтам оптического импульса. Минимальный угол скоса α_{\min} будет обеспечивать синхронизм с волной на нулевой частоте, увеличение угла скоса приведет к выполнению условия синхронизма для более медленных волн большей частоты. Черенковский конус имеет угол полураствора θ_{\max} , соответствующий черенковскому условию для частоты, стремящейся к нулю. При этом черенковский угол связан с минимальным углом скоса соотношением $\theta_{\max} + \alpha_{\min} = 90^\circ$. На рис. 2.9б приведен моментальный снимок терагерцового поля в LiNbO₃ при температуре 10 К и накачке импульсом титан-сапфирового лазера с пиковой интенсивностью 10 ГВт/см², длительностью 150 фс, поперечным размером 1 мм и углом скоса фронта 65,6°.

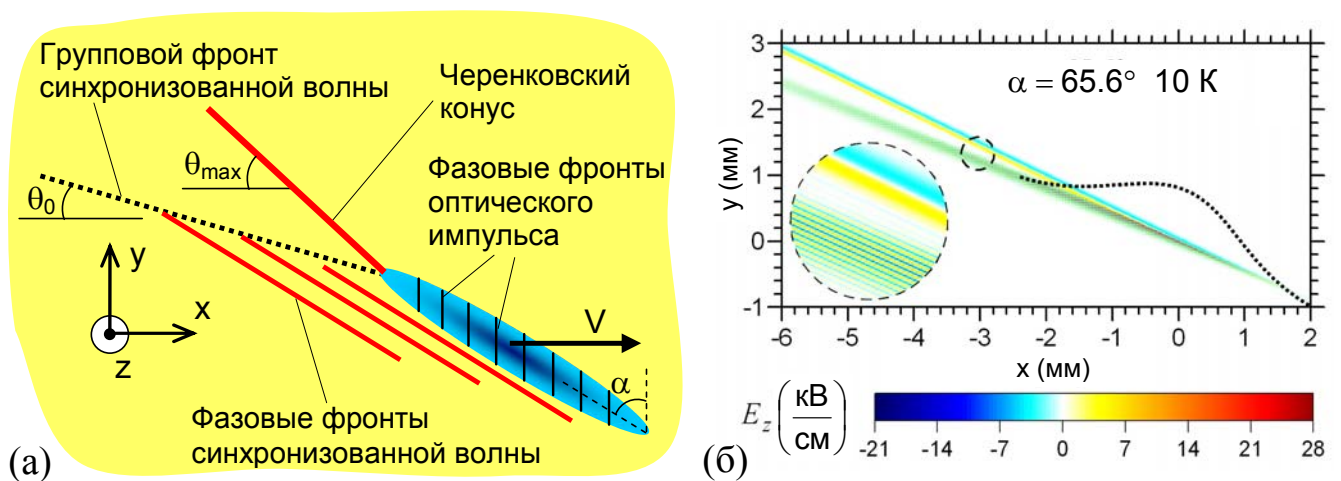


Рис. 2.9. Генерация терагерцового излучения лазерным импульсом со скошенным фронтом интенсивности: (а) структура импульса со скошенным фронтом и возбуждаемых им вынужденных терагерцовых полей, (б) моментальный снимок терагерцового поля (точками показан профиль оптического импульса, распространяющегося вдоль оси x).

Квазисинхронизм. Отсутствие попутного синхронизма в нелинейном материале означает, что генерируемая волна находится в фазе с волной накачки лишь при распространении на некоторое расстояние, называемое длиной когерентности ℓ_{coh} . В случае нелинейно-оптического выпрямления длина когерентности определяется разностью показателя преломления на терагерцовой частоте и оптическим показателем группового запаздывания:

$$\ell_{coh} = \frac{c\pi}{\omega |n(\omega) - n_g|}. \quad (2.29)$$

На следующем отрезке, также равном ℓ_{coh} , волны находятся в противофазе и амплитуда генерируемой волны убывает, затем опять нарастает на отрезке ℓ_{coh} и т.д. Таким образом, всю толщу материала, в котором происходит генерация, можно разбить на «нечетные» и «четные» слои – в первых идет перекачка энергии в генерируемую волну, во вторых – обратная перекачка энергии. Если каким-либо образом изменить полярность волны накачки на противоположную на «четных» отрезках, то генерируемая волна, очевидно, будет наращивать амплитуду во всей толще материала. Оказывается, такую инверсию волны накачки можно осуществить путем периодической (с периодом ℓ_{coh}) инверсии кристаллографических осей нелинейного материала. Нелинейная поляризация, индуцируемая лазерным импульсом и играющая роль волны накачки, будет также менять знак с периодом ℓ_{coh} . Структуры из периодически ориентированных слоев LiNbO₃ и GaAs успешно применяются для компенсации фазовой расстройки в этих «сверхсветовых» кристаллах. Отметим, что выход терагерцовой энергии в структурах с квазисинхронизмом увеличивается за счет удлинения генерируемого волнового пакета (что сопровождается сужением его спектра) без повышения пиковой терагерцовой мощности.

Генерация в волноводах. Еще один метод увеличения эффективности терагерцовой генерации в высоко нелинейных «сверхсветовых» материалах основан на использовании волноводного распространения лазерных импульсов. В одном из самых эффективных методов используется структура, представляющая собой плоский (слоистый) волновод, состоящих из нелинейной сердцевины (например, из LiNbO₃) и обкладок в виде призм из материала с низким коэффициентом поглощения в терагерцовом диапазоне. Лазерный импульс, сфокусированный в линию, заводят в нелинейную сердцевину волновода. Распространяясь в сердцевине, импульс генерирует черенковский конус терагерцовых волн в обкладках точно так же, как это происходит в объеме материала (для этого показатель преломления обкладок-призм должен удовлетворять условиям черенковского синхронизма). В дополнение к своей

функции обкладок оптического волновода призмы выполняют функцию согласующего элемента, позволяющего вывести терагерцовое излучение из материала с высоким показателем преломления (нелинейной сердцевины). С помощью этого метода недавно была достигнута рекордная эффективность оптико-терагерцового преобразования (10^{-3}) в волноводе длиной 8 мм с сердцевиной из LiNbO_3 толщиной 50 мкм и с кремниевой призмой и стеклянной пластиной в качестве обкладок. Существенное увеличение эффективности достигается за счет того, что при большой длине распространения оптического импульса в нелинейной сердцевине терагерцовое излучение не испытывает сильного поглощения в нелинейном материале, т.к. сразу выводится из сердцевины.

4.5. Детектирование методом электрооптического стробирования

Электрооптическое стробирование основывается на эффекте, обратном оптическому выпрямлению – эффекте Поккельса, который состоит в изменении показателя преломления среды в оптическом диапазоне в присутствии внешнего электрического поля (в данном случае, поля терагерцового импульса). В методе электрооптического стробирования поле терагерцового импульса изменяет ориентацию эллипсоида показателей преломления электрооптического кристалла (кристалл становится двулучепреломляющим). При прохождении через кристалл линейно поляризованного зондирующего импульса совместно с терагерцовым импульсом, поляризация зондирующего импульса становится эллиптической в результате различного набега фаз для обыкновенной и необыкновенной волны. Величина эллиптичности (пропорциональная величине терагерцового поля) может быть зарегистрирована с помощью поляризационного анализатора (например, призмы Волластона). Обычно два пучка разных поляризаций, полученные с помощью анализатора, детектируются двумя фотодиодами. Регистрация разностного сигнала с диодов позволяет подавить шумы лазера и увеличить полезный сигнал вдвое (по сравнению с сигналом одного диода).

Термин «стробирование» означает, что терагерцовое поле измеряется на коротком участке его перекрытия с ультракоротким оптическим импульсом, который

и задает временной строб, т.е. «ворота», для измерения терагерцового поля. Так как терагерцовое поле меняется медленно по сравнению с длительностью фемтосекундного лазерного импульса, то можно считать, что при электрооптическом стробировании детектируется квазипостоянное электрическое поле. (При этом мы предполагаем, взаимная задержка зондирующего и терагерцового импульсов в кристалле невелика, т.е. можно считать, что зондирующий импульс взаимодействует с одним и тем же участком терагерцового при их распространении через всю толщю кристалла.) Для того чтобы измерить другой участок терагерцового импульса, изменяют временную задержку зондирующего импульса на нужную величину. Сканируя задержку, получают всю волновую форму (осциллограмму) терагерцового импульса.

Рассмотрим принципы электрооптического детектирования, т.е. измерения амплитуды квазипостоянного электрического поля по наведенному им изменению поляризации оптического излучения. В кристалле со структурой цинковой обманки (например, ZnTe), эллипсоид показателей преломления может быть записан в виде

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y zx + 2r_{41}E_z xy = 1, \quad (2.30)$$

где n_0 – показатель преломления кристалла без наложения электрического поля, x , y и z – координатные единицы эллипсоида, E_x , E_y , E_z – проекции квазипостоянного электрического поля на соответствующие оси, r_{41} – электрооптический коэффициент кристалла. Фазовый сдвиг Γ в присутствии поля может быть выражен через изменение показателя преломления:

$$\Gamma = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n, \quad (2.31)$$

где d – толщина кристалла, Δn – разница между малой и большой осью эллипсоида. Здесь мы предположили, что детектирование происходит в условиях синхронизма при нормальном падении терагерцового импульса. Для того чтобы вычислить Δn , необходимо задать определенную взаимную ориентацию осей кристалла, терагерцового поля и поляризации зондирующего импульса. Например, терагерцовый

импульс, поляризованный в направлении оси x кристалла, вызовет «растяжение» эллипсоида показателей преломления в направлении y и z , т.е. изменит n_y и n_z [см. формулу (2.30)]. Если зондирующий импульс тоже поляризован в направлении x , то набег фазы, очевидно, будет равен нулю, т.к. n_x в такой взаимной ориентации не меняется в присутствии терагерцового поля.

Можно показать, что оптимальной для детектирования ориентацией кристалла является ориентация $\langle 110 \rangle$. Такая запись означает, что оси x и y кристалла направлены под одинаковым углом (45°) к грани кристалла (две первые единицы обозначают величины проекций ортов осей на нормаль к грани кристалла), а ось z лежит в плоскости грани (проекция соответствующего орта на нормаль к грани равна нулю). При освещении такого кристалла терагерцовым импульсом, поляризованным перпендикулярно оси z , Δn достигает максимального значения

$$\Delta n = n_0^3 r_{14} E_0. \quad (2.32)$$

В линейном электрооптическом эффекте фазовый сдвиг пропорционален электрическому полю, поэтому электрооптический коэффициент кристалла может быть выражен в единицах поля. В качестве такой единицы поля используют так называемое полуволновое поле E_π . При приложении поля величины E_π к кристаллу единичной толщины максимальный сдвиг фаз (между быстрой и медленной волной) равен π (т.е. кристалл превращается в полуволновую пластинку). Таким образом, максимальный сдвиг фаз, вызываемый терагерцовым полем E_{THz}

$$\Gamma = \pi d \frac{E_{THz}}{E_\pi}. \quad (2.33)$$

Данная формула удобна для определения абсолютного сдвига фаз при известном полуволновом поле, а сама величина E_π характеризует электрооптический кристалл с точки зрения величины электрооптического эффекта. В табл. 2.2 проведено сравнение пяти наиболее часто используемых для электрооптического детектирования кристаллов со структурой цинковой обманки.

Табл. 2.2. Сравнение свойств пяти электрооптических кристаллов со структурой цинковой обманки.

	ZnTe	GaAs	InP	GaP	ZnS
E_{π} (при $d=1\text{мм}$) [кВ/см]	89,0	161	153	252	388
Частота фононного резонанса [ТГц]	5,3	8,0	10,4	11,0	10,8
n_0 (при $\omega \rightarrow 0$)	3,18	3,63	3,54	3,34	2,88
n_{opt} (при $\lambda = 800\text{ нм}$)	2,85	3,63	3,54	3,18	2,32
Длина волны синхронизма [нм]	822	1 405	1 230	1 030	470

Существуют два наиболее часто используемых метода для измерения фазового сдвига в зондирующем лазерном пучке: балансное и скрещенное детектирование. Балансное детектирование обеспечивает большее значение сигнала и позволяет подавить шумы лазерного импульса, а также провести абсолютное измерение величины терагерцового поля. Скрещенное детектирование проще реализовать экспериментально. На рис. 2.10 показана схема балансного детектирования. Если из этой схемы убрать четвертьволновую пластинку, получится схема скрещенного детектирования. На входе схемы имеем линейно поляризованный зондирующий пучок. В процессе электрооптического детектирования пучок преобразуется в эллиптически поляризованный. Четвертьволновая пластинка служит для преобразования поляризации зондирующего пучка в круговую и может быть размещена как перед электрооптическим кристаллом, так и после него. Для разделения двух взаимно перпендикулярных поляризаций используется анализатор, скрещенный с первым поляризатором. При балансном детектировании используется анализатор, способный разделить две взаимно перпендикулярные поляризации

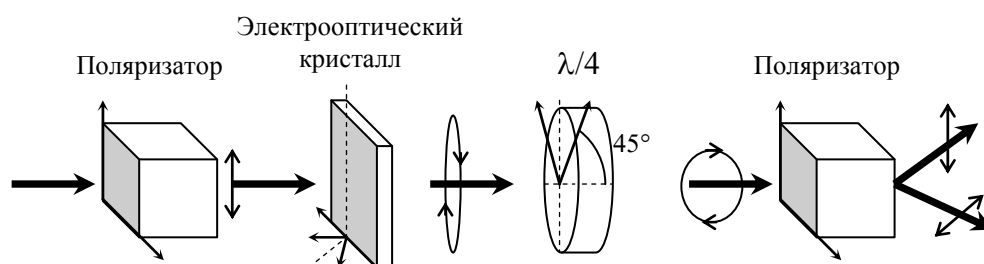


Рис. 2.10. Балансное детектирование.

(например, призма Глана или призма Волластона). Балансный фотоприемник регистрирует разность интенсивностей в двух поляризациях. При скрещенном детектировании регистрируется интенсивность только в одной поляризации (по пропусканию анализатора, т.е. перпендикулярная первому поляризатору). При балансном детектировании в отсутствие терагерцового поля обе поляризации после разделения анализатором имеют одинаковую интенсивность и балансный сигнал равен нулю. Аналогичным образом, при скрещенном детектировании в отсутствие терагерцового поля свет не проходит сквозь скрещенные поляризаторы. В присутствии терагерцового поля поляризация зондирующего импульса изменяется, и разность интенсивностей в двух поляризациях становится ненулевой (при скрещенном детектировании становится ненулевой интенсивность).

Интенсивность, прошедшая через скрещенные поляризаторы

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \approx I_0 \frac{\Gamma^2}{4}, \quad (2.34)$$

где I_0 – интенсивность зондирующего пучка. Таким образом, при скрещенном детектировании сигнал пропорционален интенсивности квадрату фазового сдвига (и квадрату терагерцового поля). В реальном эксперименте, однако, в электрооптическом кристалле всегда присутствует некоторая анизотропия показателей преломления, возникающая в связи с неидеальными условиями роста кристалла и пр. В присутствии дополнительного сдвига фаз Γ_0 , вызванного данной анизотропией, имеем

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma + \Gamma_0}{2} \approx I_0 \frac{(\Gamma + \Gamma_0)^2}{4}. \quad (2.35)$$

На практике Γ_0 может существенно превышать деформацию эллипсоида показателей преломления, индуцированную терагерцовым импульсом Γ . В этом случае

$$I \approx \frac{1}{2} I_0 \Gamma_0 \Gamma, \quad (2.36)$$

т.е. регистрируемый сигнал пропорционален терагерцовому полю.

При балансном детектировании изменение интенсивности в скрещенной (s) поляризации

$$\Delta I_s = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma + \pi/2}{2} = I_0(1 + \sin \Gamma)/2 \approx I_0(1/2 + \Gamma/2), \quad (2.37)$$

а в изначальной (p) поляризации

$$\Delta I_p = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma - \pi/2}{2} = I_0(1 - \sin \Gamma)/2 \approx I_0(1/2 - \Gamma/2). \quad (2.38)$$

Таким образом, разностный сигнал

$$\Delta I = \Delta I_s - \Delta I_p = I_0 \Delta \Gamma, \quad (2.39)$$

что означает, что при балансном детектировании сигнал естественным образом прямо пропорционален электрическому полю терагерцового импульса.

Следует отметить, что в нашем рассмотрении электрооптического детектирования электрическое поле предполагалось постоянным. Для нестационарного поля, такого как терагерцовый импульс, следует учитывать условия синхронизма зондирующего и терагерцового импульсов. Условия синхронизма для электрооптического детектирования такие же, как для оптического выпрямления, поскольку данные процессы являются взаимно обратными. Нарушение условий синхронизма для какой-либо частотной составляющей при детектировании ведет к последствиям, похожим на нарушение этих условий при генерации. Если в процессе генерации амплитуда данной частотной составляющей сначала растет, а затем уменьшается, то в процессе детектирования, аналогичным образом, данная частотная составляющая сначала увеличивает эллиптичность пучка, а затем уменьшает ее. В результате эффективность детектирования данной частотной составляющей уменьшается.

Глава III. Терагерцовая спектроскопия во временной области и терагерцовый имиджинг

Большинство приложений терагерцового излучения могут быть разделены на две большие группы: терагерцовая спектроскопия и терагерцовый имиджинг (получение изображения). В случае импульсного терагерцового излучения спектроскопия, как правило, осуществляется во временной области. В этой главе будут рассмотрены физические принципы терагерцовой спектроскопии во временной области и терагерцового имиджинга, а также некоторые их приложения.

3.1. Принципы терагерцовой спектроскопии во временной области

В импульсной терагерцовой схеме волновая форма терагерцового импульса $E(t)$ регистрируется путем получения выборки значений поля терагерцового импульса в различные моменты времени. Ультракороткий лазерный импульс расщепляется на импульс накачки и зондирующий импульс, которые используются, соответственно, для генерации и детектирования терагерцовых импульсов. Зондирующий лазерный импульс взаимодействует с определенным участком терагерцового импульса в детекторе. Терагерцовое поле регистрируется как функция временной задержки зондирующего импульса. Преобразование Фурье от волновой формы позволяет получить спектр терагерцового импульса

$$\tilde{E}(\omega) = A(\omega)e^{-i\varphi(\omega)} = 1/(2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} dt E(t)e^{-i\omega t} \quad (3.1)$$

Терагерцовый спектр (3.1) принципиально является комплексной величиной. Терагерцовый импульс обычно содержит всего несколько осцилляций поля, поэтому его спектр может простираться более чем на октаву (в спектральном интервале, равном одной октаве, наибольшая частота в два раза превосходит наименьшую). Ширина спектра излучения импульсного терагерцового источника может составлять величину от 0,1 ТГц до 100 ТГц и даже более. Записывая волновую форму терагерцового импульса после его взаимодействия с некоторой мишенью и затем

вычисляя спектр по формуле (3.1), можно получить спектральную характеристику мишени в диапазоне частот, присутствующих в спектре импульса. В связи с тем, что получение спектра происходит путем регистрации волновой формы (осциллограммы) импульса, то данный метод получил название терагерцовой спектроскопии во временной области (в англоязычной литературе – Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz TDS). На рис. 3.1 показан пример спектра терагерцового импульса в сравнении с шумовым фоном [1].

Свойства дискретного преобразования Фурье определяют минимально разрешаемый частотный интервал $\delta\omega$ и величину интервала регистрируемых частот Ω :

$$\begin{aligned} \delta\omega \cdot T &= 2\pi, \\ \delta t \cdot \Omega &= 2\pi, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где T – интервал сканирования временной задержки (временное окно), δt – временной шаг задержки (разрешение по времени).

Так как терагерцовое поле представляет собой действительную величину, то его спектр (3.1) симметричен относительно $\omega = 0$, т.е. отрицательная часть спектра не несет дополнительной информации по отношению к положительной части. Без нарушения общности можно считать, что регистрируется спектральный интервал $[-\Omega/2; \Omega/2]$, а информативным является интервал от $\omega = 0$ до $\omega = \Omega/2 = 2\pi \cdot \nu_{\max}$. На N отчетов

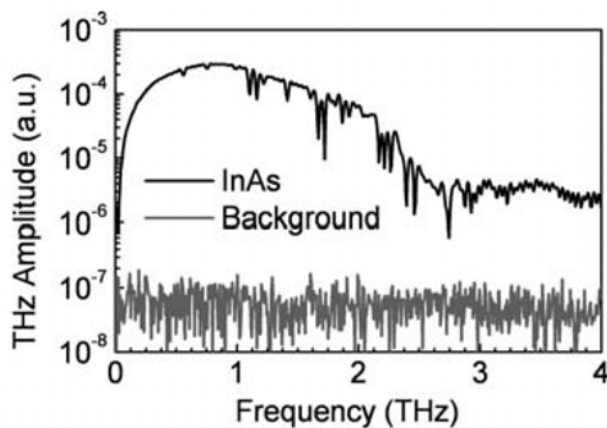


Рис. 3.1. Спектр терагерцового импульса, излучаемого источником на основе InAs. Для сравнения показан шумовой фон (Background).

выборки во временной области (в интервале $[0; T]$) приходится по $N/2$ отсчетов в амплитудном и фазовом спектре (в интервале $[0; \Omega/2]$), т.е. количество информации во временном и спектральном представлении сигнала одинаково.

Согласно (3.2), спектральная разрешающая способность может быть увеличена путем увеличения интервала сканирования задержки T , а максимальная регистрируемая частота в спектре – путем уменьшения шага сканирования δt . На практике, рабочий спектральный интервал ограничивается спектром излучения генератора и спектральной чувствительностью детектора, поэтому уменьшение δt имеет смысл лишь до некоторого предела. Величина T ограничена сверху геометрическими параметрами оптической схемы.

Для того чтобы измерить спектральную характеристику исследуемого образца, нужно сначала записать опорный сигнал, т.е. волновую форму излучения, прошедшего через некоторую известную среду (например, свободное пространство). Затем нужно записать волновую форму излучения, прошедшего через исследуемый образец (собственно сигнал). Преобразования Фурье от опорного и информативного сигнала дают соответствующие спектры $A_0 e^{-i\varphi_0 t}$ и $A_c e^{-i\varphi_c t}$. Коэффициент поглощения образца α и его показатель преломления n во всем спектральном интервале могут быть получены по формулам

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{A_0}{A_c}, \quad (3.3a)$$

$$n = 1 + [\varphi_c(\omega) - \varphi_0(\omega)] \frac{c}{\omega d}, \quad (3.3b)$$

где d – толщина образца, c – скорость света в вакууме. Формулы (3.3) не учитывают френелевского отражения на границах образца. На практике для получения опорного и информативного сигнала используют два образца из одного и того же материала, но с различными толщинами, чтобы исключить отражение на границах. Формулы (3.3) подходят для спектроскопии на пропускание. В принципе та же самая информация может быть извлечена в отражательной геометрии или при диффузном рассеянии, при этом математические выражения для показателей поглощения и преломления будут отличаться от (3.3а, б). Общим будет являться то, что в терагерцовой спектроскопии измеряется электрическое поле импульса, несущего как амплитудную, так и фазовую информацию. Благодаря этому метод позволяет получить как

показатель преломления, так и коэффициент поглощения образца (т.е. комплексный показатель преломления) без использования соотношений Крамерса-Кронига. При этом детектирование осуществляется в широком диапазоне частот, практически недоступном для других спектроскопических методов. Пикосекундная длительность терагерцового импульса обеспечивает высокое временное разрешение, поэтому терагерцовая спектроскопия во временной области идеально подходит для динамической спектроскопии. Использование когерентного детектирования позволяет исследовать когерентные процессы, например, транспорт носителей заряда. Кроме того, временное стробирование при детектировании существенно подавляет фоновый шум. Поэтому терагерцовая спектроскопия во временной области позволяет получать очень высокое отношение сигнал-шум, что позволяет исследовать сигналы даже при очень высокой фоновой засветке, превышающей полезный сигнал.

Однако данный метод не лишен и сложностей. Сканирование временной задержки может быть довольно медленной процедурой, а увеличение скорости сканирования может приводить к ухудшению отношения «сигнал-шум». Кроме того, спектральная разрешающая способность метода обычно невелика в связи с ограниченностью интервала сканирования задержки T . В принципе, T можно неограниченно увеличивать, однако на практике увеличение T ведет к уменьшению динамического диапазона спектрометра (связь между этими величинами будет рассмотрена ниже). При измерении спектров твердых тел спектрального разрешения терагерцовой спектроскопии с разрешением по времени обычно достаточно, в отличие от случая газовых сред, имеющих узкие спектральные линии. В этом случае для терагерцовой спектроскопии можно использовать источник непрерывного излучения с перестраиваемой длиной волны.

Стандартная схема терагерцовой спектроскопии во временной области работает в диапазоне от 0,1 до 3 ТГц. При использовании более коротких лазерных импульсов диапазон может быть расширен до 10 ТГц, и даже до 100 ТГц при использовании предельно коротких лазерных импульсов и тонких электрооптических кристаллов для генерации и детектирования. Однако при увеличении спектрального диапазона снижается динамический диапазон спектрометра.

3.2. Динамический диапазон терагерцового спектрометра

Обозначим через $E(\omega)$ спектральную амплитуду электрического поля, регистрируемого терагерцовым спектрометром, а через $N(\omega)$ – спектральную амплитуду поля, эквивалентного шуму. Тогда динамический диапазон измерения спектрометра (в частотной области) $D(\omega) = E(\omega)/N(\omega)$. Пусть спектрометр используется для измерения спектральной характеристики образца толщиной d . Уменьшение спектральной амплитуды терагерцовой волны при прохождении через образец может быть связано со спектральными особенностями материала (т.е. с поглощением в определенных частотных диапазонах – полосах поглощения) или вызвано другими причинами, не связанными со спектром образца. Будем считать (для простоты), что не связанные со спектром образца потери не зависят от частоты. Для описания спектра поглощения материала введем коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ (так как терагерцовый спектрометр измеряет электрическое поле, а не мощность, то под $\alpha(\omega)$ будем понимать коэффициент поглощения по спектральной амплитуде поля). Для простоты предположим, что в спектре образца присутствует только одна узкая (в виде дельта-функции) линия поглощения на частоте ω_0 . Тогда поле, регистрируемое спектрометром

$$\begin{aligned} E_D(\omega) &= E(\omega)L, & \omega \neq \omega_0, \\ E_D(\omega) &= E(\omega)e^{-\alpha d}L, & \omega = \omega_0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где потери, не зависящие от частоты, обозначены L . Чтобы можно было заметить линию поглощения в спектре, вызванная этой линией модуляция спектра должна быть больше, чем шум на этой частоте:

$$E(\omega_0)[1 - e^{-\alpha d}]L > N(\omega_0). \quad (3.5)$$

При $\alpha d \ll 1$ из (3.5) получаем

$$D(\omega_0) \equiv \frac{E(\omega_0)}{N(\omega_0)} > \frac{1}{\alpha d} \frac{1}{L}. \quad (3.6)$$

Выражение (3.6) показывает важность такой характеристики, как динамический диапазон измерения. Если $D(\omega_0)$ мал, то относительно слабые линии поглощения не могут быть обнаружены.

Другим важным параметром терагерцовой спектроскопии во временной области является отношение «сигнал-шум», которое можно ввести как отношение максимальной амплитуды детектируемого терагерцового сигнала к шуму детектирующей системы. Как было замечено выше, временное стробирование обычно позволяет добиться очень высокого отношения «сигнал-шум». Однако, отношение «сигнал-шум» при измерении во временной области не всегда эквивалентно динамическому диапазону измерения.

Существуют два основных источника шума в импульсной терагерцовой системе: фоновый шум зондирующего лазерного пучка N_B и шум терагерцового импульса N_{THz} . Величина N_{THz} пропорциональна терагерцовому полю $E(t)$:

$$N_{THz} = R(t)E(t), \quad (3.7)$$

где $R(t)$ – безразмерная величина. Величины N_B и $R(t)$ могут рассматриваться как случайные функции времени. Стандартные отклонения этих функций (соответственно, σ_B и σ_R) определяют уровень шума при измерении во временной области. Чтобы различать фоновый шум и шум терагерцовой волны, введем величину динамического диапазона измерения во временной области D как отношение амплитуды терагерцового сигнала A к стандартному отклонению фонового шума σ_B ($D = A/\sigma_B$), а величину отношения «сигнал-шум» введем как $S = 1/\sigma_R$. Заметим, что это определение отношения «сигнал-шум» отличается от данного в начале предыдущего абзаца. Однако в большинстве импульсных терагерцовых систем фоновый шум существенно меньше шума, связанного с терагерцовой волной, поэтому оба определения дают близкие результаты

Если временное разрешение δt , а полный диапазон сканирования задержки T , то спектральный диапазон и спектральное разрешение даются формулами (3.2). В большинстве случаев σ_B и σ_R не зависят от терагерцового спектра и полностью определяются условиями измерения. Чаще всего они представляют собой

комбинацию белого шума и 1/f-шума. Так как детали спектрального распределения шума не повлияют на суть обсуждения, будем считать оба источника шума независимыми от частоты. Пусть терагерцовый источник имеет ширину импульса T' и спектральную полосу Ω' . В терагерцовой спектроскопии во временной области всегда выполняются условия $T > T'$ и $\Omega > \Omega'$. Поэтому уровень шума в терагерцовом спектре (т.е. эквивалентную спектральную амплитуду шума) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \rho_{\text{THz}} &= \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sigma_R A \kappa = \sqrt{\frac{\delta t}{2\pi}} \sigma_R A \kappa, \\ \rho_B &= \frac{\sqrt{T} \sigma_B}{\sqrt{\Omega}} = \sqrt{\frac{\delta t \cdot T}{2\pi}} \sigma_B. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Здесь $\kappa = A^{-1} \sqrt{\int |E(t)|^2 dt}$ – среднее (по модулю) значение терагерцового поля, нормированное на его амплитуду. Выражение (3.8) показывает, что в частотной области шум, несомый терагерцовой волной, не связан с интервалом сканирования задержек T , тогда как фоновый шум пропорционален квадратному корню из T .

Динамический диапазон измерения терагерцового спектрометра $D(\omega)$ может быть записан как

$$D(\omega) = \frac{E(\omega)}{\sqrt{\rho_{\text{THz}}^2 + \rho_B^2}} = \frac{k(\omega)}{\sqrt{\frac{\delta t}{2\pi} \left(\frac{\kappa}{S}\right)^2 + \frac{T\delta t}{2\pi} \frac{1}{D^2}}}, \quad (3.9)$$

где $k(\omega) = E(\omega)/A$ – нормированный спектр терагерцового импульса. В табл. 3.1 приведены выражения для $k(\omega)$ и κ^2 для типичных модельных волновых форм.

Из выражения (3.9) ясно, что с увеличением интервала задержек T и, соответственно, спектральной разрешающей способности динамический диапазон уменьшается. Также из (3.9) следует, что динамический диапазон связан с шагом выборки во временной области δt . В соответствии с (3.2), δt определяет полный спектральный диапазон. Когда величина $1/\delta t$ больше, чем ширина полосы

терагерцового импульса, уменьшение δt не приведет к расширению полезной полосы, однако, оно обеспечит увеличение динамического диапазона в частотной области. Согласно (3.6), для обнаружения спектральной линии терагерцовый спектрометр должен обладать достаточным динамическим диапазоном в частотной области. Соотнеся (3.6) и (3.9), можно заключить, что возможное спектральное разрешение ограничено динамическим диапазоном во временной области

$$\delta\nu \geq \frac{1}{2\nu_{\max}} \left(\frac{1}{\alpha dk(\omega)DL} \right)^2. \quad (3.10)$$

Связь между динамическим диапазоном измерения и возможным спектральным разрешением понятна. Энергия терагерцового импульса распределена по всей его спектральной полосе. Более высокая спектральная разрешающая способность (меньшая $\delta\nu$) означает, что требуется зарегистрировать энергию, сосредоточенную в более узком спектральном интервале. В результате, динамический диапазон спектрометра обратно пропорционален его спектральному разрешению. Меньший шаг выборки ведет к усреднению измерений, вследствие этого улучшая динамический диапазон в частотной области.

Табл. 3.1. Величины $k(\omega)$ и κ^2 для типичных терагерцовых волновых форм.

Источник излучения	Вид импульса	Волновая форма	$k(\omega)$	κ^2
Фотопроводящая антенна	Однополярный	$2A \frac{t}{\tau^2} e^{-t^2/\tau^2}$	$\frac{\omega\tau}{\sqrt{2}} e^{-\omega^2\tau^2/4}$	$\frac{\sqrt{2\pi}}{2\tau}$
Приповерхностное поле	Биполярный	$\frac{2A}{\tau^2} \left(1 - 2\frac{t^2}{\tau^2} \right) e^{-t^2/\tau^2}$	$\frac{\omega^2\tau}{\sqrt{2}} e^{-\omega^2\tau^2/4}$	$\frac{3\sqrt{2\pi}}{2\tau^3}$
Оптическое выпрямление	Затухающие колебания	$A \sin(\omega_0 t) e^{-\alpha t}, \quad t > 0$ $0, \quad t < 0$	$\frac{\omega_0}{\sqrt{[\alpha^2 + (\omega - \omega_0)^2]}} \times$ $\times \frac{1}{\sqrt{[\alpha^2 + (\omega + \omega_0)^2]}}$	$\frac{\omega_0^2}{4\alpha(\alpha^2 + \omega_0^2)}$

3.3. Терагерцовый имиджинг

Так же как и излучение соседних диапазонов, инфракрасного и микроволнового, терагерцовые волны могут быть использованы для имиджинга (т.е. видения, получения изображения) во многих практических приложениях. Преимущества терагерцового излучения перед другими видами излучений состоят в следующем: этот тип излучения является неионизирующим и безопасен в использовании, он обеспечивает субмиллиметровое пространственное разрешение, и, что очень важно, множество материалов, включая пластик, ткани, бумагу и картон, сравнительно прозрачны в этом диапазоне.

Идея терагерцового имиджинга очень проста. Терагерцовое излучение фокусируется линзой или зеркалом. Исследуемый образец помещается в терагерцовый пучок в его фокусе. Затем проводится сканирование в плоскости, перпендикулярной пучку. Терагерцовое излучение, прошедшее или отраженное от каждой точки образца, регистрируется детектором. Совокупность точек образует терагерцовую картину пропускания или отражения. В отличие от повсеместно применяемого оптического и рентгеновского имиджинга (фотографии), каждая точка изображения, полученного с помощью терагерцовых импульсов, содержит информацию о полной временной форме импульсов, а не только о средней интенсивности пучка. Таким образом, терагерцовый имиджинг не только дает форму объекта, но и предоставляет более сложную информацию об объекте. Например, при измерении пропускания можно получить распределение показателя преломления в образце, изменяющего фазу терагерцового импульса. Терагерцовый имиджинг требует сканирования по трем координатам (две пространственные и одна временная), что обычно занимает много времени. Если спектральная информация не нужна, то можно фиксировать информацию об объекте при фиксированной временной задержке (на пике терагерцовой волновой формы). Похожим образом, можно использовать источник непрерывного терагерцового излучения, регистрируя интенсивность прошедшего или отраженного излучения. На рис. 3.2 показано изображение пустого и наполовину заполненного водой чайника, полученное с помощью непрерывного терагерцового излучения [1].

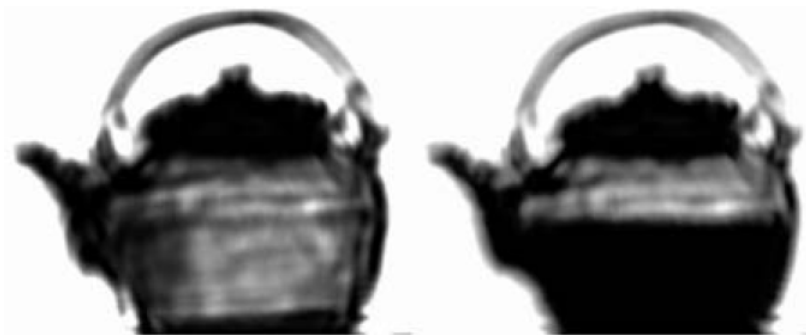


Рис. 3.2. Изображение чайника в терагерцовом диапазоне: слева – пустой чайник, справа – наполовину заполненный водой.

В табл. 3.2 проведено сравнение характеристик импульсного и непрерывного терагерцового имиджинга.

Табл. 3.2 Сравнение характеристик терагерцового имиджинга на основе непрерывного и импульсного излучения.

	Непрерывный имиджинг	Импульсный имиджинг
Цена	\$50 000 – \$150 000	\$200 000 – \$1 000 000
Сложность устройства	Низкая	Высокая
Масса	3 кг	10 кг
Скорость считывания данных	100 000 точек/с	< 4 000 точек/с
Сложность данных	Низкая	Высокая
Спектральная информация	Нет	Есть
Информация о глубине	Нет	Есть
Показатель преломления	Нет	Есть

Глава IV. Практическое руководство по созданию и настройке терагерцового спектроскопической схемы

В данной главе будет дано краткое практическое руководство по созданию и настройке импульсного терагерцового спектрометра. Рассмотрение будет проведено для случая, когда генерация осуществляется методом оптического выпрямления, хотя большая часть рекомендаций справедлива и для других методов, описанных во второй главе.

4.1. Принципиальная схема установки и требования к лазерной системе

Принципиальная схема терагерцового спектрометра показана на рис. 4.1. Лазерный пучок фемтосекундного (фс) лазера с помощью светоделительного клина К разделяют на два пучка: пучок накачки и зондирующий (пробный) пучок. Более мощный пучок накачки используется для генерации терагерцового импульса в кристалле генератора Г (рис. 4.1), а зондирующий пучок – для детектирования в кристалле детектора Д. Терагерцовое излучение, испускаемое кристаллом генератора,

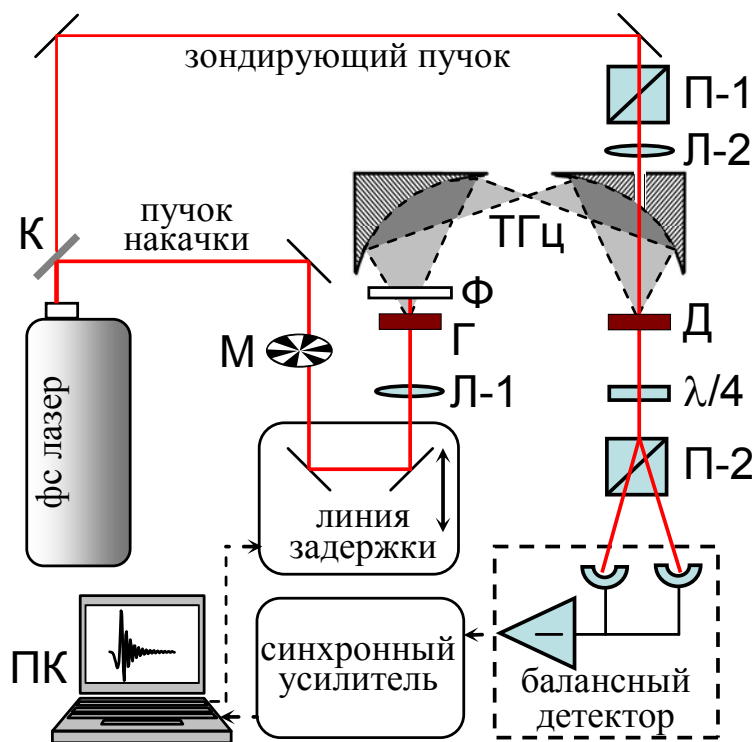


Рис. 4.1. Принципиальная схема терагерцового спектрометра.

часто имеет широкую диаграмму направленности, поэтому для его сбора обычно применяют параболическое зеркало с большой числовой апертурой. Для эффективного детектирования терагерцового пучка его также необходимо сконцентрировать в малой области пространства (с размерами порядка длины волны), поэтому аналогичное зеркало может использоваться в плече детектора. Исследуемые образцы помещают в терагерцовый пучок между параболическими зеркалами.

Рассмотрим требования, предъявляемые к лазерной системе. Для достаточно эффективной генерации терагерцового излучения обычно достаточно энергии в импульсе от нескольких нДж, хотя применяют и лазеры с энергией в импульсе вплоть до нескольких десятков мДж. Частота повторения импульсов может лежать в широких пределах – от десяти Гц до сотни МГц (терагерцовые импульсы будут повторяться с той же частотой). Для различных частот повторения способы детектирования несколько отличаются. Для регистрации модуляции сигнала с фотодиодов, возникающей на частоте повторения импульсов за счет модуляции зондирующего пучка терагерцовым полем, обычно используется синхронный детектор, синхронизованный с лазерными импульсами. В отличие от осциллографа, регистрирующего осциллограмму напряжения на входе, синхронный детектор выделяет из сигнала только узкую частотную компоненту сигнала. Такая частотная селективность позволяет выделить слабый полезный сигнал на нужной частоте, даже если амплитуда шума существенно превышает амплитуду сигнала. Рабочая частота синхронного детектора обычно задается внешними импульсами синхронизации. При использовании лазерной системы с частотой повторения порядка 1 кГц синхросигнал обычно подается непосредственно из лазерной системы (со специального фотодиода). Если максимальная частота работы синхронного детектора меньше частоты повторения импульсов (обычно это так для лазеров с частотой повторения порядка 1 МГц и выше), вводят дополнительную модуляцию лазерного пучка на частоте порядка 1 кГц. Для этой цели в пучок накачки помещают механический прерыватель (вертушку с отверстиями, М на рис. 4.1). Синхросигнал с прерывателя служит сигналом синхронизации для синхронного детектора. Лазеры с частотой повторения порядка 10 Гц позволяют получить импульсы с энергией десятки и сотни мДж (и, соответственно, обеспечить большую энергию в терагерцовом импульсе). При малой частоте повторения импульсов (10 Гц) на получение каждой точки терагерцовой

осциллограммы будет уходить длительное время (если не применять метод одноимпульсного детектирования), а также увеличивается влияние шумов из-за неизбежных низкочастотных механических вибраций оптической схемы. Часто при работе с такими лазерными системами метод электрооптического детектирования не применяют, регистрируя только мощность терагерцового излучения с помощью болометра, ячейки Голея или пироэлектрического приемника.

Длительность лазерного импульса является важнейшим параметром, определяющим эффективность терагерцовой генерации и терагерцовый спектр. На спектральном языке, нелинейная поляризация на некоторой частоте, близкой к нулевой, возникает в результате смешения в электрооптическом кристалле двух близких частот в спектре лазерного импульса:

$$P^{\text{NL}}(\Omega) \sim E(\omega_1)E(\omega_2), \quad (4.1)$$

где ω_1 и ω_2 – частоты в спектре лазерного излучения, такие, что разность между ними составляет терагерцовую частоту: $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$. Отсюда понятно, что для того, чтобы возбуждались достаточно высокие частоты, спектр лазерного импульса должен быть достаточно широким. Например, для генерации излучения на частоте порядка нескольких терагерц, ширина спектра должна составлять величину порядка десятка нанометров. Спектр и эффективность излучения также зависят от длительности временной огибающей лазерного импульса. Если импульс стороннего тока, вызванного нелинейным поляризационным источником, достаточно длинный (более 1 пс), то интерференция элементарных источников для частот более 1 ТГц = 1/(1 пс) будет деструктивной и эффективность возбуждения этих волн будет невысокой (даже если спектр лазерного импульса достаточно широк, чтобы обеспечить их генерацию). Поэтому оптимальным для терагерцовой генерации является спектрально ограниченный импульс, имеющий минимальную длительность при заданной ширине спектра (импульс, в котором взаимодействующие гармоники спектра находятся одной в фазе). При распространении короткого лазерного импульса в кристалле генератора импульс удлиняется за счет дисперсии групповой скорости. При этом он получает частотную модуляцию, которую обычно можно считать линейной, – линейный чирп. Это явление снижает эффективность генерации терагерцового излучения. Поэтому

иногда для компенсации chirpa (и, соответственно, укорочения импульса) используют импульсы с противоположным по знаку линейным chirпом, который вводят с помощью дисперсионных элементов (призм или дифракционных решеток).

Рассмотрим подробно процесс создания импульсного терагерцового спектрометра на примере схемы, изображенной на рис. 4.1. Ключевой особенностью схемы является приблизительное равенство оптических путей в двух плечах схемы (на схеме рис. 4.1 это требование выполнено). Желательно заранее представить себе расположение всех элементов на оптическом столе и начертить схему, соблюдая масштаб. Плечо импульса накачки и плечо зондирующего импульса начинаются от точки их расщепления на светоделителе. Плечо накачки включает в себя оптический путь импульса накачки до кристалла генератора и далее путь терагерцового импульса до кристалла детектора, плечо зондирующего импульса – весь путь зондирующего импульса до кристалла детектора. Приблизительное равенство оптических путей следует проверить с точностью до максимальной задержки, обеспечиваемой подвижкой.

4.2. Настройка пучка накачки

Отметим, что в схемах с мощными фемтосекундными лазерами юстировку оптической схемы следует проводить при наименьшей возможной интенсивности лазерного излучения (например, в наносекундном режиме генерации), или же использовать дополнительный юстировочный лазер (ход пучка юстировочного лазера повторяет ход пучка основного лазера). При использовании маломощного непрерывного юстировочного лазера видимого диапазона (например, He-Ne или диодного лазера) обеспечивается безопасность работающего на установке и сохранность чувствительных к лазерному излучению элементов схемы (например, кристаллов генератора и детектора), продлевается срок службы фемтосекундного лазера. Пучки фемтосекундного и юстировочного лазеров следует совместить. Для этого в фемтосекундный пучок помещают пару диафрагм, расположенных на значительном расстоянии друг от друга. После этого, блокировав фемтосекундный пучок, добиваются прохождения пучка юстировочного лазера через эти диафрагмы и

затем работают только с пучком юстировочного лазера. Далее, для простоты, мы будем называть пучки по-прежнему: пучком накачки и зондирующим, имея в виду, что для настройки этих пучков может использоваться и юстировочный лазер.

В пучок накачки помещают кристалл генератора (рис. 4.1). В случае использования кристаллов со структурой цинковой обманки (ZnTe, GaP и др.) для генерации лучше всего подходит кристалл ориентации (110), при этом ось z должна составлять с направлением поляризации пучка накачки угол около 55° . При использовании для терагерцовой генерации фемтосекундного лазера с энергиями в импульсе порядка единиц или десятков наноджоулей обычно прибегают к фокусировке пучка накачки в кристалл Г для достижения эффективной генерации за счет увеличения интенсивности лазерного излучения в кристалле (с помощью ахроматической линзы, Л-1 на рис. 4.1). В ахроматической линзе, состоящей из стекол с разным знаком дисперсии, компенсируется хроматическая aberrация, что позволяет минимизировать искажение временной формы лазерного импульса в фокусе линзы, где и происходит наиболее эффективная генерация. Фокусное расстояние линзы выбирают исходя из необходимой пиковой оптической интенсивности в фокусе. Максимальная интенсивность ограничена насыщением генерации и порогом оптического пробоя кристалла. Для часто используемых неорганических кристаллов порог повреждения находится в интервале от 10 до 100 ГВт/см². Интенсивность насыщения генерации сильно зависит от длины волны накачки и материала и обычно также лежит в пределах 10–100 ГВт/см². В связи с этим пиковую интенсивность обычно выбирают в диапазоне от десятых долей до десятков ГВт/см². При использовании лазеров с энергиями в импульсе порядка сотен мкДж или единиц мДж фокусировка, как правило, не требуется, т.к. интенсивность соответствует интенсивности насыщения для большинства неорганических кристаллов.

В качестве линии задержки (рис. 4.1) может использоваться пара зеркал с перпендикулярными друг к другу нормальями (при этом лазерный луч должен лежать в плоскости, образованной этими нормальями). Более удобным вариантом является использование уголкового отражателя (ретрорефлектора). Пара зеркал или ретрорефлектор помещают на моторизованную подвижку (т.к. при детектировании

придется сканировать временную задержку, то автоматическое перемещение подвижки, фактически, является необходимостью). При движении подвижки ретрорефлектор или пара зеркал должны с высокой точностью обеспечивать постоянное направление отражения лазерного пучка (при сканировании пучок не должен уходить). При использовании ретрорефлектора данное требование выполняется автоматически. При использовании складки из пары зеркал требуется их настройка: лазерный пучок отражают от складки зеркал, размещенных на подвижке, и, перемещая подвижку, добиваются отсутствия ухода светового пятна на экране, расположенном на большом расстоянии. Перемещение подвижки на 1 см соответствует задержке ~ 67 пс и в большинстве случаев является достаточным для детектирования терагерцовых импульсов. Однако для упрощения дальнейшей настройки желательно обеспечить отсутствие ухода пучка при максимальном движении подвижки. Отметим, что линию задержки, помещенную на рис. 4.1 в пучок накачки, можно расположить и в зондирующем пучке.

Самая тонкая часть настройки в плече накачки – настройка параболических зеркал терагерцового плеча (см. рис. 4.2). Параболическое зеркало представляет собой часть поверхности параболоида вращения. На рис. 4.1 и 4.2 изображены внеосевые 90-градусные параболические зеркала, ось которых проходит слева направо. Чертеж такого зеркала представлен на рис. 4.2б (жирная горизонтальная прямая – ось параболоида). Коллимированный пучок, параллельный этой оси, при

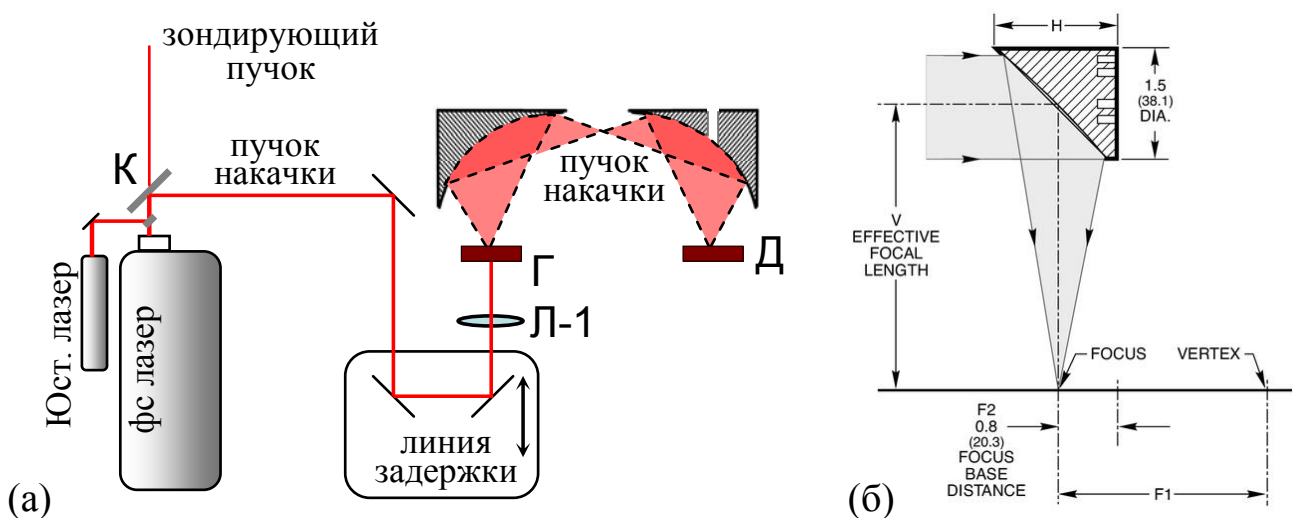


Рис. 4.2. Настойка пучка накачки: (а) схема настройки, (б) чертеж внеосевого 90-градусного параболического зеркала.

отражении от 90-градусного зеркала фокусируется в фокусе параболоида и направлен под углом 90° к оси параболоида. На рис. 4.2 фокус параболоида находится несколько выше точки фокусировки пучка накачки, поэтому параболическое зеркало фокусирует пучок. Для вычисления расстояний до предмета и до изображения применима формула линзы: $1/V = 1/a + 1/b$, где V – эффективное фокусное расстояние параболического зеркала (истинное фокусное расстояние $F1$, т.е. расстояние от вершины параболоида до фокуса, см. рис. 4.2б). Величины a и b – расстояния, соответственно, от предмета до оси параболоида и от фокальной плоскости параболоида до изображения.

Для правильной настройки первого параболического зеркала после него ставят экран и наблюдают расходящийся оптический пучок. Главная задача настройки – обеспечить возможность «фокусировки в точку», т.е. не допустить астигматизма. Путем перемещения зеркала поперек пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях добиваются отражения под 90° , а путем угловой подстройки зеркала – симметричного вида отраженного пучка. Симметричный вид пучка свидетельствует об отсутствии астигматизма (можно также проверять вид пучка в фокусе – там профиль пучка также должен быть симметричным). Аналогичным образом настраивают второе параболическое зеркало. Во втором зеркале обычно делается небольшое отверстие, предназначенное для пропускания зондирующего пучка. Точку фокусировки пучка накачки вторым зеркалом следует выбрать так, чтобы зондирующий пучок можно было сфокусировать через отверстие в эту же точку (рис. 4.1 и 4.2). Для наиболее эффективного детектирования терагерцового импульса перетяжка второго зеркала должна находиться в кристалле детектора. Для наиболее часто используемого для терагерцовой генерации титан-сапфирового лазера (длина волны 0,8 мкм) для экспериментального поиска перетяжки обычно подходят два метода: наблюдение люминесценции кристалла детектора под действием фемтосекундного импульса накачки или наблюдение генерации второй гармоники (ГВГ) в кристалле ГВГ (которым временно замещают кристалл детектора). Метод наблюдения люминесценции более удобен (не надо замещать кристалл), но работает только для достаточно интенсивных лазерных импульсов и не для всех кристаллов. Передвигая кристалл вдоль пучка, по интенсивности люминесценции или второй

гармоники находят перетяжку накачки. Установив кристалл детектора в перетяжку накачки, можно переходить к настройке зондирующего пучка.

4.3. Настройка зондирующего пучка

Мощность зондирующего пучка обычно составляет порядка 5% от мощности пучка накачки или менее. Ответвление зондирующего пучка осуществляют с помощью светоделительной призмы (клина), например, стеклянного. Клиновидная форма необходима для того, чтобы исключить интерференцию в детекторе многократно переотраженных внутри призмы импульсов. Зондирующий пучок проводят сквозь отверстие во втором параболическом зеркале и совмещают с пучком накачки в кристалле детектора (лучше всего это делается на глаз). Для увеличения перекрытия зондирующего и терагерцового пучков в кристалле детектора обычно прибегают к фокусировке зондирующего пучка (линза Л-2 на рис. 4.1).

Дальнейшая настройка зондирующего пучка связана с тонким контролем его поляризации, поэтому перед попаданием на кристалл детектора его поляризуют линейно (поляризатор П-1 на рис. 4.1). Пусть это будет *s*-поляризация. После кристалла детектора помещают второй поляризатор (П-2 на рис. 4.1), скрещенный с первым (пропускающий *p*-поляризацию). В балансной схеме, изображенной на рис. 4.1, в качестве П-2 удобно использовать призму Волластона, в которой пучки со взаимно перпендикулярной поляризацией расходятся под углом друг к другу. Далее эти пучки перехватываются двумя фотоприемниками балансного детектора. Для того, чтобы выровнять интенсивность двух пучков, поляризацию переводят в круговую,

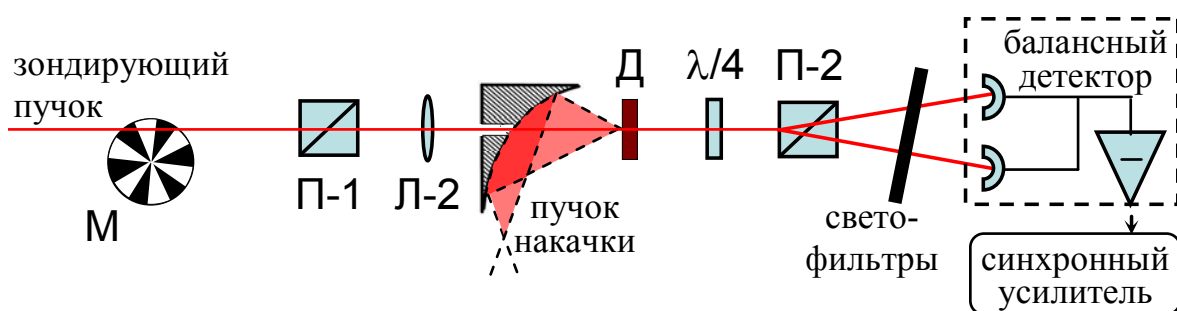


Рис. 4.3 Настройка зондирующего пучка.

помещая перед вторым поляризатором пластинку $\lambda/4$. Угол поворота $\lambda/4$ настраивают, добиваясь максимального сигнала в p -поляризации.

С этого момента настройку можно проводить по сигналу с фотоприемников. Для этого нужно сначала добиться попадания пучка в фотодетекторы и проконтролировать отсутствие изменения сигнала при небольших уходах пучка. В пробный пучок следует поместить прерыватель (рис. 4.3) и подать синхросигнал с прерывателя и сигнал с балансного детектора на синхронный детектор. В случае, если синхронный детектор может работать на частоте повторения лазерных импульсов, можно обойтись без прерывателя, а синхросигнал подавать со специального выхода лазера. Необходимо проверить линейность отклика фотоприемников на оптический сигнал. Для этого в зондирующий пучок поочередно помещают нейтральные светофильтры разной оптической плотности. Если ослабление сигнала после двух светофильтров равно произведению ослаблений сигнала после каждого из светофильтров в отдельности, то отклик фотоприемника линеен. Если это не выполняется, зондирующий пучок ослабляют светофильтрами и вновь проверяют линейность. Светофильтры следует размещать только после второго поляризатора, где вносимая ими деполяризация и ослабление пучка не влияют на величину и качество терагерцового сигнала. На рис. 4.3 светофильтры изображены под углом к первоначальному направлению пучка. При этом пучки, идущие под разными углами, будут испытывать различное поглощение. Дело в том, что точность изготовления четвертьволновых пластинок, а также точность установки угла поворота пластинки обычно недостаточна для того, чтобы обеспечить равный (с точностью до величины шума) сигнал в обеих поляризациях. Кроме того, отклик двух разных фотодиодов на равные оптические сигналы тоже отличается. Поэтому общепринятой практикой является тонкое выравнивание сигналов в двух каналах путем поворота светофильтров после того, как выполнено более грубое выравнивание с помощью пластинки $\lambda/4$.

Остановимся подробнее на настройке скрещенного положения поляризаторов. Отношение сигнала в пропускаемой поляризатором поляризации к сигналу в паразитной поляризации называют показателем контраста поляризатора (обратную величину называют показателем экстинкции). Для стандартного поляризатора

(призмы Глана) показатель контраста составляет величину порядка $1 \cdot 10^6$. Для скрещенных поляризаторов эта величина в два раза больше, если же они не являются скрещенными с высокой точностью, то эта величина может в сотни и тысячи раз превышать минимальное значение. Показатель контраста системы поляризационных элементов пробного пучка определяет минимальную амплитуду детектируемого терагерцового поля (и, фактически, максимально возможное отношение сигнал/шум). Низкий показатель контраста может привести к существенным искажениям регистрируемого сигнала, поэтому очень важно при настройке схемы обеспечить максимальный показатель контраста. Для этого, во-первых, каждый элемент схемы рис. 4.3. помещают строго перпендикулярно пучку, контролируя обратное отражение от элемента (стандартные поляризационные элементы предназначены для работы с нормально падающим пучком). Из схемы рис. 4.3 убирают кристалл детектора. Пусть поляризатор П-1 пропускает *s*-поляризацию. Четвертьволновую пластинку поворачивают вокруг оси пучка так, чтобы добиться круговой поляризации после нее (т.е. равной интенсивности в *s*- и *p*-поляризациях). Убирая четвертьволновую пластинку, добиваются минимального (близкого к нулю) сигнала в *p*-поляризации, поворачивая вокруг оси пучка поляризатор П-2. Отношение сигналов в *p*-поляризации с четвертьволновой пластинкой и без нее и будет показателем контраста системы (деленным пополам). Затем следует вернуть в схему кристалл детектора. Деполяризация пучка, наводимая детектором вследствие рассеяния на дефектах и остаточных напряжений, ухудшает показатель контраста. Частично деполяризацию удастся скомпенсировать небольшим поворотом второго поляризатора. Для дальнейшего увеличения показателя контраста перед фотоприемниками ставят диафрагмы, отсекающие крылья пучков, содержащие рассеянное излучение. Паразитный сигнал в *p*-поляризации имеет шумовую и постоянную составляющие. При выравнивании сигналов в двух каналах постоянная составляющая будет скомпенсирована доворотом четвертьволновой пластинки, и в случае, если она мала по сравнению с сигналом, пренебрежимо мало повлияет на регистрацию терагерцового поля. Однако наличие этой постоянной составляющей ведет к неполному вычитанию шумов лазерного пучка при балансном детектировании. Шумовая составляющая паразитного сигнала N_p определяет фоновый шум зондирующего пучка N_B . В случае если синхронное детектирование ведется на

частоте следования импульсов $N_B = N_p$, т.к. весь шум пробного пучка сосредоточен в полосе детектирования. Если же синхронное детектирование проводится с модуляцией терагерцового пучка или пучка накачки прерывателем на частоте f_M , то вклад в N_B дает только шум пробного пучка в полосе детектирования: $N_B = N_p(f_M)$. Это ведет к подавлению общего шума, которое особенно заметно при использовании лазерных импульсов с большой частотой повторения (десятки МГц), модулированных прерывателем на частотах порядка $f_M \sim 1$ кГц. Действительно, для детектора, настроенного на 1 кГц, импульсы на частоте несколько МГц являются квазинепрерывным сигналом с небольшой шумовой составляющей на других частотах. При детектировании полезного сигнала в узкой полосе в окрестности f_M из всего спектра шума также «вырезается» лишь узкая полоса в окрестности f_M .

4.4. Окончательная настройка

Завершающий этап настройки терагерцового спектрометра начинается с достижения пространственного и временного перекрытия импульсов накачки и зондирующего в кристалле детектора. Для точного выравнивая оптических путей в плечах накачки и зондирующем удобно использовать какой-либо нелинейный процесс, родственному детектированию терагерцового излучения, т.е. протекающий при тех же условиях. Таким процессом может быть неколлинеарная генерация второй гармоники лазерного излучения (настройка проходит особенно просто, если вторая гармоника приходится на видимый диапазон). Кристалл детектора замещают кристаллом генерации второй гармоники. При попадании в кристалл фемтосекундных импульса накачки и зондирующего импульса должно наблюдаться два пучка второй гармоники, коллинеарных пучкам излучения на основной частоте (для наблюдения пучков второй гармоники одновременно угол между пучками должен быть невелик). Если фемтосекундные импульсы пересекаются в кристалле (т.е. приходят в кристалл одновременно), то кроме двух пучков коллинеарно генерируемой второй гармоники будет наблюдаться пучок неколлинеарной второй гармоники (см. рис. 4.4). Сканируя задержку (это удобно делать вручную), добиваются появления неколлинеарной второй гармоники, что свидетельствует о равенстве оптических путей импульсов.

Далее, контролируя интенсивность второй гармоники, путем небольшой угловой регулировки фокусирующего параболического зеркала можно улучшить сведение пучков в кристалле.

После настройки пучков по неколлинеарной второй гармонике, кристалл детектора возвращают на место, а пучок накачки блокируют

терагерцовым фильтром (Φ на рис. 4.1). Такой фильтр может представлять собой, например, пластинку из высокоомного кремния или фторопласта. В случае если используется механический прерыватель, на этом этапе настройки его следует переставить в пучок накачки или в терагерцовый пучок. Отметим, что относительная фаза полезного и синхронизирующего сигналов при этом меняется. Для установки правильной фазы, следует «привязать» ее к импульсу накачки (а значит, и к терагерцовому импульсу). Сделать это не сложно, т.к. обычно часть излучения накачки просачивается в фотодетекторы. После настройки фазы на синхронном детекторе следует, по возможности, избавиться от паразитного сигнала накачки в фотодетекторах с помощью экранов.

При использовании в качестве детектирующего кристалла со структурой цинковой обманки ($ZnTe$, GaP) оптимальной является ориентация кристалла $\langle 110 \rangle$, при этом ось z кристалла, лежащая плоскости, перпендикулярной поверхности, должна быть перпендикулярна также поляризации зондирующего пучка. Зондирующий и терагерцовый пучки в этой (оптимальной) конфигурации должны быть поляризованы одинаково. Заметим, что в оптимальной конфигурации кристалла генератора (см. п. 4.2) поляризации пучка накачки и терагерцового также совпадают – таким образом, в оптимальной конфигурации поляризации всех трех пучков естественным образом оказываются одинаковыми, так что не требуется использование дополнительной поляризационной оптики.

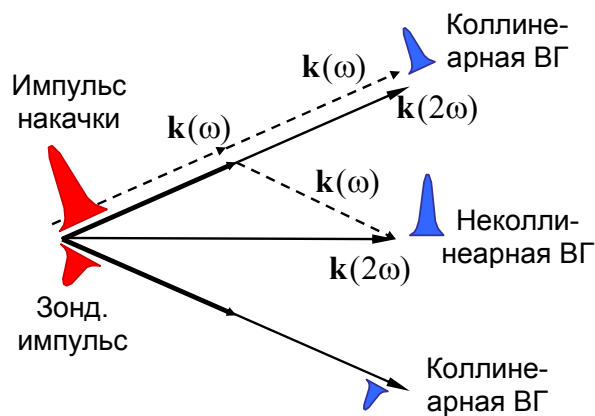


Рис. 4.4. Генерация неколлинеарной второй гармоники (ВГ).

Завершив настройку, можно начинать регистрацию терагерцовых импульсов путем сканирования временной задержки и регистрации показаний балансного детектора.

4.5. Оценки эффективности генерации и абсолютная калибровка схемы

Абсолютная калибровка терагерцового спектрометра заключается в нахождении коэффициента пропорциональности между регистрируемым синхронным детектором сигналом (в мкВ) и величиной терагерцового поля (в кВ/см). Рассмотрим два способа осуществления этой калибровки на практике. Первый из них опирается на абсолютное измерение средней терагерцовой мощности и позволяет напрямую оценить эффективность терагерцовой генерации. Для измерения терагерцовой мощности используют высокочувствительные детекторы излучения (болومتر, ячейку Голя или пироэлектрический детектор). Болومتر с гелиевым охлаждением обладает наибольшей чувствительностью из этих типов детекторов. Чувствительность ячейки Голя примерно на порядок ниже, чувствительность пироэлектрических детекторов еще на порядок ниже. Для регистрации терагерцового излучения со средней энергией в пределах нескольких мкВт хорошо подходит ячейка Голя. При чувствительности к излучению около 50 – 100 кВ/Вт сигнал ячейки Голя составляет 50 – 100 мВ для излучения мощностью 1 мкВт. На ячейку Голя следует подавать излучение мощностью не более 10 мкВт, модулированное на частоте 10 – 20 Гц с помощью механического прерывателя и отфильтрованное от оптического излучения (в качестве фильтров можно использовать, например, полиэтилен высокой плотности и черную бумагу).

Эффективность оптико-терагерцового преобразования определяется как отношение энергии в терагерцовом импульсе W_{THz} к энергии лазерного импульса накачки W_{opt} :

$$\eta = \frac{W_{THz}}{W_{opt}}. \quad (4.2)$$

При одинаковой частоте повторения импульсов определение эффективности (4.2) эквивалентно определению эффективности как отношения средней мощности пучков: $\eta = P_{THz} / P_{opt}$. Среднюю мощность накачки P_{opt} и частоту повторения (а значит, и W_{opt}) будем считать известными, при этом эффективность преобразования оказывается непосредственно измеренной. Из (4.2) находят терагерцовую энергию W_{THz} . Связь энергии в терагерцовом импульсе с его пиковой интенсивностью дается приближенной формулой:

$$W_{THz} \approx \ell_{\perp}^2 \tau I_{0THz}, \quad (4.3)$$

где ℓ_{\perp} – радиус терагерцовой перетяжки в кристалле, τ – длительность терагерцового импульса, а пиковая терагерцовая интенсивность

$$I_{0THz} = E_{THz}^2 c n_{THz} / (8\pi). \quad (4.4)$$

Пользуясь (4.3) – (4.4), находят пиковое значение терагерцового поля и соотносят его с величиной регистрируемого электрического сигнала, получая калибровку.

Второй способ калибровки основывается на вычислении величины продетектированного терагерцового поля по наведенной эллиптичности зондирующего пучка (сдвигу фаз). Относительный фазовый сдвиг обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле детектора при оптимальной взаимной ориентации кристаллографических осей и поляризации импульсов (см. пп. 4.2–4.4)

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} r_{41} E_{THz} d n_0^3, \quad (4.5)$$

где λ – длина волны лазерного излучения, r_{41} – электрооптический коэффициент, n_0 – показатель преломления, d – толщина кристалла, E_{THz} – электрическое поле терагерцового импульса.

При детектировании фазового сдвига с помощью схемы балансного детектирования с четвертьволновой пластинкой (рис. 4.3) разностная интенсивность в

каналах ΔI по отношению к интенсивности в каждом из каналов I_0 в присутствии терагерцового равна фазовому сдвигу

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \Delta\Gamma. \quad (4.6)$$

Аналогичную формулу можно написать и для средней мощности излучения, попадающего в фотодетекторы. Таким образом, для получения связи регистрируемого напряжения с величиной терагерцового поля остается откалибровать фотодетекторы (получить связь средней мощности излучения и регистрируемого сигнала с детектора), или использовать известную калибровку. Получить калибровку можно, например, с помощью калиброванного измерителя мощности и светофильтров.

Приведем оценку модуляции интенсивности $\Delta I / I_0$ для часто используемого в качестве детектора кристалла ZnTe. Пусть толщина кристалла $d = 1$ мм, длина волны излучения $\lambda = 800$ мкм. Электрооптический коэффициент ZnTe $r_{41} = 4,2$ пм/В, показатель преломления $n_0 = 2,85$ при $\lambda = 800$ мкм. Для оценки возьмем типичное максимальное значение терагерцового поля – $0,1$ кВ/см. Тогда сдвиг фаз и относительное изменение разностной интенсивности составит $\Delta I / I_0 = \Delta\Gamma \approx 0,0076$, т.е. около 1%. Минимальная детектируемая величина терагерцового поля будет определяться показателем контраста. Например, если показатель контраста, измеренный при настройке схемы, составил $I_0 / I_{\min} = 50\,000$, то отношение максимальной и минимальной детектируемой величины терагерцового поля (т.е. динамический диапазон во временной области) будет $\Delta I / I_{\min} = 50\,000 \times 0,0076 = 380$.

Чтобы получить оценку эффективности генерации при известной модуляции интенсивности зондирующего пучка $\Delta I / I_0$, нужно сначала найти пиковую величину терагерцового поля, пользуясь формулами (4.5) – (4.6), затем с помощью (4.3) – (4.4) оценить энергию в терагерцовом импульсе, и, наконец, вычислить эффективность оптико-терагерцового преобразования по формуле (4.2).

Заключение

Импульсные терагерцовые системы на основе оптического выпрямления и фотопроводимости получили широкое распространение и позволили получить большое количество научной информации в терагерцовом диапазоне частот. Они нашли множество научных и практических применений, таких как безмаркерный анализ генов и белков, идентификация биологических и химических компонентов, спектроскопия жидких и газовых сред, системы безопасности и дефектоскопии на основе терагерцового имиджинга. Метод терагерцовой спектроскопии во временной области позволил получить уникальные сведения о быстропротекающих процессах.

Несмотря на разнообразные примеры успешного применения лазерной генерации импульсного терагерцового излучения, развитие данного направления ограничиваются низкой мощностью излучения и относительной сложностью установок. В будущем, увеличение эффективности терагерцовых источников и создание более чувствительных детекторов позволит принимать даже сильно ослабленный в атмосфере или в исследуемом образце сигнал, осуществлять имиджинг или спектроскопию на большом расстоянии. Применение волноводов и импульсов со скошенным фронтом интенсивности для лазерной терагерцовой генерации уже позволили добиться существенного увеличения терагерцового выхода. Увеличение отношения «сигнал-шум» при использовании более мощных терагерцовых излучателей также обеспечит большую скорость получения информации, так как не потребуются длительное время накопления сигнала. В будущем импульсные терагерцовые системы должны стать более компактными и удобными в использовании, не требовать настройки пользователем. Возможно, все эти требования к терагерцовым системам будут удовлетворены благодаря применению мощных, компактных и стабильных лазеров накачки (например, волоконных) совместно с новыми эффективными методами оптико-терагерцовой конверсии.

Список литературы

1. Zhang, X.-C. Introduction to THz Wave Photonics / X.-C. Zhang, Jingzhou Xu. – Springer, 2010. – 248 p.
2. Terahertz optoelectronics / K. Sakai (ed.). – Springer, 2005. – 402 p.
3. Шен, И.Р. Принципы нелинейной оптики / И.Р. Шен. – М.: Наука, 1989. – 557 с.
4. Handbook of Optical Constants of Solids / E.D. Palik (ed.). – Academic Press, 1998. – 3187 p.
5. Dmitriev, V.G. Handbook of Nonlinear Optical Crystals / V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan. – Third revised edition. – Springer, 1999. – 413 p.

Максим Владимирович Царев

ГЕНЕРАЦИЯ И РЕГИСТРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Учебное пособие

Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского».
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Подписано в печать . Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс.
Усл. печ. л. . Уч.-изд. л.
Заказ № . Тираж 100 экз.

Отпечатано в типографии Нижегородского госуниверситета
им. Н.И. Лобачевского
603600, г. Нижний Новгород, ул. Большая Покровская, 37
Лицензия ПД № 18-0099 от 14.05.01