

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения
Российской академии наук
(ИАиЭ СО РАН)

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение
высшего образования
«Новосибирский национальный
исследовательский государственный
университет»

На правах рукописи

Рыбак Алина Анатольевна

**Развитие методов и техники фильтрации и субдискретизации
в импульсной терагерцовой спектроскопии**

1.3.6 – «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к. т. н. Н. А. Николаев

Новосибирск — 2023

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ.....	12
1.1. Импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС). Описание экспериментальной установки.....	12
1.2. Теорема отсчётов Уиттакера-Котельникова-Шеннона.....	17
1.3. Субдискретизация и эффект алиасинга.....	22
1.4. Восстановление сигнала при детектировании с субдискретизацией.....	27
ГЛАВА 2. ПРИМЕНЕНИЕ АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ИТС.....	32
2.1. Актуальность применения низкочастотной фильтрации в спектроскопии.....	32
2.2. Описание и исследование характеристик низкочастотных квазиоптических фильтров ...	35
2.3. Описание и исследование спектральных характеристик полосовых пропускающих фильтров.....	36
2.4. Тестирование метода антиалиасной фильтрации в ИТС с помощью измерения эталонных полосовых пропускающих фильтров.....	39
ГЛАВА 3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ С СУБДИСКРЕТИЗАЦИЕЙ В ИТС.....	43
3.1. Актуальность применения узкополосных пропускающих фильтров в ИТС.....	43
3.2. Разработка узкополосного пропускающего полосового фильтра на основе эталона Фабри-Перо.....	47
3.3. Тестирование метода субдискретизации в ИТС при исследовании пропускания кремниевой пластины.....	65
ГЛАВА 4. СПЕКТРОСКОПИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ИТС С АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ.....	67
4.1. Исследования температурной зависимости оптических свойств кристаллов КТР в терагерцовом спектральном диапазоне.....	67
4.2. Исследование диэлектрических свойств кристаллов SBN-61 в терагерцовом спектральном диапазоне.....	76
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	82
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	84
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	88

ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовый диапазон (ТГц) спектра электромагнитного излучения обычно определяется нижним пределом в 100 ГГц (3 мм), выше которого электронные источники в значительной степени теряют в эффективности, [1] и верхним пределом в 10 ТГц (30 мкм), самая низкая частота, доступная для диодных лазерных источниках на основе солей свинца [2].

Данный диапазон излучения из-за своих уникальных свойств уже давно признан многообещающим как для фундаментальных, так и прикладных исследований. ТГц излучение обладает низкой энергией кванта (1 ТГц соответствует 4,1 мэВ), и как следствие, является неионизирующим в отличие от рентгеновских лучей, а потому считается безопасным для объектов живой природы и человека. Хотя, тут стоит отметить не до конца изученные эффекты взаимодействия ТГц волн с большими биологическими молекулами – белками. Считается, что их конформационное колебание соответствует ТГц-спектру, и потенциально излучение может оказать влияние на выполнение белком своих биологических функций. Однако, ТГц волны чувствительны к полярным жидкостям, в частности к воде, и поэтому не проникает глубоко сквозь кожу. Благодаря этому свойству, с помощью ТГц-волн осуществляют диагностику кожных и подкожных заболеваний, ушибов и опухолей, в том числе меланомы [3,4]. Также есть случаи применения излучения в фармацевтике: контроль целостности оболочки таблеток и даже состава и состояния (кристаллическое или аморфное) активного вещества в них [5]. В промышленности ТГц-системы применяются для контроля полимерной продукции и покрытий. Нельзя обойти стороной и перспективы развития телекоммуникационной сферы, в том числе беспроводных сетей, открывающиеся с ростом частот передачи до субтерагерцового диапазона [6,7].

Долгое время технологическое отставание ТГц диапазона, связанное с низкой эффективностью генерации и детектирования, ограничивало исследовательские усилия во всём мире и постепенно привели к широкому вхождению в обиход фразы «терагерцовый провал» («THz gap»). Несмотря на то, что активное развитие шло в микроволновых, инфракрасных и оптических диапазонах, повышая их доступность для лабораторного и прикладного применения, в терагерцовом диапазоне такого прогресса не наблюдалось. Переломным моментом можно считать конец 1980-х годов, когда в этой области был изобретен новый спектроскопический метод, который привел к значительному скачку научной активности. Несколько групп, в частности Астон из Bell Labs и Гришковский из IBM, разработали методы генерации и регистрации ТГц волн на основе преобразования

энергии фемтосекундных лазерных источников. Это позволило разработать и создать спектроскопические системы, распространенные в настоящее время по всему миру.

Количество групп, применяющих импульсную терагерцовую спектроскопию (ИТС, в англоязычной литературе – Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz-TDS) выросло с нескольких в 1990 г. до нескольких десятков к 2000 г., а в настоящее время и вовсе не поддается счету. ТГц-спектроскопия начала широко распространяться в области исследований за пределами физики твердого тела, включая химические [8–10] и биологические [11] науки. В то же время стали появляться новые ТГц-источники, такие как квантовые каскадные лазеры [12], а также интегральные схемы на основе кремния [13] или полупроводников III–V типов [14].

Демонстрация адаптации ИТС построения изображения, впервые продемонстрированная в 1995 г. [15], заложила перспективы применения ТГц-методов за пределами фундаментальных исследований, таких как ТГц-визуализация, картирование [16,17] и зондирование [18,19].

Несмотря на свою важность, ТГц-спектроскопия долгое время ограничивалась отсутствием подходящего инструментария. Синтезаторы с линейной частотной модуляцией миллиметрового и субмиллиметрового диапазона ограничены частотой ниже 100 ГГц, более высокие частоты доступны только при использовании дискретных источников и умножителей, значительно теряющих энергию при преобразовании. С другой стороны, доступ к ТГц диапазону со стороны инфракрасной Фурье-спектроскопии затруднен из-за низкой яркости некогерентных источников и большому уровню шумов детекторов в этой области, требующих криогенное охлаждение.

Импульсная терагерцовая спектроскопия – это относительно молодой спектроскопический метод, радикально преодолевающий эти трудности. Его преимущества привели к быстрому распространению за последние несколько лет от немногочисленных экспериментов с фемтосекундными лазерами до исследований в широком диапазоне научных дисциплин. Метод ИТС основан на электромагнитных переходных процессах, генерируемых с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Эти процессы, происходящие на субпикосекундных временах, порождают однопериодные колебания электромагнитного поля, обычно длительностью менее 1 пс, спектр которых может охватывать диапазон от 50 ГГц до 6 ТГц и более. Благодаря высокой когерентности и повторяемости лазерных импульсов и генерируемых ими терагерцовых волн, применение детектирования с оптическим стробированием в интерферометрической схеме

(кросскорреляция) позволяет напрямую измерять изменение во времени электрического поля терагерцовой волны с разрешением в доли пикосекунды. Это позволяет с высокой точностью определить абсолютные значения, как мнимой части диэлектрической проницаемости среды, так и действительной, опираясь на время задержки распространения ТГц-волны в среде, что в свою очередь избавляет от применения соотношения Крамерса-Кронига, что, например, необходимо в инфракрасной спектроскопии отражения. А благодаря тому, что пиковая интенсивность импульсных ТГц полей значительно превышает среднюю интенсивность тепловых некогерентных источников, и тому, что стробоскопическое когерентное детектирование оказывается на порядки более чувствительным, чем болометрический метод, техника ИТС обладает внушающими значениями динамического диапазона значительно превышающих 60 дБ.

При этом возможности ИТС выходят далеко за рамки линейной стационарной спектроскопии. Поскольку переходные процессы, сопровождающиеся излучением ТГц-волны, жёстко синхронизированы по времени с возбуждающими их оптическими импульсами, ИТС идеально подходит для времяразрешающей спектроскопии «накачка-зондирование», что дает возможность изучения трансформации спектров, исследуемых образцов, после импульсного оптического возбуждения на субпикосекундной временной шкале.

Помимо определения характеристик новых материалов и изучения основных физических явлений, растёт влияние ИТС на коммерческий рынок. Многообещающие приложения включают в себя внедрение метода в промышленные процессы, газоанализ, химический анализ, определение характеристик диэлектрических и полупроводниковых подложек и т.д. В свете быстрого развития техники ИТС, следующего за прогрессом в области разработки фемтосекундных лазеров, лежащих в основе метода, существует необходимость в усовершенствовании используемых спектроскопических подходов.

Как можно заметить, у терагерцового диапазона много особенностей и областей его использования. Однако совместно с применением метаматериалов или их двумерных аналогов метаповерхностей возможно значительное расширение границ применения метода ИТС. Метаповерхности состоят из искусственных субволновых структур. Геометрия и диэлектрические характеристики материала этих структур напрямую влияют на амплитудно- и фазочастотные характеристики метаповерхности. Это позволяет при их моделировании наперёд задавать необходимые электродинамические и оптические свойства, что привело к широкому распространению квазиоптических устройств на базе метаматериалов. Они включают в себя частотные фильтры, контроллеры поляризации,

линзы, фокусаторы и иные преобразователи пучков терагерцового излучения. Стоит также отметить сенсоры, принцип которых построен на усилении локального поля в субволновых структурах метаповерхностей (локализованный плазмонный резонанс), которые значительно увеличивают чувствительность метода ИТС и, следовательно, позволяют измерять чрезвычайно малые концентрации веществ или свойства сверхтонких пленок, что открывает путь новым коммерческим приложениям. Длины волн терагерцового излучения составляют порядка сотен микрон, поэтому достижение субволновых критериев при разработке метаповерхностей возможно с помощью доступных в настоящее время методов литографии.

Как уже было сказано ранее, современные коммерчески доступные ИТС охватывают широкий диапазон частот – от 50 ГГц до 6 ТГц, что связано с широкополосной природой источника и детектора ТГц-волн. Однако часто определённые спектроскопические задачи не требуют столь широкой полосы. Например, для определенных задач требуется выделить только низкочастотную область ТГц-спектра. К таким задачам относятся, например, исследование мягких мод в сегнетоэлектриках, частоты которых стремятся к нулю при температуре фазового перехода; исследование свойств материалов и разработка устройств миллиметрового диапазона (120–350 ГГц), в том числе для систем телекоммуникации будущего поколения; исследование водных растворов, включая биологические (поскольку даже тончайшие слои воды не пропускают излучение выше 1 ТГц); и другие задачи. К приложениям, требующим проведение исследований в ограниченной спектральной полосе, можно отнести газоанализ, т.к. ударное уширение газовых линий при атмосферном давлении обычно не превышает десяти ГГц в ТГц-спектре; исследование узких фононных мод кристаллических структур; характеристика метаповерхностей, включая сенсоры, с характерными высокодобротными резонансами, расположенным в ограниченной части ТГц-спектра.

Опираясь на вышеописанное, можно обозначить следующее. При низкочастотных измерениях целесообразным является подавление неинформативных коротковолновых компонент спектра с помощью фильтров низких частот (ФНЧ), что в соответствии с теоремой отсчётов позволяет увеличить шаг дискретизации. В результате чего, в эксперименте общее время измерения может быть сокращено или снижена погрешность измерения при сохранении общего времени за счёт увеличения временной константы интегрирования сигнала на каждом шаге. Применяемые в таком случае ФНЧ называют антиалиасиными (anti-alias) фильтрами, поскольку они предотвращают смешение информативного спектра сигнала с компонентами (алиасами), лежащими выше частоты Найквиста. В электронике и цифровой обработке применение таких фильтров является

строгой необходимостью, однако в оптических и квазиоптических измерениях зачастую игнорируется. Последнее, как правило, связано с тем, что разработка квазиоптического ФНЧ для терагерцовых частот с наперед заданными характеристиками и большим коэффициентом внеполосового подавления является нетривиальной задачей с технологической точки зрения.

Другой подход для улучшения характеристик ИТС основан на применении узкополосных полосовых пропускающих фильтров (ППФ) и реализации метода субдискретизации (англ. undersampling). Субдискретизация – это широко распространённая техника использования алиасинга в цифровой электронике, которая, к примеру, применяется в современных радиоприёмниках. Однако для реализации этого подхода необходимо удовлетворять ряду критериев. Например, для восстановления сигнала при детектировании с пониженной выборкой (субдискретизацией) система детектирования должна удовлетворять критерию, постулируемому теоремой отсчетов. Также необходимо учесть требования на ширину полосы и степень внеполосового подавления используемого фильтра. По предварительным оценкам при внеполосовом подавлении более 40 дБ, необходимая ширина ППФ должна составлять не менее 4% на полувысоте, для двухкратного сокращения времени дискретизации или менее 2% для четырехкратного сокращения. Исходя из анализа литературы, подходы, основанные на антиалиасной фильтрации и субдискретизации, не были реализованы в импульсной терагерцовой спектроскопии до этого момента.

В рамках данной работы предлагаемые вышеописанные методики предлагается применить для исследования сегнетоэлектрических кристаллов. Научная значимость и необходимость исследования линейной и в том числе нелинейной восприимчивости сегнетоэлектриков, обусловлена потенциалом их применения в качестве нелинейно-оптических преобразователей ТГц частот и их преимуществом перед полупроводниковыми (ПП) кристаллами и структурами, традиционно применяемых для решения этих задач. Сегнетоэлектрики лишены недостатков, связанных с диссипацией энергии на свободных носителях зарядов и их ограниченной подвижностью. При этом они обладают огромными значениями квадратичной нелинейной восприимчивости в ТГц диапазоне (на 3–4 порядка большей относительно оптического диапазона) [20], наличием естественного или искусственного фазового синхронизма для процесса трехволнового смешения (генерация второй гармоники: ГВГ, генерация суммарных и разностных частот: ГСЧ и ГРЧ), имеют высокий порог электрического пробоя, и возможность применения микрорезонаторов или метаматериалов [21] для повышения концентрации поля на основе доступных технологий литографии и лазерной записи. Дополнительным преимуществом сегнетоэлектриков является

возможность записи в них волноводных структур и их интеграция с оптическим волокном [22], что позволит расширить потенциал предлагаемого подхода на область радиофотоники.

В данной работе среди представителей сегнетоэлектриков выбраны два кристалла, условно представляющие крайние случаи проявления их природы. Первый кристалл — это титанил-фосфат калия (KTiPO_4 , или КТР), который является жестким сегнетоэлектриком, т.е. его точка Кюри $T_c = 936^\circ\text{C}$ лежит далеко от комнатной и близка к точке плавления $T_{пл} = 1172^\circ\text{C}$. Кристалл КТР широко распространен в нелинейной оптике и исходя из ряда работ обладает потенциалом в качестве генератора терагерцовых частот. Вторым кристаллом — это ниобат бария-стронция ($\text{Sr}_{0,61}\text{Ba}_{0,39}\text{Nb}_2\text{O}_6$, SBN-61), который обладает размытым фазовым переходом вблизи комнатной температуры $T_c \approx 65^\circ\text{C}$, в следствие чего его относят к мягким сегнетоэлектрикам или релаксорам. Он обладает огромными значениями электрооптического коэффициента >1000 пм/В на низких частотах. Предположительно на терагерцовых частотах значение электрооптического коэффициента также должно принимать большие значения, что закладывает потенциал данного кристалла, как эффективного сверхвысокочастотного модулятора.

Подводя итог всего вышеописанного, можно определить **цель данной работы**, в развитии методов и техники антиалиасной фильтрации и субдискретизации в широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии посредством разработки и применения квазиоптических фильтров на базе интерференционных метаматериалов, с целью повышения точности и сокращения времени измерения спектра в ограниченной частотной полосе при исследовании диэлектрических свойств сегнетоэлектрических кристаллов.

Для достижения поставленной цели были поставлены **следующие задачи**:

Исследование свойств и применение интерференционных метаповерхностей в качестве антиалиасных фильтров при исследованиях характеристик модельных образцов в низкочастотной области спектра техникой импульсной терагерцовой спектроскопии с увеличенным шагом выборки;

Разработка, исследование характеристик и тестирование узкополосного пропускающего полосового фильтра на основе интерференционных метаповерхностей при исследовании характеристик модельных образцов с применением метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии;

Исследование терагерцовых оптических и диэлектрических характеристик сегнетоэлектрических кристаллов титанл-фосфата калия (KTiOPO_4) и нибата бария-стронция ($\text{Sr}_{0,61}\text{Ba}_{0,39}\text{Nb}_2\text{O}_6$) в субтерагерцовом спектральном диапазоне.

Научная новизна работы:

Предложен способ сокращения времени измерения импульсных терагерцовых спектрометров для случая низкочастотных измерений, основанный на применении высокоэффективных интерференционных емкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров и одновременном увеличении интервала дискретизации системы регистрации спектрометра. Способ протестирован при измерении спектров пропускания эталонных образцов – пропускающих полосовых фильтров с центральными частотами 156 и 376 ГГц и шириной полосы $\sim 12\%$. В результате показано уменьшение времени измерения спектрометра до 12 раз при сохранении точности измерений.

Разработана конструкция узкополосного квазиоптического фильтра, основанная на эталоне Фабри-Перо в форме полипропиленовой пленки с сеточными рефлекторами, совмещенного с широкополосным полосовым пропускающим фильтром, подавляющим высшие резонансы эталона. На примере измерения пропускания кремниевой пластины с помощью разработанного фильтра с центральной частотой в окрестности 0,8 ТГц и с полной шириной на полувысоте менее 4% впервые экспериментально показана возможность реализации метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии, позволившего сократить время измерения в 2 раза.

Исследована температурная зависимость оптических свойств кристаллов KTiOPO_4 в субтерагерцовой области спектра в диапазоне температур -192 — $+150$ °С. Изменение трёх главных компонент показателя преломления кристалла описаны универсальными выражениями Земльмейера, зависящими от температуры. Показано, что коэффициенты выражений Земльмейера демонстрируют близкие к линейной температурные зависимости, что свидетельствует о незначительном влиянии ионного механизма проводимости кристалла на оптические свойства в терагерцовом спектральном диапазоне.

Исследована комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла $\text{Sr}_{0,61}\text{Ba}_{0,39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ в субтерагерцовой области спектра при комнатной температуре. Для оси $E_{\parallel c}$ наблюдается центральный пик, для оси $E_{\perp c}$ такой эффект не наблюдался.

Практическая значимость работы:

Предложенные методы, основанные на антиалиасной фильтрации с последующим увеличением интервала дискретизации и полосовой фильтрации с применением субдискретизации, позволяют значительно сократить время измерения сигналов импульсных терагерцовых спектрометров при исследовании сред в ограниченной интересующей частотной области и при реализации техники терагерцовой визуализации.

Полученные термооптические свойства кристаллов KTiOPO_4 позволят учесть влияние температуры в широком диапазоне при разработке нелинейно-оптических генераторов терагерцового излучения на основе данных кристаллов.

Измеренная комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла $\text{Sr}_{0,61}\text{Ba}_{0,39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ позволит на его основе разрабатывать оптические и электронные устройства, в которых требуются среды с большими значениями диэлектрической восприимчивости.

Защищаемые положения:

Применение высокоэффективных емкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров в широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии в случае субтерагерцовых измерений позволяет сократить время измерения сигнала спектрометра до 12 раз при сохранении точности измерений.

Применение узкополосных квазиоптических фильтров с полной шириной на полувысоте менее 4%, позволяет реализовать метод субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии и сократить время измерения сигнала спектрометра в 2 раза.

Дисперсия трёх главных компонент показателя преломления кристалла KTiOPO_4 в диапазоне 0,2—1 ТГц может быть описана одночленными выражениями Зельмейера с линейной зависимостью значений коэффициентов для диапазона температур -192 — $+150$ °С.

Апробация работы. Результаты работы докладывались автором на: международной научно-технической конференции «Молодежь, инновации, технологии» (Новосибирск 2019), Российской конференции и школе молодых учёных по актуальным проблемам полупроводниковой фотоники ФОТОНИКА (Новосибирск 2019); 58-й Международной научной студенческой конференции МНСК (Новосибирск, 2020); 59-й Международной научной студенческой конференции МНСК. Фотоника и квантовые оптические технологии. (Новосибирск, 2021); XV международная конференция Pulsed Lasers

and Laser Applications AMPL (Томск, 2021); IX международный симпозиум Modern Problems of Laser Physics – MPLP (Новосибирск 2021); 60-й Международной научной студенческой конференции МНСК. Фотоника и квантовые оптические технологии, (Новосибирск, 2022); 5-й международной конференции «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» TERA (Москва, 2023).

Личный вклад. Все экспериментальные результаты, изложенные в работе, получены автором лично или при его участии. Автор лично провёл численное моделирование разрабатываемых узкополосных пропускающих фильтров и экспериментально исследовал их спектральные характеристики. Автор выполнял обработку экспериментальных данных, принимал активное участие в обсуждении полученных результатов и их интерпретации, и также в подготовке научных публикаций.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 25 работ, в том числе 3 статьи в изданиях, рекомендованных ВАК, 20 – тезисы международных и всероссийских конференций, получено 2 свидетельства о регистрации Ноу-Хау.

ГЛАВА 1. ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ

1.1. Импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС). Описание экспериментальной установки

Импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС) стала перспективным методом в областях химии, материаловедения, инженерного дела и медицины. Спектр приложений уже очень велик и продолжает расширяться. Терагерцовый (ТГц) диапазон является важной областью для низкочастотной диэлектрической релаксации и колебательной спектроскопии жидкостей, таких как вода, метанол, этанол, пропанол и др. Низкочастотные исследования также важны при изучении мод в молекулярных кристаллах. ИТС в сочетании с теорией функционала плотности (DFT) можно использовать для изучения аминокислот, белков, лекарственных и взрывчатых веществ. Последние два класса веществ особенно интересны из-за способности терагерцового излучения проникать через одежду. Существуют также приложения, в которых ИТС оптимизируется для обнаружения бомб и оружия. В области материаловедения ИТС идеально подходит для исследований подвижных носителей заряда, поскольку они отражают и поглощают терагерцовое излучение. ИТС использовался для измерения проводимости топологических изоляторов и сверхпроводников, а также фазовых переходов в этих материалах. Помимо этого, были изучены свойства графена в данном диапазоне. В случае с графеном ИТС с пространственным разрешением был продемонстрирован как эффективный инструмент для проверки однородности изготовленных слоёв. Кроме того, растёт интерес к ИТС в качестве инструмента контроля качества. Например, ИТС можно использовать для измерения процесса высыхания и конечной толщины лакокрасочных покрытий, что снижает затраты и время обработки. Интерес к ИТС со стороны медицинского сообщества в последние годы только возрастает. Эксперименты, позволяют обнаруживать рак кожи и отслеживать изменения рубцов. Кроме того, ИТС можно также использовать для обнаружения дрожжей, бактерий и вирусов с помощью ТГц-метаматериалов.

Обычно спектроскопия связана с энергией, длинами волн или частотами фотонов, проходящих через образец. В случае ИТС импульсный сигнал непосредственно измеряет напряженность электрического поля.

ТГц электрическое поле на детекторе обычно составляет порядка 10–100 В/см и имеет продолжительность в несколько пикосекунд. Поэтому требуется быстрый и чувствительный метод обнаружения электрического поля. Прямые электрические детекторы обычно имеют время нарастания и время спада в диапазоне от пикосекунд до наносекунд и, следовательно,

не обладают достаточно высоким временным разрешением. Способ достижения субпикосекундного разрешения заключается в использовании оптических методов, в которых сверхкороткий оптический импульс инфракрасного диапазона (обычно короче 100 фс) делится на два для генерации и регистрации терагерцового поля [23] (Рис. 1).

Импульсное измерение основано на дискретизации неизвестного терагерцового поля известным фемтосекундным лазерным импульсом, так называемым считывающим импульсом. ИТС использует свёртку короткого импульса считывания с более длинным ТГц импульсом. Все детекторы имеют две общие черты: они измеряют ТГц поле, а не интенсивность, и сигнал получается только тогда, когда оптический считывающий импульс детектируется одновременно с ТГц импульсом. Механизм детектирования ТГц-сигнала можно описать следующим образом:

$$S(t) \propto I_{opt}(t)E_{THz}(t) \quad 1$$

Где $I_{opt}(t)$ – интенсивность лазерного импульса, $E_{THz}(t)$ – напряжённость терагерцового импульса в момент времени t . Это мгновенный сигнал, который может быть обнаружен с субпикосекундным разрешением. Все существующие сейчас детекторы слишком медленные, поэтому вместо них измеряется свёртка (\otimes) двух импульсов:

$$S(t_1) \propto I_{opt}(t) \otimes E_{THz}(t_1) \quad 2$$

Поскольку оптический импульс значительно короче терагерцового импульса, его можно аппроксимировать дельта-функцией:

$$S(t_1) \propto I_{opt}(t) \otimes E_{THz}(t_1) \approx \delta(t) \otimes E_{THz}(t_1) = E_{THz}(t_1) \quad 3$$

Тот факт, что детектор чувствителен только в том случае, если оба импульса приходят одновременно, и что оптический импульс значительно короче терагерцового импульса, позволяет измерять терагерцовое поле как функцию времени. Кроме того, детектор чувствителен к знаку электрического поля. То есть происходит измерение зависящей от времени амплитуды, в отличие от других методов, (например, Фурье-спектроскопия), которые измеряют только интенсивность $[E^2(t)]$ электромагнитного сигнала и, следовательно, не фиксируют информацию о фазе.

Измеряемый сигнал соответствует амплитуде ТГц поля в момент времени t_1 . Следующим шагом является измерение сигнала во всех временных точках (Рис. 2). Это достигается задержкой считываемого импульса относительно терагерцового импульса с помощью линии задержки. Выходной сигнал лазера разделяется на два луча, как показано на Рис. 1. Один из лучей используется для генерации ТГц излучения, а другой – считывающий

луч для регистрации. Временная задержка достигается за счёт увеличения длины пути одного из лучей. Время прохождения лазерного импульса $t = s/c$, где s — длина пути, c — скорость света. Это упрощает проблему фемтосекундного временного разрешения до микрометрового пространственного разрешения. А скорость движения линии задержки определяет скорость дискретизации во временной области.

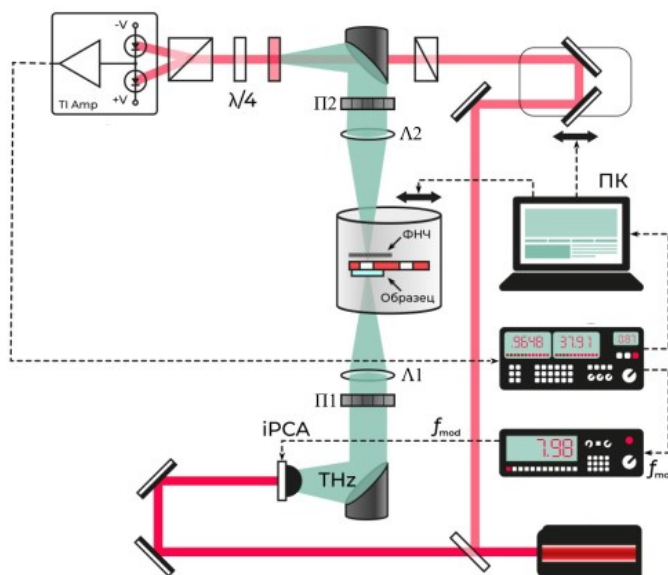


Рис. 1. Схема импульсного терагерцового спектрометра, разработанного в ИАиЭ СО РАН.

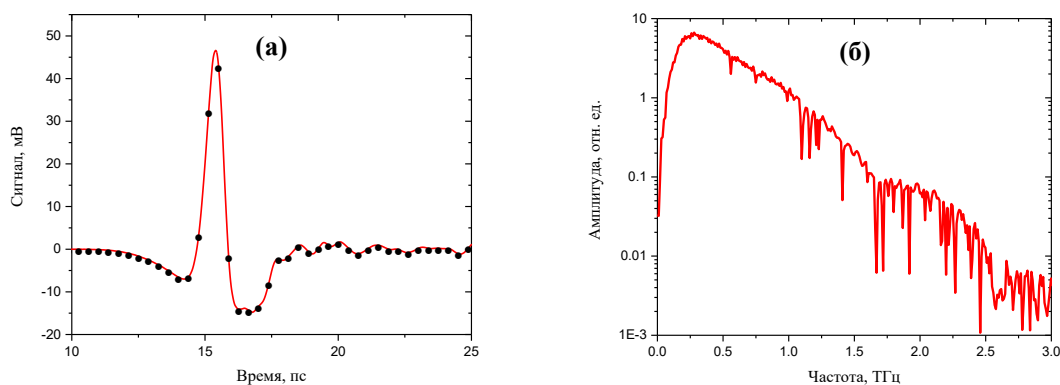


Рис. 2. Типичный терагерцовый импульс (а) и его Фурье-спектр (б).

Для получения спектральной информации о ТГц импульсе используется преобразование Фурье, измеряемого ТГц электрического поля. Для дискретизированных экспериментальных данных преобразование Фурье заменяется дискретным преобразованием Фурье. Комплексный спектр разделяется на фазовый $[\phi(\omega)]$ и амплитудный $[A(\omega)]$. Тот факт, что измерение даёт информацию об амплитуде и фазе, является значительным

преимуществом ИТС по сравнению с широкополосной инфракрасной и одноволновой непрерывной (CW) ТГц спектроскопиями. Измерение спектров таким способом позволяет напрямую вычислить комплексный показатель преломления $n(\omega)$, не прибегая к соотношению Крамерса – Кронига [24].

Типичным сигналом спектрометра является однопериодное колебание электромагнитного поля, длительностью ~ 1 пс и несущее спектр частот, перекрывающих декаду [24,25]. Его регистрация базируется на аналогово-цифровом преобразовании, а дальнейшая обработка осуществляется в цифровом виде с применением преобразования Фурье. Таким образом, для метода импульсной спектроскопии справедлива теорема отсчётов (Уиттекера-Котельникова-Шеннона) [26,27], в соответствии с которой происходит выбор временного шага дискретизации, однозначно связанного с шагом линии задержки системы регистрации спектрометра [28].

Разработанный в ИАиЭ СО РАН импульсный терагерцовый спектрометр, схематично изображённый на Рис. 1, основан на фемтосекундном 130-фс волоконном эрбиевом лазере в сочетании с модулем ГВГ (Toptica Photonics, Германия), обеспечивающим среднюю мощность 80 мВт на длине волны 775 нм. Лазерное излучение делится на два луча. Около 90% мощности идёт на накачку ТГц генератора, в качестве которого выступает многоселевая дипольная антенна iPCA-21-05-1000-800-h (Vator GmbH, Германия). 10% мощности используется для зондирования терагерцового электрического поля электрооптическим методом, основанного на эффекте Поггеля [28,29]. ТГц излучение коллимируется в пучок диаметром около 25 мм внеосевым параболическим зеркалом, далее - фокусируется таким же зеркалом на детектор: кристалл ZnTe с просветляющим покрытием толщиной 2 мкм (110). Генератор напряжения модулирует выходное ТГц-излучение на частоте $f_{mod}=8$ кГц. Синхронный усилитель SR830 (Stanford Research Systems, США) задействован для регистрации терагерцового сигнала на частоте f_{mod} . Специально разработанное программное обеспечение записывает форму ТГц импульсов, управляя оптической линией задержки и выходным сигналом синхронного усилителя. Разработанный ИТС работает в спектральном диапазоне от 0,1 до 3 ТГц, динамический диапазон превышает 75 дБ на частоте 0,3 ТГц.

Линзы TPX с фокусным расстоянием 100 мм используются для фокусировки ТГц-излучения (Л1) на образец, установленный внутри криостата, и его последующего коллимирования (Л2). ТГц-излучение линейно поляризовано сеточными поляризаторами П1 и П2, расположенными соответственно на выходе генератора и перед входом детектора.

В стандартном режиме ТГц-сигнал регистрируется с временным разрешением 125 фс в диапазоне 60 пс, что соответствует спектральному разрешению около 20 ГГц. Поскольку метод ИТС является дифференциальным, для получения свойств исследуемого материала необходимы записи осциллограмм ТГц импульсов с образцом и без него (эталонный импульс). Терагерцовые оптические свойства и толщина образцов оцениваются на основе комплексной функции пропускания, рассчитанной как отношение спектров Фурье-преобразования образца и эталонных импульсов [9]. Полученные комплексные функции пропускания обычно усредняются по четырём независимым измерениям.

1.2. Теорема отсчётов Уиттакера-Котельникова-Шеннона

Так как ИТС в классическом случае основана на выборке на эквидистантных временных интервалах (сэмплировании) напряженности терагерцовой волны, следовательно, для этого метода выполняется теорема отсчётов (в зарубежной литературе теорема Найквиста-Шеннона).

Под дискретизацией сигналов обычно понимается преобразование функций непрерывных переменных в функции дискретных переменных, по которым исходные непрерывные функции могут быть восстановлены с заданной точностью. Для точного представления произвольной непрерывной функции $x(t)$ на конечном интервале времени T нужно иметь информацию о мгновенных значениях (отсчётах) этой функции во всех точках интервала, т.е. непрерывным множеством отсчётов, отстоящих друг от друга на бесконечно малые интервалы. (Рис. 3).

Под определением *дискретизации* обычно понимается замена непрерывной функции последовательностью отсчётов её мгновенных значений.

Доказательство теорем дискретизации легко проводится с помощью временного и частотного представлений сигналов, что служит еще одним подтверждением эффективности преобразования Фурье, связывающего эти два представления. При идеальной дискретизации время наблюдения сигнала бесконечно мало, т. е. дискретизация осуществляется с помощью бесконечно быстрых импульсов, совокупность которых образует так называемую гребневую функцию (гребень Дирака) $\text{Ш}(t)$ [26,27].

Пусть задан сигнал $x(t)$ и $x(t) \Leftrightarrow X(\nu)$. Осуществление дискретизации $x(t)$ с частотой f_s означает умножение функции $x(t)$ на сумму импульсов Дирака, разделенных промежутками:

$$T_s = 1/f_s \quad 4$$

Такую сумму импульсов Дирака можно записать в виде

$$\text{Ш}_{f_s}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) \quad 5$$

Известно, что:

$$TF\left\{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right\} = f_s \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - nf_s) \quad 6$$

Из уравнения (6) получаем

$$TF\{\text{Ш}_{f_s}(t)\} = f_s \text{Ш}_{T_s}(\nu) \quad 7$$

Если обозначить дискретизированный сигнал как

$$\hat{x}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) \quad 8$$

Равенство (8) можно представить в виде

$$\hat{x}(t) = x(t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) \quad 9$$

Применяя формулу Пуассона, соотношение (9) принимает вид:

$$\hat{x}(t) \Leftrightarrow X(\nu) * f_s \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - kf_s) \quad 10$$

Из этого выражения следует, что спектр сигнала $\hat{x}(t)$ представляет собой периодическую функцию с периодом $f_s = 1/T_s$ (Рис. 3). Пусть Фурье-образ $X(\nu)$ равен нулю для $|\nu| \geq f_{max}$, т.е. спектр сигнала $x(t)$ расположен на интервале $(-f_{max}, f_{max})$ длиной $2f_{max}$. Тогда будет справедлива теорема дискретизации [27]:

Для того чтобы периодическое повторение спектра, вызванное дискретизацией сигнала, не изменяло повторяемый спектр, необходимо и достаточно выполнение неравенства:

$$f_s \geq 2f_{max} \quad 11$$

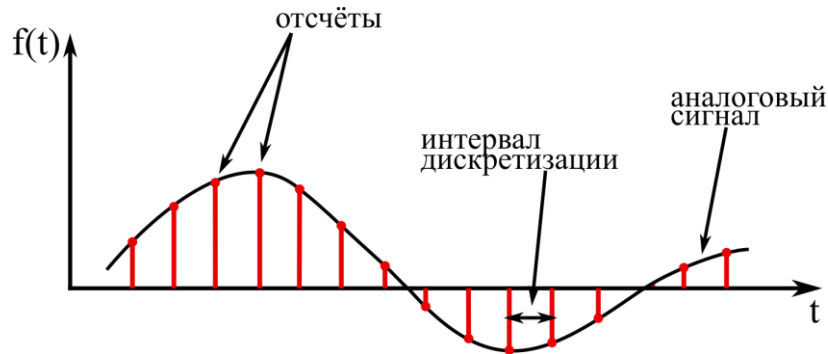


Рис. 3. Дискретизация сигнала.

Спектр сигнала $\hat{x}(t)$ можно представить в виде:

$$f_s * X(\nu) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - nf_s) = f_s \sum_{n=-\infty}^{\infty} X(\nu - nf_s) \quad 12$$

При умножении равенства (12) на прямоугольную функцию $rect(t)$, которая равна нулю вне интервала $(-f_s/2, f_s/2)$, получится первоначальный спектр:

$$[X(\nu) * f_s \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - kf_s)] rect(\nu) = X(\nu) f_s \quad 13$$

При применении обратного преобразования Фурье к обеим частям равенства (13) и используя соотношение

$$\text{rect}(v) \Leftrightarrow f_s \text{sinc}(\pi f_s t) \quad 14$$

имеем:

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) * \text{sinc}(\pi f_s t) = x(t) \quad 15$$

но при этом:

$$\delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) * \text{sinc}(\pi f_s t) = \text{sinc}\left(\pi f_s\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \quad 16$$

тогда

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \text{sinc}\left(\pi f_s\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \quad 17$$

Из этого равенства следует теорема восстановления (теорема Котельникова, в зарубежной литературе – теорема Шеннона) [30], а само равенство носит название ряд Котельникова:

Если для частоты f_s справедливо неравенство $f_s > 2f_{max}$, где f_{max} – наибольшая частота спектра функции $x(t)$, то функция $x(t)$ однозначно может быть восстановлена по дискретным значениям $x(k/f_s)$, $k=0, \pm 1, \dots$.

Фундаментальное значение теоремы отсчётов заключается в том, что она обосновывает возможность дискретизации по аргументу любых функций с ограниченным спектром. Все методы импульсной модуляции основаны на этой теореме.

Функция $\text{sinc}\left(\pi f_s\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right)$ – интерполяционная функция Шеннона.

Если же рассматривать реальный сигнал, ограниченный во времени, т.е. равный нулю вне интервала $(-T/2, T/2)$. Сигнал $x_T(t)$ вычисляется из $x(t)$ бесконечной длительности, умножая его на прямоугольную функцию $\text{rect}_{T/2}(t)$:

$$x_T(t) = x(t) \text{rect}_{\frac{T}{2}}(t) = \begin{cases} x(t), & t \in \left[-\frac{T}{2}, \frac{T}{2}\right] \\ 0, & t \notin \left[\frac{T}{2}, \frac{T}{2}\right] \end{cases} \quad 18$$

Пусть носителем фурье-образа $X(v)$ сигнала $x(t)$ является интервал $[-B, B]$, т. е. $X(v)=0$ для $\forall v \notin [-B, B]$. Тогда

$$X_t(v) = TF[x_T(t)] = X(v) * T \text{sinc}(\pi v T) \quad 19$$

Так как носитель функции (замыкатель множества точек, где функция отлична от нуля) $\text{sinc}(\pi\nu T)$ неограничен, носитель функции $X_T(\nu)$ тоже будет неограничен. Неограниченность этой функции не позволяет провести дискретизацию сигнала $x_T(t)$, так как в этом случае частота дискретизации должна быть неограниченно большой. Следовательно, невозможно осуществить дискретизацию сигнала конечной продолжительности. На практике обычно предполагают, что носители функций $X_T(\nu)$ и $X(\nu)$ совпадают, т. е. спектры сигналов $x_T(t)$ и $x(t)$ определены в одинаковых областях. Ошибка, которая вносится такой аппроксимацией, была оценена Шенноном и др. [27,31]. Доказано, что для сигнала продолжительностью T вне интервала $[-B, B]$ справедливо следующее выражение:

$$|X_T(\nu)| \approx \frac{1}{BT}, \nu \notin [-B, B] \quad 20$$

Рассматривая сигнал неограниченной длительности со спектральным носителем $[-B, B]$, неусеченный и корректно дискретизированный. Если взять N импульсов дискретизации, можно определить функцию:

$$x_N(t) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \text{sinc}\left(\pi f_s \left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \quad 21$$

Сигнал $x_N(t)$ — неограниченной длительности, поскольку функция $\text{sinc}\left(\pi f_s \left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right)$ отлична от нуля вне любого конечного интервала. Поэтому производится усечение функции $x_N(t)$:

$$x'_N(t) = \left[\sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \text{sinc}\left(\pi f_s \left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \right] \text{rect}_{\frac{T}{2}}(t) \quad 22$$

Можно доказать, что среднеквадратичная разность между функциями $x_N(t)$ и $x'_N(t)$, или ошибка, вносимая усечением, имеет порядок $\varepsilon_{BT}^2 = 1/BT$. Следует отметить, что среднеквадратичная ошибка является интегральной, а не локальной разностью между $x_N(t)$ и $x'_N(t)$. Также, нужно отметить, что если дискретизация проведена с частотой Шеннона $f_s = 2B$, то число точек $N = Tf_s = 2BT$.

Иногда же с целью более наглядного представления дискретизованного сигнала, частота дискретизации больше частоты Шеннона, то $BT \leq N/2$. Следовательно, лучше выбрать $BT = N/f_s$, а не, как это требуется, $BT = N/2$.

В большинстве случаев можно провести дискретизацию усеченного сигнала, предполагая, что носитель спектральной функции совпадает с отрезком $[-B, B]$ и что BT довольно велико. Ясно, что необходимо с осторожностью интерпретировать полученные результаты таким путём.

Модели сигналов с ограниченным спектром часто используются в технике связи. В частности, в телефонном канале за верхнюю граничную частоту принимают $F_v = 3400$ Гц, а, при телевизионной передаче граничная частота определяется числом различимых элементов изображения и равна $F_v = 6,5$ МГц [32].

1.3. Субдискретизация и эффект алиасинга

При недостаточной же частоте дискретизации восстановленный сигнал будет искажен, т. к. при этом копии частотного спектра исходного сигнала будут суммироваться в пересекающихся областях, что даст мнимое увеличение веса компонент с этими частотами в спектре, подмену высокочастотных компонент низкочастотными, эффект, известный как *алиасинг* (англ. *aliasing*).

Алиасинг возникает из-за того, что две разные синусоидальные волны с частотами f_0 , f_1 генерируют те же части, когда $f_1 = f_0 + f_s$, f_s – частота дискретизации. Т.е. по последовательности отсчётов синусоиды нельзя сказать, какой была частота исходной синусоиды. Выборка неоднозначна, и две разные частоты f_0 , f_1 сопоставляются с одними и теми же точками выборки (Рис. 4).

Можно показать это в простой форме: предположив, что есть функции:

$$x_0(t) = \sin(2\pi f_0 t) \quad 23$$

$$x_1(t) = \sin(2\pi(f_0 + f_s)t) \quad 24$$

Оба сигнала дискретизируются с одной и той же частотой f_s :

$$x_1[n] = \sin\left(2\pi f_0 \frac{n}{f_s}\right) \quad 25$$

$$x_2[n] = \sin\left(2\pi(f_0 + f_s) \frac{n}{f_s}\right) = \sin\left(2\pi f_0 \frac{n}{f_s} + 2\pi n\right) = \sin\left(2\pi f_0 \frac{n}{f_s}\right) = x_1[n] \quad 26$$

Как видно, оба сигнала будут создавать одни и те же отсчёты.

Синусоидальные функции частот $\pm f_0 + nf_s$, $n \in \mathbb{Z}$, все создают одни и те же точки выборки при выборке с частотой дискретизации f_s . Следовательно, когда дискретизированная последовательность кажется соответствующей синусоиде с частотой f_0 , его также можно было бы получить из синусоиды с частотой $f_0 + nf_s$. Этот эффект, т. е. сопоставление разных частот с одними и теми же точками дискретизации, называется алиасингом.

Подводя итог, в обработке сигналов и смежных дисциплинах *алиасинг* — это наложение частотных компонентов в результате частоты дискретизации ниже частоты Найквиста. Это перекрытие приводит к искажению или артефактам, когда сигнал восстанавливается из выборки, что приводит к тому, что восстановленный сигнал отличается от исходного непрерывного сигнала.

Как можно заметить, при дискретизации сигнала, который содержит частоты выше половины частоты дискретизации, дискретизация отображает их на некоторые другие

частоты в пределах частоты Найквиста. Эти так называемые алиасы часто нежелательны, поскольку они не представляют исходный сигнал. Для этого используется антиалиасные фильтры (anti-aliasing filters) для фильтрации входного сигнала перед дискретизацией.

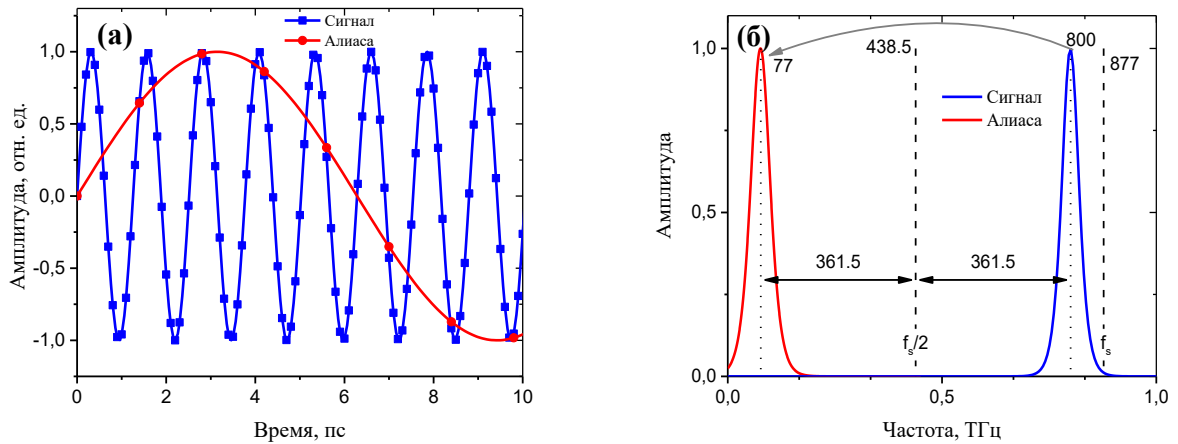


Рис. 4. Алиасинг во временной (а) и в частотной областях (б).

Антиалиасный фильтр — это в основном фильтр нижних частот с (идеальной) частотой среза $f_s/2$. Следовательно, он блокирует все частоты, которые могут создавать отображения в дискретизированном сигнале, до дискретизации сигнала. Соответственно, при применении такого фильтра происходит потеря информации о высоких частотах. Однако те же самые потери снова возникнут при дискретизации сигнала с частотой $f_s/2$, так как выходные частоты не могут быть однозначно сопоставлены с входными частотами из-за эффекта алиасинга.

Затем следует использовать подходящую реконструктивную фильтрацию при восстановлении дискретизированного сигнала в непрерывной области или при преобразовании сигнала с более низкой частоты дискретизации на более высокую.

На практике же антиалиасный фильтр обычно допускает возникновение некоторого наложения или ослабление или иное искажение некоторых внутриполосных частот, близких к пределу Найквиста. По этой причине во многих практических системах производится выборка с частотой выше, чем теоретически требуется для идеального фильтра, чтобы гарантировать, что все интересующие частоты могут быть восстановлены.

В случае ИТС мы записываем одну выборку данных в каждой позиции линии задержки, всего N выборок. Это дает нам сигнал с дискретной выборкой, где Δt представляет собой временной интервал между выборками.

Величина, обратная временному интервалу Δt и будет частотой дискретизации f_s . Для любого интервала дискретизации Δt существует частота f_N – частота Найквиста, определяемая формулой:

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t} \quad 27$$

Теорема отсчётов утверждает, что если непрерывная функция, выборка которой осуществляется с интервалом Δt , и известно, что полоса пропускания ограничена частотами, меньшими, чем f_N , то она полностью определяется своими выборками. С другой стороны, это означает, что если функция не ограничена частотами $-f_N < f < f_N$, вся спектральная плотность мощности на других частотах перемещается в этот диапазон. Это будет проявление алиасинга.

Любая частотная составляющая за пределами частотного диапазона $(-f_N, f_N)$ накладывается (ложно транслируется) в этот диапазон самой дискретизацией.

Этот эффект может создавать артефакты и искажения, которые приводят к ложной интерпретации измеренных спектров, если количество отсчётов в интервале измерения и, следовательно, частота Найквиста выбраны слишком маленькими (Рис. 4). Например, если высокочастотный синусоидальный сигнал недостаточно дискретизирован, он может выглядеть как низкочастотная синусоида или даже как постоянный сигнал в реконструированном представлении. Это может привести к неправильной интерпретации или неточному анализу сигнала.

Алиасинг также может возникать в импульсной терагерцовой спектроскопии при дискретизации высокочастотного сигнала. В ИТС генерируется терагерцовый импульс, который затем взаимодействует с исследуемым образцом. Прошедший или отраженный импульс затем измеряется с помощью системы детектирования. Измерение включает выборку терагерцового импульса через дискретные интервалы времени.

Алиасинг спектров в ИТС может произойти, когда частота дискретизации недостаточна для точного захвата высокочастотных компонентов терагерцового импульса. Согласно теореме дискретизации, чтобы избежать наложения спектров, частота дискретизации должна быть как минимум в два раза выше самой высокой частотной составляющей, присутствующей в сигнале.

В ИТС импульсы терагерцового диапазона часто имеют широкий частотный спектр, и захват всего спектра требует высокой частоты дискретизации. Если частота дискретизации слишком низкая, высокочастотные компоненты могут вернуться в более низкий частотный

диапазон, что приведет к алиасингу спектров. Алиасы могут исказить измеренный терагерцовый сигнал и внести артефакты, которые могут повлиять на точность спектроскопического анализа.

Чтобы снизить алиасинг в ИТС, важно использовать частоту дискретизации, которая выше, чем самая высокая интересующая частотная составляющая в терагерцовом импульсе. Это гарантирует, что дискретизированный сигнал точно представляет исходный сигнал без эффектов алиасинга. Кроме того, к системе детектирования можно применить сглаживающие фильтры, чтобы ослабить высокочастотные компоненты перед выборкой, что еще больше снижает риск алиасинга.

Тщательное рассмотрение частоты дискретизации и соответствующие меры по сглаживанию имеют решающее значение для получения точных и надежных результатов в импульсной терагерцовой спектроскопии.

Чтобы проиллюстрировать этот эффект на реальных терагерцовых данных, мы записали одну и ту же терагерцовую кривую с разными размерами шага Δt . Результаты показаны на Рис. 5. Черная кривая (Рис. 5) была записана с шагом 125 фс. Частота Найквиста в этом случае будет 4 ТГц. Тот же импульс был записан с шагом 250 фс (красная кривая, Рис. 5). Можно ясно увидеть, что небольшой скачок сместились около 2 ТГц. Это область, где более высокие частоты накладываются на низкие.

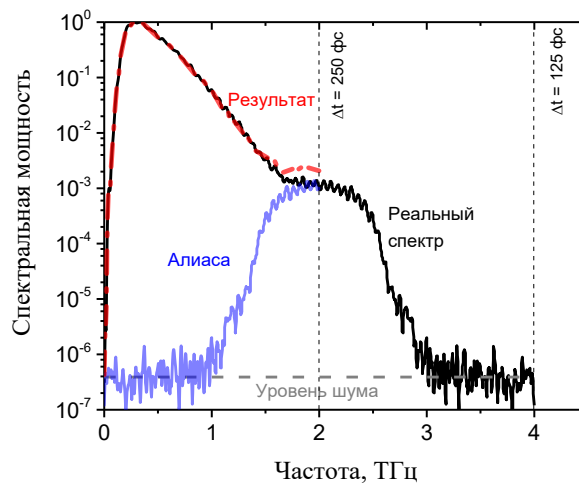


Рис. 5. Эффект алиасинга в ИТС в частотной области.

Этот пример хорошо демонстрирует важность выбора подходящей частоты дискретизации в ИТС для предотвращения наложения спектров и обеспечения точных спектральных измерений.

Это происходит всякий раз, когда сигнал, содержащий более высокие частоты, чем частота Найквиста, должен быть преобразован из аналогового в цифровой. Обычный способ подавления алиасинга состоит в том, чтобы устранить более высокие частоты с помощью аналогового низкочастотного фильтра перед аналого-цифровым преобразованием. В случае ИТС использование такого фильтра невозможно, поскольку записывается не зависящий от времени сигнал, а сигнал, зависящий от положения. Эффект алиасинга можно свести к минимуму, если позаботиться о том, чтобы уровень шума оставался низким во время измерения формы импульса, и чтобы частота дискретизации была по крайней мере в два раза выше, чем ожидаемая полоса пропускания в ТГц диапазоне. Или же разработать квазиоптические антиалиасные фильтры на основе частотно-избирательных поверхностей, этому будет посвящена глава 3.

1.4. Восстановление сигнала при детектировании с субдискретизацией

Другой метод аналогово – цифровой электроники, рассматриваемый в этой работе для применения в импульсной терагерцовой спектроскопии, это метод субдискретизации (англ. undersampling). Другие названия данного метода — гармоническая выборка, выборка супер-Найквиста и полосовая выборка. Субдискретизация происходит, когда частота дискретизации меньше заданного теоремой отсчётов критерия.

Субдискретизация описывается следующим образом: это метод, при котором производится выборка сигнала с полосовой фильтрацией с частотой дискретизации ниже его частоты Найквиста (вдвое выше верхней частоты среза), но при этом сохраняется возможность восстановления сигнала. При субдискретизации полосового сигнала отсчёты неотличимы от отсчётов низкочастотного алиасинга высокочастотного сигнала. Однако, поскольку частота дискретизации ниже, чем частота дискретизации Найквиста, взаимосвязь между входным сигналом с ограниченной полосой частот, поступающим на дискретизатор, и частотой дискретизации очень важна [30].

Выведем условия субдискретизации.

Если сигнал, спектральная плотность которого $S(\nu)$ равна нулю вне интервала $(\nu_c - B, \nu_c + B)$ для положительных частот и вне симметричного интервала $(-\nu_c - B, -\nu_c + B)$ для отрицательных частот (Рис. 6). Тогда:

$$S(\nu) = S^+(\nu) + S^-(\nu) \quad 28$$

Согласно теореме отсчётов, частота дискретизации f_s должна быть большей или равной $2(-\nu_c + B)$. Учитывая, что спектральная функция рассматриваемого сигнала равна нулю вне указанных интервалов, позволяет использовать частоту дискретизации f_s , значительно меньшую по сравнению с частотой f_c , определяемой теоремой отсчётов. Далее рассматриваются только положительные частоты, так как все результаты справедливы и для отрицательных частот.

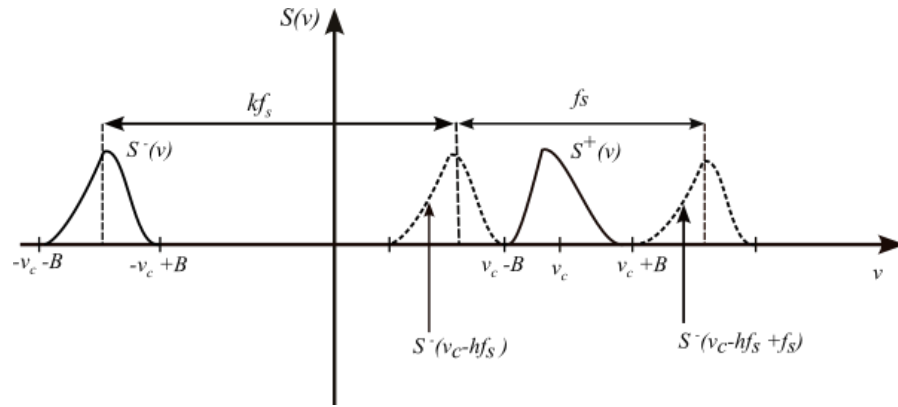


Рис. 6. Спектр дискретизированного сигнала.

Если допустить параллельный перенос спектра в интервалах $(0, v_c - B)$ и $(v_c + B, +\infty)$ при условии, что в спектре отсутствует даже частичное пересечение со спектром сигнала $S^+(v)$ до дискретизации (Рис. 6). Такой перенос спектра $S^-(v)$, примыкающего справа к $S^+(v)$, получается после $k+1$ переносов на расстояние f_s . Для переноса спектра $S(v)$, примыкающего слева к $S^+(v)$, требуется k переносов длиной f_s (Рис. 6). Если при переносах не происходит наложений, то спектры $S^-(v)$ и $S^+(v)$ изменяются. При восстановлении начального спектра $S(v)$ достаточно умножить получаемый после переносов спектр на сумму двух прямоугольных функций, отличных от нуля соответственно на интервалах $(-v_c - B, -v_c + B)$ и $(v_c - B, v_c + B)$. Число k является порядком субдискретизации. Для нахождения частоты дискретизации f_s необходимо условие: k и $k+1$ переносов $S^-(v)$ не дают пересечений с $S^+(v)$. Очевидно, если нет пересечений с $S^-(v)$, то пересечения со спектром отсутствуют везде. Пересечения отсутствуют, если выполняются следующие неравенства:

$$\begin{cases} -v_c + B + k f_s < v_c - B \\ -v_c - B + (k+1) f_s > v_c + B \end{cases} \quad 29$$

или

$$\begin{cases} k f_s < 2(v_c + B) \\ (k+1) f_s > 2(v_c - B) \end{cases} \quad 30$$

Отсюда следует:

$$\frac{2(v_c + B)}{k+1} < f_s < \frac{2(v_c - B)}{k} \quad 31$$

Таким образом субдискретизация будет возможна, когда:

$$\frac{(v_c + B)}{k+1} < \frac{2(v_c + B)}{k} \quad 32$$

Тогда:

$$k < \frac{(v_c - B)}{2B} \quad 33$$

Если неравенство (31) записать в виде:

$$\frac{(v_c/B)+1}{k+1} < \frac{f_s}{2B} < \frac{(v_c/B)-1}{k} \quad 34$$

Если ввести следующие обозначения:

$$\frac{v_c}{B} = f_c \quad 35$$

$$\frac{f_s}{2B} = F_s \quad 36$$

Следовательно, неравенство (34) примет вид:

$$\frac{f_c}{k+1} < F_s < \frac{f_c-1}{k} \quad 37$$

Тогда из выражения (37) следует, что $F_s = f_s/2B$ и находится между двумя прямыми:

$$\begin{cases} f_H = \frac{f_c-1}{k} \\ f_L = \frac{f_c+1}{k+1} \end{cases} \quad 38$$

Отсюда можно вывести неравенство для k :

$$1 < k < \frac{f_H}{f_H - f_L} \quad 39$$

Для всех зон, в которых можно выбирать f_s , выполнено неравенство $f_s > 4B$. Действительно, когда все переносы являются смежными, неравенство $f_s \geq 4B$ должно быть выполнено, поскольку протяженность спектра $S(\nu)$ равна $2B$.

Итак, зная центральную частоту ν_c и длину спектральной полосы $2B$ функций $S^-(\nu)$ и $S^+(\nu)$ и используя уравнение (38), можно построить все зоны, внутри которых расположены значения отношения $f_s/2B$ (Рис. 7) [33].

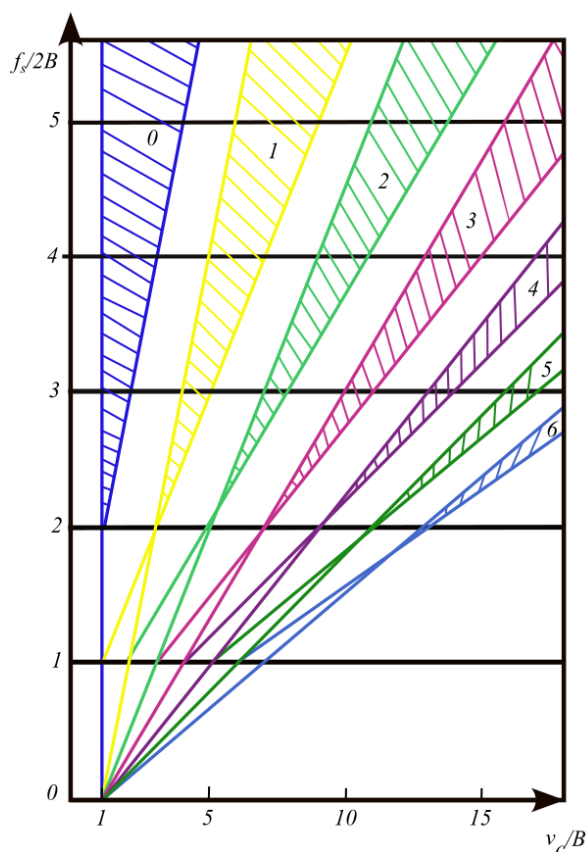


Рис. 7. Иллюстрация диапазонов допустимых значений субдискретизации.

Наибольший интерес представляет выбор минимально возможной частоты дискретизации. Такой выбор соответствует ординате выше значения $f_s/2B = 2$. Представляет также интерес максимально возможное увеличение порядка субдискретизации, так как это увеличение позволяет уменьшить число обрабатываемых дискретных значений сигнала [30].

Таким образом, можно сделать вывод, что наибольшее значение k , для которого выполняется условие (39), приводит к наименьшей возможной частоте дискретизации.

Использование теоремы отсчётов таким образом подходит для таких приложений, как приёмники беспроводной связи, радиолокационные приборы, акустические радары, инфракрасные приборы и видео. Но нами не было найдено ни одной работы, где этот рассматривался бы применительно к ИТС.

Субдискретизация в ИТС относится к практике дискретизации терагерцового сигнала с частотой, которая ниже частоты Найквиста, которая вдвое превышает самую высокую частотную составляющую, присутствующую в сигнале. Субдискретизация может быть преднамеренным выбором в определенных ситуациях, когда целью является захват ограниченного интересующего частотного диапазона или снижение требований к сбору и обработке данных. Однако, такой подход может привести к наложению спектров, то есть

сворачиванию высокочастотных компонентов в более низкие частоты, что приводит к искажению и вводящим в заблуждение измерениям.

Когда в ИТС производится субдискретизация, высокочастотные компоненты выше частоты Найквиста возвращаются в более низкий частотный диапазон, создавая артефакты наложения. Эти артефакты могут мешать точному анализу терагерцового спектра и ставить под угрозу интерпретацию свойств материала (Рис. 4, б).

В таком случае, чтобы смягчить эффекты субдискретизации и наложения спектров в ИТС, обычно рекомендуется производить выборку терагерцового сигнала с частотой выше частоты Найквиста. Это гарантирует, что полный частотный спектр захватывается точно без артефактов наложения.

Однако могут быть случаи, когда субдискретизация используется преднамеренно, например, когда интересующий частотный диапазон узок или когда возможности сбора и обработки данных ограничены. В таких случаях важно тщательно учитывать потенциальное влияние алиасинга и возникающих в результате искажений на анализ и интерпретацию измеренного терагерцового сигнала.

В целом, субдискретизация в ИТС — это компромисс между захватом ограниченного частотного диапазона и возможным появлением артефактов алиасинга.

Рассмотрим Рис. 4. Ось x – частота, а по оси y – амплитуда сигнала на каждой частоте.

В правильно выбранном сценарии, где частота дискретизации выше, чем частота Найквиста, график будет показывать плавное и точное представление частотных компонентов сигнала. Каждая частотная составляющая будет правильно расположена на графике в соответствии с ее фактической частотой.

Однако при субдискретизации на графике наблюдается алиасинг. Высокочастотные компоненты выше частоты Найквиста возвращаются в более низкий частотный диапазон, что может привести к перекрытию и вводящим в заблуждение представлениям частотного содержания сигнала.

Степень алиасинга и конкретные искажения на графике будут зависеть от частоты дискретизации и частотного диапазона терагерцового сигнала. Чем ниже частота дискретизации по сравнению с частотой Найквиста, тем более серьезными будут артефакты алиасинга.

ГЛАВА 2. ПРИМЕНЕНИЕ АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ИТС

2.1. Актуальность применения низкочастотной фильтрации в спектроскопии

Современные ИТС охватывают широкий диапазон частот от 50 ГГц до 6 ТГц [34,35], но для определенных задач требуется выделить только низкочастотную часть диапазона. Например, такими задачами являются исследование мягких мод в сегнетоэлектриках, частоты которых стремятся к нулю при температуре фазового перехода [36,37]; разработка приборов для телекоммуникационного диапазона 100 – 300 ГГц [38–40]; изучение растворов высокопоглощающих жидкостей [41]; создание и изучение метаструктур, включая датчики с характерными резонансами, расположенными в низкочастотной части ТГц – спектра [38,42–44] и другие применения. Чтобы можно было удовлетворить теореме Котельникова и детектировать ТГц-сигнал без искажений, требуется достаточно малое значение шага выборки Δt .

Использование сетчатых фильтров низких частот (ФНЧ) является относительно устоявшимся методом в спектроскопии, который был использован и рассмотрен в диапазоне дальнего ИК с Фурье-преобразованием.

Первые результаты по исследованию сетчатых фильтров были опубликованы в 1967 г [45–47]. В данной статье приводятся результаты исследований абстрактно – емкостных сеток (структур, дополняющих металлические сетки) для построения эффективных фильтров нижних частот, состоящих из 2, 3 и 4 емкостных сеток, для использования в дальнем ИК и субмиллиметровом диапазонах. Характеристики этих фильтров были рассчитаны с использованием их представлений эквивалентными цепями [47]. Хотя пропускание данных фильтров было довольно низкое (50–70%), четырехслойные сетки с разными геометрическими параметрами в одном фильтре существенно улучшили затухание в дифракционной области.

Sandhya Gupta и др. разработали фильтры, состоящие из многослойных металлических сеток, встроенных в гибкий полиамидный диэлектрик. В зависимости от периодической структуры металлических сеток фильтры имели либо простые высокочастотные, либо более сложные характеристики пропускания. Критические частоты фильтров зависят от пространственной периодичности металлических сеток и межслоевого разделения [48].

В работе M J Paul и др. [49] были предприняты шаги по созданию и использованию фильтров низких частот на основе кремния для блокировки нежелательного излучения на

частоте 3 ТГц для исследований CVD – плёнок и эпитаксиального графена. В других работах [50] применялся ФНЧ на основе плёнок (LFP 14.3–47, TYDEX) с высоким пропусканием (~95%) в выделенной области для блокировки рассеяния излучения накачки и стоксового излучения.

Iwao Hosako и др. предложили метод изготовления многослойных оптических интерференционных плёнок на германиевой подложке для использования в ТГц-диапазоне в качестве широкополосных антиотражающих и высокоотражающих покрытий, ФНЧ, фильтров высоких частот (ФВЧ) и полосовых фильтров, а также как поляризационные и неполяризационные светоделители. Был получен ФНЧ с волновым числом отсечки 140 см^{-1} (коэффициент пропускания 20% при 140 см^{-1} и 80% при 120 см^{-1}) [51].

В работе [52] разработали терагерцовый низкочастотный фильтр на основе технологии MEMS (Microelectromechanical systems). При каскадном расположении двух функциональных мета-слоёв (кремний и золотая фольга) был продемонстрирован отклик практически без потерь в нижней полосе пропускания и резкие характеристики подавления в высокочастотной полосе пропускания с крутым спадом 296 дБ/ТГц. Полоса пропускания такого фильтра легко настраивается путём масштабирования структурных параметров элементарной ячейки метаматериала. ФНЧ эффективно работает даже при наклонных углах падения, что делает его привлекательным для практического применения в обработке ТГц сигналов.

Ещё одно применение теоремы выборки было показано в [53], где данная теорема применялась как ограничитель для свёртки Рэля – Зоммерфельда и метода углового спектра, которые использовались в качестве наиболее распространённых методов для обратного распространения одночастотного компонента волнового фронта от плоскости регистрации к плоскости объекта.

В [54] указывается что, теорема Найквиста накладывает нежелательный побочный эффект: когда дискретная непрерывная функция не ограничена полосой пропускания меньше критической частоты Найквиста. Все спектральные плотности мощности вне интервала $(-v_c, v_c)$ ложно переводятся в интервал и любая частотная составляющая вне критического диапазона Найквиста $(-v_c, v_c)$ называется смещенной в интервал из-за дискретизации.

Eui Su Lee и др. разработали режекторный и низкочастотный фильтры на основе поверхностей TPPWG (Tapered Parallel-Plate Waveguides). Кроме того, был выполнен первый ФНЧ на основе нескольких стоп-полос Брэгга, используя различную ширину щели. Данный

ФНЧ имел частоту среза 0.78 ТГц, ширину перехода 68 ГГц на частоте среза и динамический диапазон 35 дБ на полосах пропускания [55].

Несмотря на большое количество исследований по разработке и применению сетчатых микроструктурных ФНЧ, частотные измерения подобных микроструктурных низкочастотных фильтров с непосредственным применением теоремы Котельникова в терагерцовой импульсной спектроскопии ранее не были продемонстрированы.

2.2. Описание и исследование характеристик низкочастотных квазиоптических фильтров

Данный подход был апробирован на системы ИТС в ИАиЭ СО РАН с использованием четырёх различных ФНЧ и двух полосовых фильтров (ППФ) с частотами $f_{max1}=156$ и $f_{max2}=376$ ГГц, служившими эталонами. Результаты сравнивались с данными, полученными на спектрометре на основе лампы обратной волны (BWO).

Подход заключается в использовании высокоэффективных микроструктурных ФНЧ для сужения частотной полосы ТГц-сигнала, с увеличением интервала дискретизации Δt . При этом если увеличивать время усреднения в каждой точке, то возможно значительно сократить время сканирования или увеличить отношения сигнал/шум (SNR).

Для исследования взяты фильтры низких частот (ФНЧ) с частотами среза (ГГц) 248, 503, 1018, 1682. Все описанные ФНЧ реализованы в виде многослойных плазмонных структур на основе метаповерхностей, полученных фотолитографическим методом. [56,57]. ФНЧ представляют собой интерференционные структуры, состоящие из 6 слоёв емкостных пластинчатых метаповерхностей, сложенных вместе на полипропиленовых подложках при помощи технологии горячего прессования (Рис. 8). ФНЧ обеспечивают внеполосовое ослабление на уровне -30 – 40 дБ выше частоты среза, которая расположена между 0.2 и 2 ТГц.

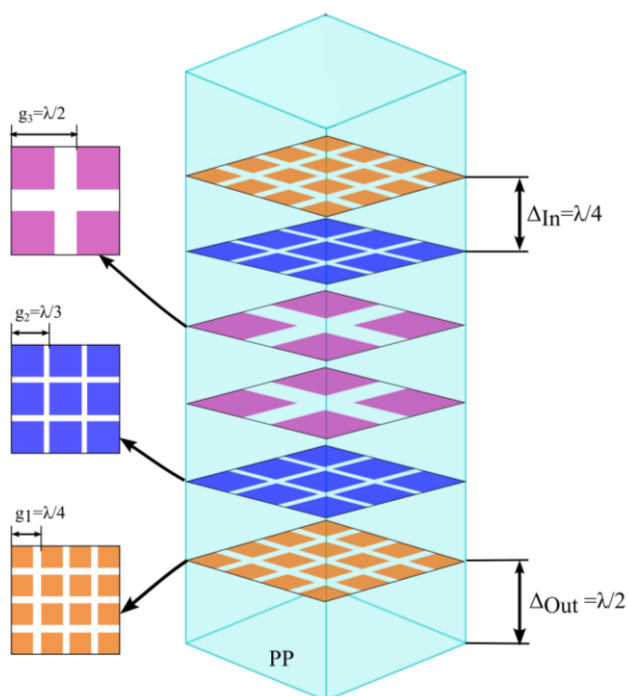


Рис. 8. Схема структуры низкочастотных фильтров.

Полипропилен (PP) выбран в качестве материала подложек ввиду его малых диэлектрических потерь ($tg\delta \cong 1 \cdot 10^{-3}$) и малой дисперсии в ТГц диапазоне ($n \cong 1.5$).

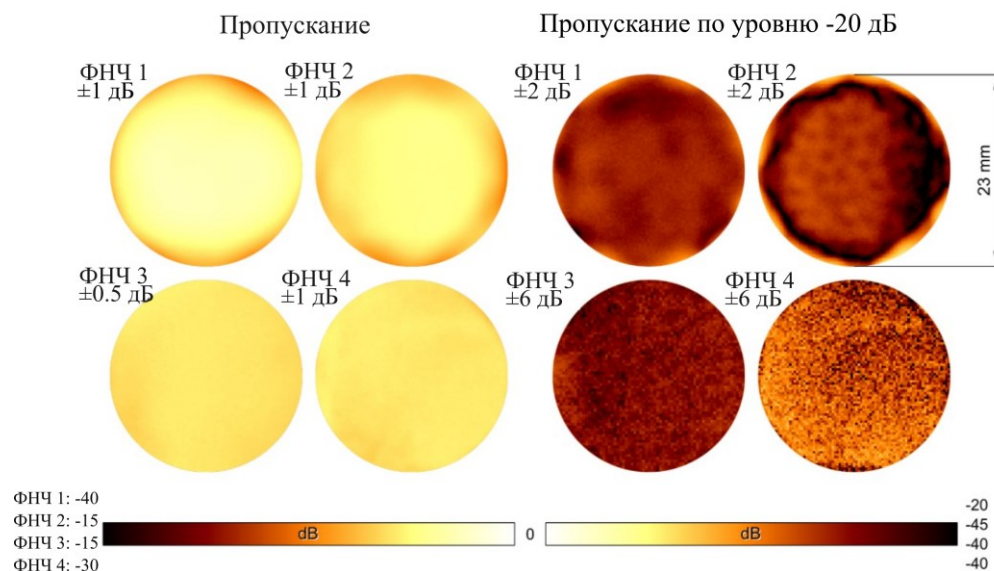


Рис. 9. 2D изображение неоднородности пропускания ФНЧ в области максимума пропускания (левая половина) и в окрестности частоты среза по уровню -20 дБ (правая половина).

Рис. 9 демонстрирует 2D изображение неоднородности пропускания ФНЧ в области максимума пропускания (левая половина) и в окрестности частоты среза по уровню -20 дБ (правая половина), которые указаны стрелочками на нижнем рисунке. Нормированные цветовые шкалы приведены ниже группы соответствующих изображений. Пределы нормировки подобраны таким образом, чтобы наглядно представить неоднородность пропускания. Измеренные пределы неоднородности по поверхности для каждого ФНЧ представлены под его названием. Изображения демонстрируют окрестность рабочей апертуры фильтров и были получены посредством x-y сканирования пропускания ТГц сигнала с шагом 0.25 мм в фокусе 25мм линз с фокусным расстоянием 50 мм на системе Menlo ASOPS с модулем для 2D imaging.

2.3. Описание и исследование спектральных характеристик полосовых пропускающих фильтров

В качестве эталонов использовались пропускающие полосовые фильтры (ППФ) с центральными частотами пропускания (ТГц) 156 (№1), 376 (№2) и шириной полосы ~12%, собранные из трёх и четырёх, соответственно, свободно стоящих медных фольг с прорезями в виде триполей и крестов (Рис. 10) [29]. Данные многослойные структуры имеют

конфигурацию мультиплексирования (слои наклонены относительно друг друга в различных плоскостях на угол до 5 градусов), обеспечивающую внеполосное подавление на уровне 40–50 дБ без паразитных пиков передачи, которые могут возникнуть из-за просачивания на частотах Фабри-Перо резонанса в случае плоско-параллельной конфигурации слоёв.



Рис. 10. Фотография изготовленных ППФ и схема их сеток.

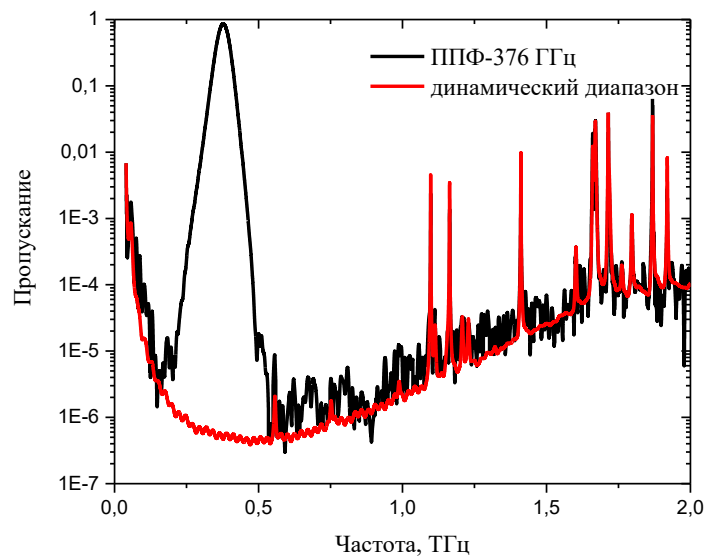


Рис. 11. Пропускание ППФ 376 ГГц

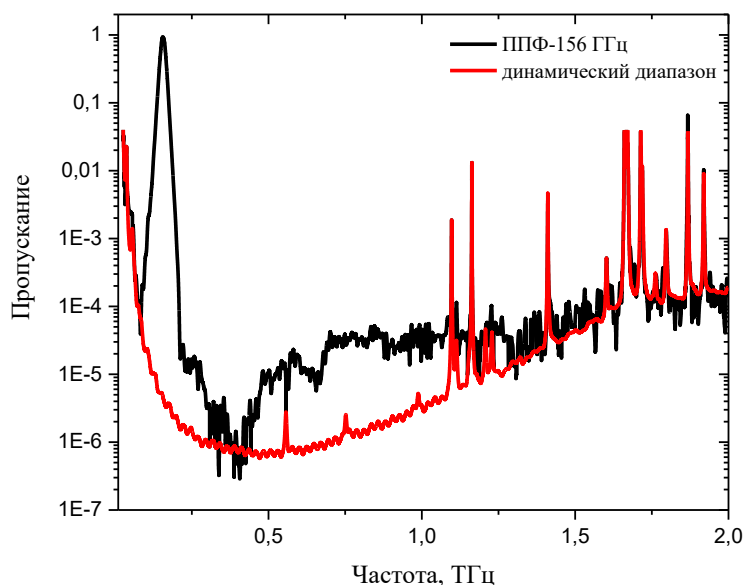


Рис. 12. Пропускание ППФ 156 ГГц

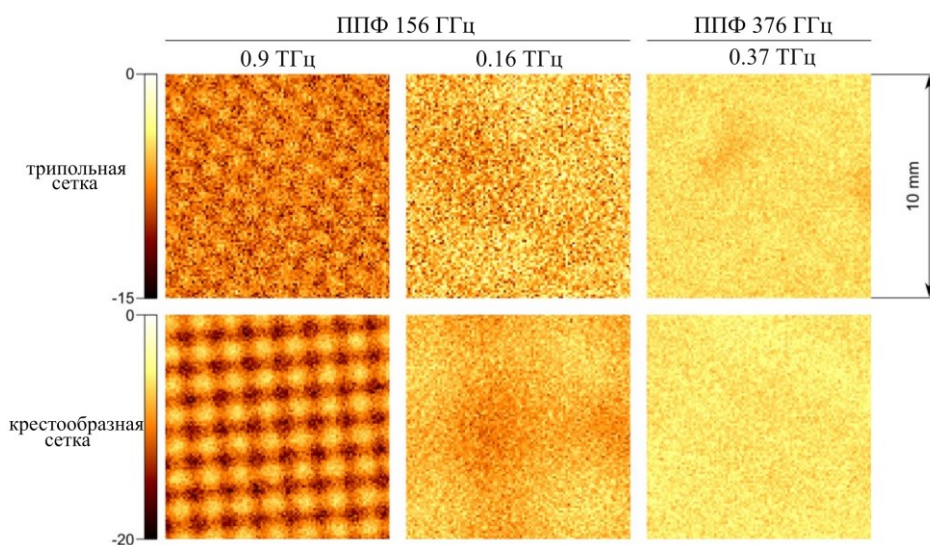


Рис. 13. 2D изображения однородности пропускания трипольных и крестовых сеток полосовых фильтров на 156 и 376 ГГц.

Рис. 13 показывает 2D изображения однородности пропускания трипольных и крестовых сеток полосовых фильтров на 156 и 376 ГГц. Изображение получено при сканировании площади 10 мм^2 с шагом 0.1 мм на той же установке, что и в предыдущем случае. Изображения сняты в окрестности максимум пропускания сеток. Для фильтра 156 ГГц также снята область 0.9 ТГц в которой, в отличие от фильтра 376 ГГц наблюдаются периодические структуры с периодом $\sim 1,4 \text{ мм}$. Цветовой диапазон на частот 0.9 ТГц

отдельно изображение для каждого изображения в д. Соответствующий контраст остальных изображений лежит в пределах 2 дБ.

2.4. Тестирование метода антиалиасной фильтрации в ИТС с помощью измерения эталонных полосовых пропускающих фильтров

Измерения ППФ осуществлялись при комнатной температуре на импульсном терагерцовом спектрометре (Рис. 1, Рис. 14).

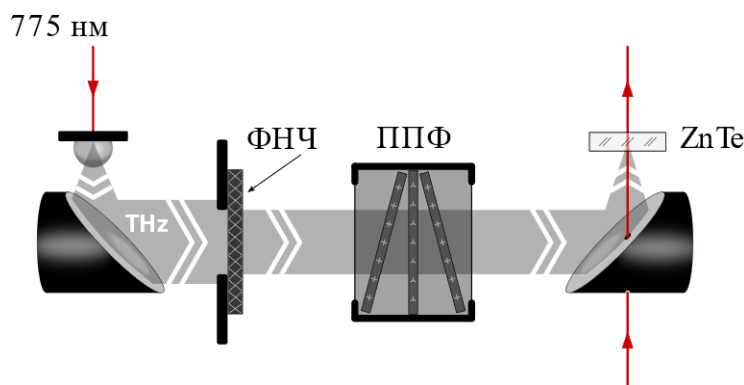


Рис. 14. Оптическая схема эксперимента. 1 – ТГц-генератор, 2 – ТГц-излучение, 3 – внеосевые параболические зеркала, 4 – диафрагма 16 мм, 5 – ФНЧ, 6 – ППФ, 7 – кристалл-детектор ТГц-излучения. Стрелки указывают направление распространения излучения.

Тестирование фильтров проводилось в коллимированном пучке вместе с диафрагмой круглой формы диаметром 16 мм, который был ограничен апертурой имеющихся ФНЧ. Диаметр прозрачной части ППФ составлял 75 мм. Диапазон дискретизации спектрометра, 120 пс, соответствует спектральному разрешению ~ 10 ГГц. Время усреднения в каждой точке составляло 0.21 с при постоянной времени усилителя 30 мс. Время измерения без фильтров составляло около 11 минут 12 секунд. Так как метод ИТС является дифференциальным, для получения свойств исследуемого материала требуются записи формы импульсов ТГц импульса вместе с образцом, в данном случае это – ППФ 156 ГГц и ППФ 376 ГГц, и без него (эталонный импульс).

На первом этапе измерены характеристики ФНЧ (Рис. 15) на ИТС без ППФ. В Таблица 1 показаны значения частот среза для сигнала на уровне, ГГц: 0.5 ($f_{0.5}$) и 0.01 ($f_{0.01}$). Шаг выборки Δt для каждого ФНЧ определялся с запасом с применением теоремы Котельникова - Уитакера – Шеннона. Частота Найквиста f_N для полученных шагов выборки Δt и отношение к шагу выборки $\Delta t_0=125$ фс представлены в таблице 1.

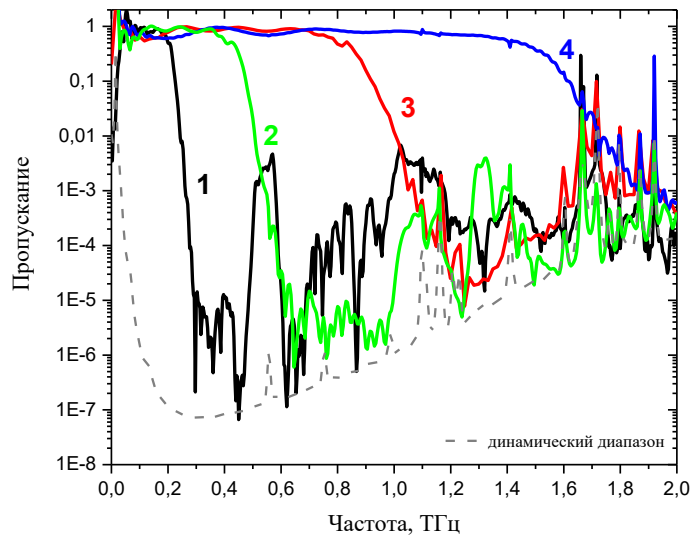


Рис. 15. Спектры пропускания исследуемых ФНЧ.

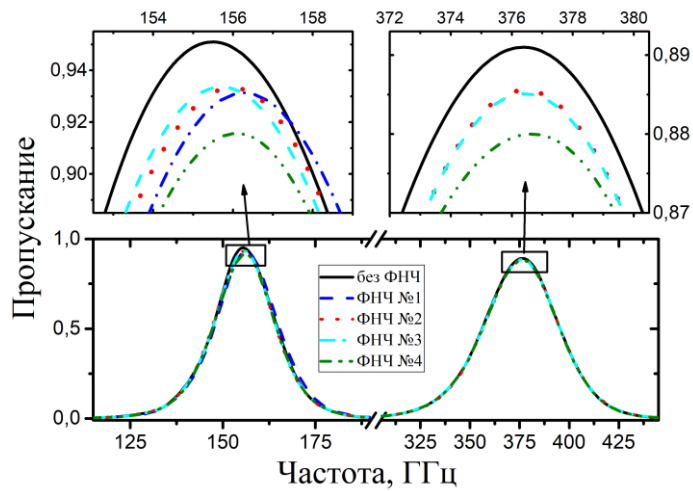


Рис. 16. Спектры пропускания ППФ 156 (слева) и 376 ГГц (справа). Нижние рисунки – обзорный вид, верхние – максимум пропускания в увеличенном масштабе.

Таблица 1. Характеристики ФНЧ

Фильтр, №	$f_{0.5}$ (ГГц)	$f_{0.01}$ (ГГц)	Δt (фс)	f_N (ГГц)	$\Delta t/\Delta t_0$
1	208	248	1500	333	12
2	434	503	750	666	6
3	845	1018	375	1333	3
4	1466	1682	250	2000	2
Без ФНЧ	—	—	125	4000	1

Характеристики ППФ, измеренные с различными ФНЧ представлены на Рис. 16. Контур единичной сетки ППФ несимметричный, т. к. он имеет провал пропускания в окрестности точки дифракции, которая располагается на высокочастотном краю. Различные сетки ППФ разработаны таким образом, чтобы минимизировать этот эффект, но тем не менее даже в пропускании готового фильтра (нескольких сеток) наблюдается некоторая асимметрия. Было определено, что ассиметричная функция Пирсона VII типа (split Pearson VII), которая независимо работает с правым и левым крылом контура, наилучшим образом аппроксимирует экспериментальные данные. В результате такой аппроксимации определены значения точек максимума пропускания ППФ, их частот (f_{max}), амплитуд (T_{max}) и полной ширины на уровне половинной амплитуды (полуширин) характеристик пропускания, которые представлены в таблице 2. Символом «±» отмечена погрешность аппроксимации (доверительный интервал 95%). Стоит отметить, что в случае ФНЧ №1 для 376-ГГц-ППФ данные отсутствуют, поскольку частота среза ФНЧ находится ниже полосы пропускания ППФ.

Таблица 2. Характеристики ППФ 156 ГГц и ППФ 376 ГГц с ФНЧ и без ФНЧ

ФНЧ №	156-ГГц-ППФ				376-ГГц-ППФ			
	f_{max} (ГГц)	T_{max} (%)	Полуширина		f_{max} (ГГц)	T_{max} (%)	Полуширина	
			(ГГц)	(%)			(ГГц)	(%)
Без ФНЧ	156,01±,01	94,49±,04	18,59±,02	11,92±,03	376,29±,02	89,13±,02	43,41±,03	11,54±,01
1	155,96±,02	92,57±,15	19,23±,02	12,33±,03	–	–	–	–
2	155,95±,01	93,08±,03	18,67±,01	11,97±,02	376,37±,02	88,47±,03	43,23±,04	11,50±,01
3	156,05±,01	92,89±,04	18,63±,02	11,94±,03	376,36±,03	88,51±,03	43,54±,05	11,57±,01
4	156,07±,01	91,10±,04	18,80±,02	12,05±,03	376,28±,02	88,17±,03	43,39±,04	11,53±,01
ЛОВ	156±,04	95,2±,4	17,5±,1	11,2±,02	376±,04	87,1±,4	44,2±,1	11,7±,03

На Рис. 16 (сверху) можно наблюдать, что доверительный интервал сокращается с уменьшением номера фильтра, т. е. с сокращением времени сканирования. Он составил от ±4% для измерения без ФНЧ до значения ±1%, что коррелирует с изменением амплитуды нормировочного сигнала от первого к четвёртому в серии измерений, это значит, что основной вклад в погрешность измерения даёт долговременной дрейф сигнала в нашем случае.

Полученные результаты соответствуют ожиданиям. Но на некоторых деталях стоит остановиться подробнее. Значения центральной частоты f_{max} , определённые с помощью аппроксимации, с хорошей точностью совпадают. Разброс этих значений для ППФ 156 ГГц находится в диапазоне ~0,1 ГГц. Для случая ППФ 376 ГГц разброс составляет приблизительно то же значение. Разброс измеренных на ИТС значений T_{max} , составивший 1% для 376 ГГц ППФ и около 4% для 156 ГГц ППФ. Это можно связать с отношением

сигнал/шум ТГц генератора, которое приблизительно в 2,5 раза больше для частоты 376 ГГц, чем для 156 ГГц. Для обоих случаев при измерении без ФНЧ T_{max} превышает значения, полученные с ФНЧ. Это может быть связано с влиянием долговременного дрейфа ТГц сигнала системы, поскольку время сканирования без ФНЧ превышает время с ФНЧ в 2 и более раз. Можно предположить, что по этой же причине не удалось показать снижение шума измерений при кратном $\Delta t/\Delta t_0$ увеличении константы интегрирования в каждой точке выборки. Предположительно, для этого требуется более тщательный контроль температуры и влажности в помещении.

ГЛАВА 3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ С СУБДИСКРЕТИЗАЦИЕЙ В ИТС

3.1. Актуальность применения узкополосных пропускающих фильтров в ИТС

В данной главе рассмотрен подход к созданию узкополосного квазиоптического фильтра, основанный на использовании эталона Фабри-Перо с сеточными рефлекторами. Такой фильтр сможет обеспечивать узкую полосу пропускания с последовательным совмещением с более широкополосным полосовым пропускающим фильтром (ППФ), выполненным на саморезонансных сетках и предназначенным для подавления высших резонансов эталона Фабри-Перо для обеспечения его монохроматичности [34,35].

Как уже упоминалось ранее, антиалиасные фильтры имеют повышенные требования к внеполосовому подавлению спектральных компонент сигнала и позволяют увеличить временной интервал дискретизации в системе детектирования ИТС, что в итоге значительно уменьшает время измерения или при его сохранении позволяет снизить шум за счёт большего накопления сигнала. Аналогичным образом в ИТС может быть применён метод субдискретизации [33], который ускоряет время измерения посредством ограничения спектра сигнала полосовым фильтром. То есть данный метод подобен предыдущему, но в противовес может работать со средними и высокими частотами сигнала.

В ИТС возможны два сценария применения метода субдискретизации. Первый – выделение в высокочастотной спектральной области сигнала узкой полосы, соответствующей окну прозрачности атмосферы [58]. Лини поглощения атмосферы в основном обусловлены вращательными и колебательно-вращательными модами молекулярного водяного пара. Их интенсивность значительно растёт в области выше частоты 1 ТГц, что вместе с падением динамического диапазона спектрометров осложняет проведение исследований методом ИТС на частотах выше 1.6 ТГц (Рис. 17). Герметичный бокс, продуваемый азотом, сухим воздухом или откачиваемый до вакуума, в который можно поместить ТГц спектрометр, может решить указанную проблему, связанную с поглощением ТГц излучения парами воды. Тем не менее для такого подхода необходимо дополнительное время на продувку/откачку, что в итоге повышает влияние долговременного дрейфа сигнала, а в определённых случаях не совместим с температурными измерениями, например, в случае установки в систему смещаемого криостата [39].

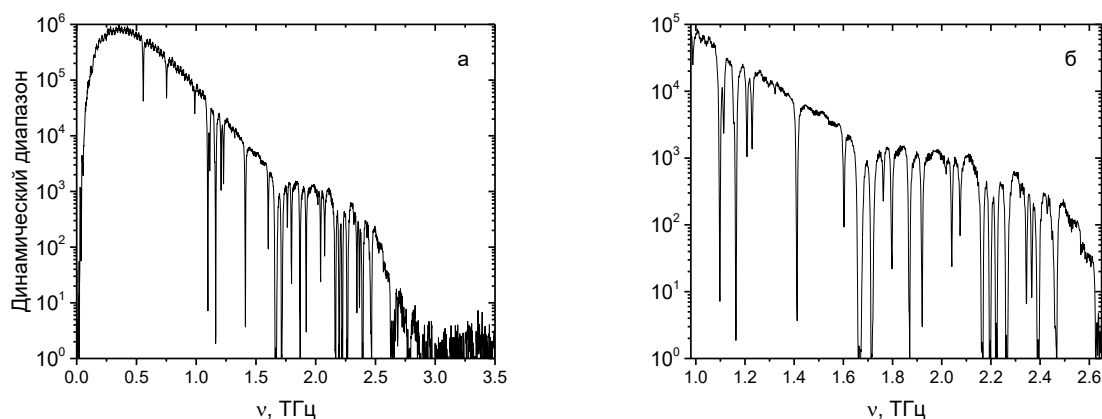


Рис. 17. Динамический диапазон ИТС, разработанного в ИАиЭ СО РАН: обзорный вид (а) и высокочастотная часть (б). Узкие линии подавления сигнала соответствуют линиям поглощения атмосферной влаги (H_2O).

Второй сценарий применения метода субдискретизации – исследование узкополосных резонансов. Такими резонансами обладают некоторые метаматериалы, используемые в качестве сенсоров, в том числе биомолекул [59]. Например, металлическая наноантенна, у которой резонансная частота близка к колебательной частоте интересующей молекулы. При попадании молекулы в область локального усиления поля наноантенной на спектральном контуре плазмонного резонанса последней появляется узкополосный пик пропускания, индуцированный молекулой. Это эффект – Фано-резонанса, и его обычно описывают через систему связанных осцилляторов наноантенна-молекула.

Также не исключён сценарий, сочетающий оба предыдущих. Например, одной из задач, для которой предполагается применение метода субдискретизации, является спектроскопия молекулярных газов.

В данной работе в качестве модельных образцов были выбраны:

1. газ монооксид углерода (CO). Поскольку молекула CO является симметричным волчком, её ТГц спектр поглощения состоит из ряда эквидистантных линий (Рис. 18). Благодаря этому свойству и доступности газа, он часто применяется для калибровки терагерцовых спектрометров [60].

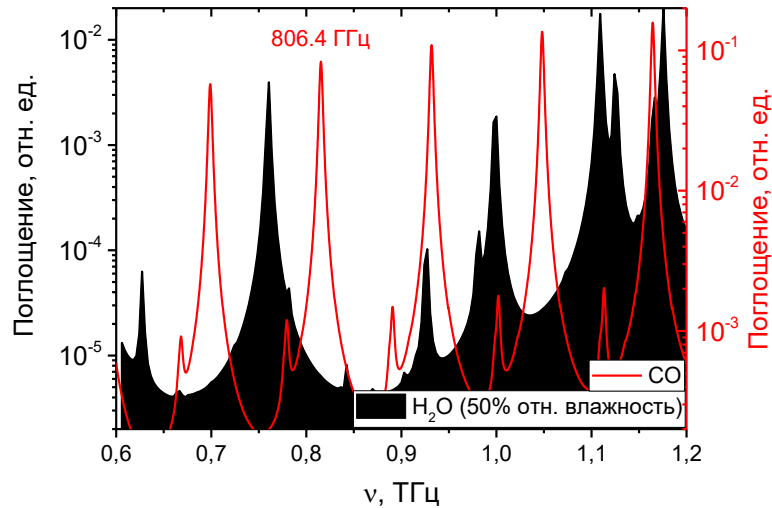


Рис. 18. ТГц спектр поглощения атмосферной влаги при относительной влажности 50% (черный) и спектр монооксида углерода (красный) из базы HITRAN [60].

2. Нарушение стехиометрии в кристалле КТР в окрестности 0.85 ТГц (Рис. 19) [61]. Из теории интерферометра Фабри-Перо известно, что при изменении угла падения излучения (41), будет меняться максимальное пропускание ФФП, будет нетрудно отстроить фильтр на искомое пиковое пропускание.

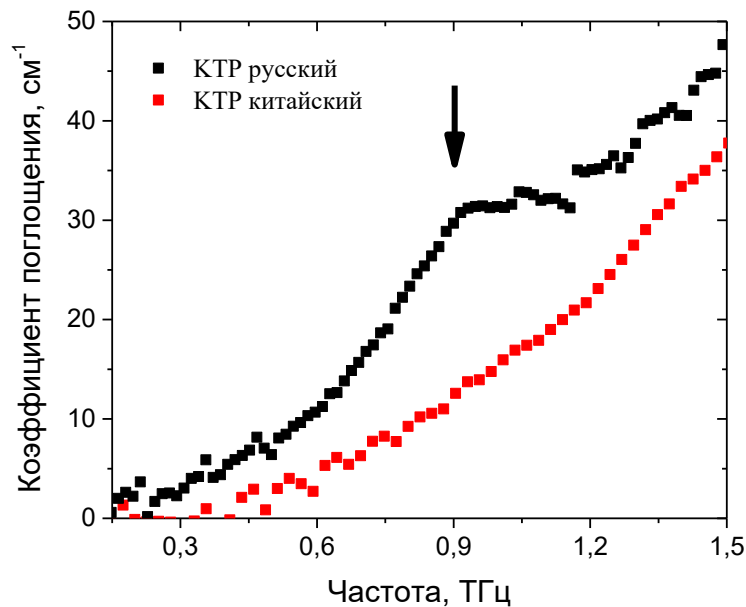


Рис. 19. Поглощение различных кристаллов КТР.

Для применения метода субдискретизации была выбрана линия CO с частотой в окрестности 806 ГГц. Это обусловлено следующим:

- выигрыш при применении метода субдискретизации тем больше, чем выше частота полосы, поскольку именно в более высоких частотах наблюдается повышенный шум ИТС;
- в окрестности 0.8 ТГц динамический диапазон спектрометра остается достаточным (на 2 порядка выше, чем на частотах выше 1.6 ТГц) для измерения сильных газовых линий. В свою очередь пропускание окон прозрачности атмосферы начинает значительно падать на более высоких частотах (свыше десяти раз на частоте в окрестности 1.15 ТГц относительно 0.85 ТГц).

Учитывая описанное выше, а также описание метода субдискретизации в главе 1, можно вывести следующие требования к разрабатываемому узкополосному пропускающему фильтру:

1. изначальной задачей ставилось – разработать фильтр для детектирования линии газа СО с максимальной частотой в окрестности 806 ГГц;
2. ширина на полувысоте этого пика (Рис. 18) составляет 30 ГГц, т.е. менее 4%, следовательно разрабатываемый фильтр должен иметь полосу пропускания не менее 4%
3. при этом, во всём остальном диапазоне не должно быть полезного сигнала

Целью данной главы является разработка узкополосного квазиоптического фильтра на основе частотно-избирательных поверхностей, предназначенного для реализации метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии. Важным замечанием здесь будет, что несмотря на существующий объём литературы по ИТС, не было найдено ни одной статьи, посвященной применению метода субдискретизации совместно с данным типом спектроскопии.

3.2. Разработка узкополосного пропускающего полосового фильтра на основе эталона Фабри-Перо

Технология моделирования и изготовления широкополосных ППФ с шириной на полувысоте 10–20% описывалась в [57,62,63]. ППФ состоит из нескольких сеток, обычно в количестве 4–6 шт. в зависимости от необходимых характеристик результирующей полосы пропускания, и обеспечивает высокое внеполосное подавление (3–6 порядков по мощности) вплоть до ближнего ИК диапазона. Каждая сетка представляет собой тонкую фольгу с регулярно-расположенными субволновыми резонансными щелевыми элементами дипольного типа (как правило, в форме поляризационно-нечувствительных крестов или трилистников), изготовленными фотолитографически. Подобные сетки также называются саморезонансными, поскольку работают на локализованном плазмонном резонансе, обусловленном возбуждением локальных стоячих волн на щелях сетки [57,64,65]. Последнее приводит к многократному усилению локального поля в области щелей и, как следствие, к близкому к единице пропусканию сетки на её резонансной частоте. Существенно, что резонансная длина волны частотно-избирательной поверхности (ЧИП) λ_{res} лежит выше точки возбуждения высших дифракционных гармоник, что обеспечивается условием:

$$\frac{g}{\lambda_{res}} < \frac{1}{1+\sin \theta} \quad 40$$

где g – эффективный латеральный период ячеек ЧИП, θ – угол падения. В случае $g \ll \lambda_{res}$ для ЧИП используется термин «метасurface» [66,67].

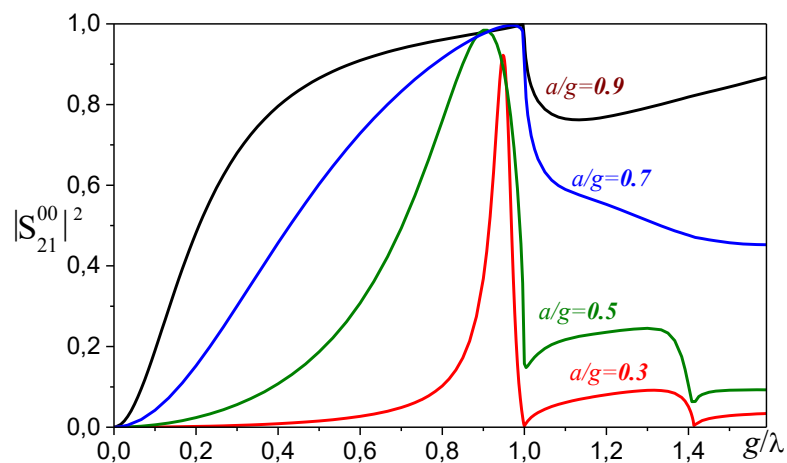


Рис. 20. График смоделированного в Ansys HFSS спектрального пропускания основной моды Флоке для одиночных тонких сеток без подложки с топологией квадратной ячейки при различных значениях коэффициента заполнения a/g .

Наиболее важный режим работы ЧИП касается частот ниже начала дифракционных лепестков, когда при возбуждении плоской волны распространяются только основные моды отражения и пропускания: $v < v_{diff}$, где $v = g/\lambda$, $v_{diff} = 1/[1 + \sin\theta]$, λ —, длина волны. Обычно субволновые металлические сетки (в зарубежной литературе metal mesh structures, MMS) рассматриваются как набор $\{L_i-C_i-R_i\}$ -элементов с сосредоточенными параметрами, заданных геометрией структуры, которые могут быть спроектированы для обеспечения любого желаемого резонансного LCR-отклика (Рис. 20).

По сравнению с фильтрами на основе MMS с $g \sim (0,3-1)\lambda_{res}$, многослойные ЧИП разрабатываются при $g \ll \lambda_{res}$, что позволяет описывать их в терминах эффективной диэлектрической проницаемости, которой можно должным образом управлять через топологию самих структур [42].

Как будет показано ниже, для реализации метода субдискретизации ширина полосы пропускания фильтра должна составлять менее 4%. Важно отметить, что ширина полосы фильтрации одиночной ЧИП, входящей в состав ППФ, убывает с уменьшением ширины щелей по квазилинейному закону [68,69], что, на первый взгляд, позволяет соответствующим образом изменить дизайн ЧИП для необходимого сужения ширины полосы многосеточного фильтра. Однако, предыдущие исследования показали, что пиковое пропускание ППФ быстро деградирует при сужении отверстий ЧИП, что обусловлено двумя факторами:

- быстрым возрастанием омических потерь в сетках на частоте резонанса;
- рассогласованием импеданса сетки и свободного пространства, приводящего в случае узких щелей к резкому возрастанию коэффициента отражения.

Эти факторы позволяют сделать вывод, что уменьшение ширины полосы ППФ ниже 10% не является целесообразным при создании ППФ с высоким (>85%) коэффициентом пропускания в максимуме, а оптимальным решением получения свободного от внеполосовых гармонических резонансов узкополосного фильтра с шириной полосы в несколько процентов является интеграция ППФ с узкополосным фильтром Фабри-Перо (ФФП).

ФФП представляет собой открытый квазиоптический резонатор, сформированный двумя плоскопараллельными отражателями, имеющими высокие коэффициенты отражения ρ_1, ρ_2 (Рис. 21). ФФП является вариантом многолучевого интерферометра Фабри-Перо [70], отличия лишь в том, что первый работает на плоскопараллельном волновом пучке без непосредственного образования пространственной интерференционной картины. В том

случае, когда расстояние между зеркалами ФФП строго фиксировано и не может механически варьироваться, для фильтра используют термин «эталон Фабри-Перо».

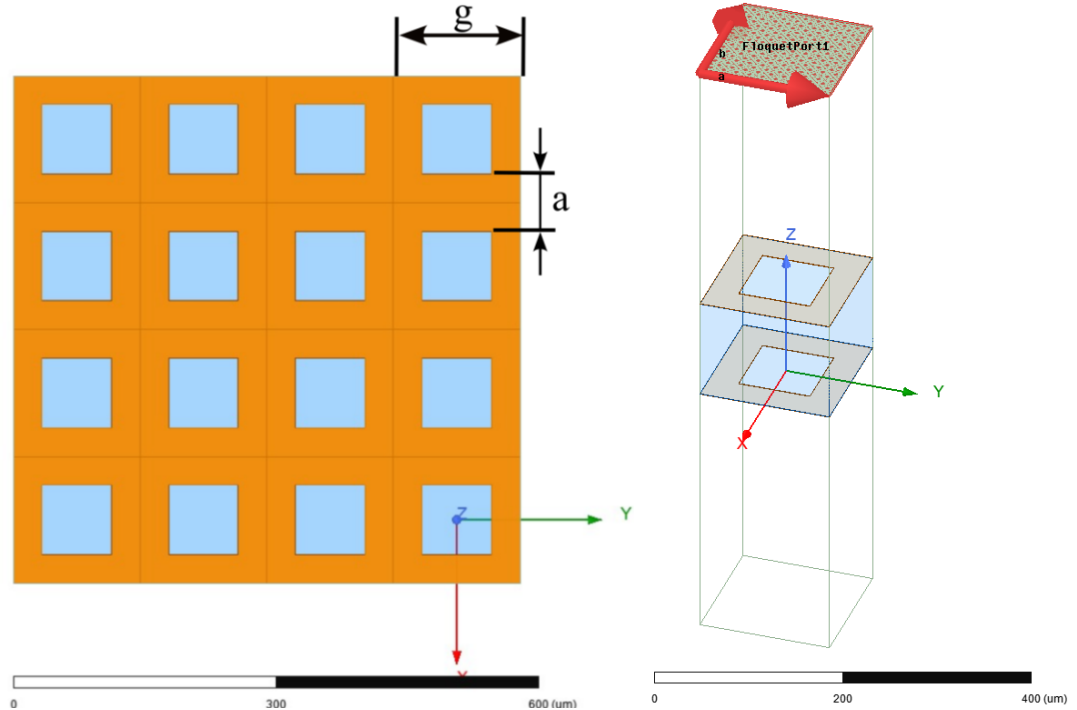


Рис. 21. Периодическая структура фильтра Фабри-Перо с металлическими сеточными отражателями (показаны оранжевым цветом), разделенными диэлектрическим слоем (показан голубым): слева — 2D вид сверху, справа — в изометрической проекции с указанием порта Флоке. g – латеральный период сетки, a – ширина металлических перемычек между ячейками.

Как следует из теории ФФП [70], двухзеркальная система имеет пиковое пропускание на длинах волн λ_m^{max} , соответствующих условию конструктивной интерференции соседних лучей (парциальных волн), образующихся в результате деления основной волны при последовательном отражении от зеркал:

$$4\pi \frac{nL}{\lambda_m^{max}} \cos(\theta) - (\varphi_1 - \varphi_{12}) = 2\pi m \quad 41$$

где m – порядок интерференции; L и n – расстояние и показатель преломления среды между зеркалами, соответственно, θ – угол падения излучения, отсчитываемый от нормали; $\varphi_1 = Arg(\rho_1)$, $\varphi_2 = Arg(\rho_2)$ – фазы коэффициентов отражения зеркал, которые в общем случае не равны $\pm\pi$.

Для фиксированного интерференционного порядка m относительная ширина полосы фильтрации ФФП быстро убывает с ростом амплитудных коэффициентов отражения зеркал ρ_1, ρ_2 , согласно формуле:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^{max} \frac{\Re}{m\pi + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}}} \quad 42$$

где, $\Re = (1 - |\rho_1||\rho_2|)/\sqrt{|\rho_1||\rho_2|}$. При этом пропускание в максимуме зависит также от амплитудных коэффициентов пропускания зеркал τ_1, τ_2 ,

$$T_{max} = \frac{|\tau_1|^2 |\tau_2|^2}{(1 - |\rho_1||\rho_2|)^2} \quad 43$$

Нужно отметить, что в оптическом диапазоне длин волн в качестве зеркал ФФП используются отражательные металлические или многослойные диэлектрические покрытия [71], для которых коэффициент поглощения A относительно мал: $A_i = 1 - |\tau_i|^2 - |\rho_i|^2 \ll 1$. В этом случае, можно показать на основе соотношения (10), величина T_{max} может быть обеспечена на приемлемом для практики уровне, составляя десятки процентов. Напротив, при переходе в дальний ИК или ТГц диапазоны, для которых создание многослойных диэлектрических покрытий представляет сложную технологическую задачу ввиду большой рабочей длины волны (десятки и сотни мкм), применение отражателей на основе металлических плёнок сталкивается с принципиальной трудностью: ввиду высокой отражательной способности пленок в указанной области спектра, уменьшение их толщины для достижения приемлемого коэффициента пропускания зеркал ФФП приводит к резкому увеличению омических потерь в металлическом слое [71,72] и, как следствие, резкому падению значения T_{max} . Решение данной проблемы заключается в замене сплошных отражательных плёнок на перфорированные. Действительно, при использовании высокопроводящего металлического слоя с толщиной больше толщины скин-слоя его коэффициент поглощения может быть обеспечен на уровне $\sim 1\%$ и меньше, в то время как необходимый уровень прозрачности хорошо реализуется путём создания в металлическом слое сквозных отверстий с заданным коэффициентом заполнения металлом, то есть в результате превращения сплошного металлического слоя в сетку. Во избежание дифракционных потерь при произвольном угле падения излучения на сетку ($\theta = 0 \div \pi/2$) латеральный период расположения ячеек квадратной сетки g должен быть вдвое меньше длины волны, как это следует из приведенного условия дифракционной однододовости (40): $g/\lambda_{res} < 1/2$.

Описанная идея субволновой металлической сетки, как перфорированного отражателя ФФП с малым коэффициентом поглощения, на практике оказалась очень плодотворной. Данный подход был изложен еще в 50-х годах XX века [73] и впоследствии получил своё инструментальное развитие в работах различных исследовательских групп при создании квазиоптической аппаратуры для спектральных измерений от дальнего ИК диапазона до

миллиметровых волн [74]. Стоит подчеркнуть, что сеточные рефлекторы являются разновидностью ЧИП. Как правило, геометрия отверстий в таких рефлекторах выбирается круглой или квадратной, что обеспечивает отсутствие локализованных плазмонных резонансов вплоть до точки дифракции. АЧХ пропускания подобных сеток – плавно возрастающая (в длинноволновом пределе квадратично) функция, что является необходимым критерием для сохранения селективных характеристик ФФП в пределах его рабочей полосы.

В данной работе расчёт и оптимизация ФФП выполнены с использованием коммерческого пакета 3-мерного электродинамического моделирования ANSYS® HFSS R19. Данный пакет является хорошо известным программным продуктом класса “3D Full Wave Analysis”, использующий метод конечных элементов для численного интегрирования уравнений Максвелла в частотной области. При моделировании ФФП как регулярно-периодической структуры использован режим портов Флоке с периодическими граничными условиями (“Master-Slave” Boundary Conditions), применяемыми к элементарной ячейке ФФП (Рис. 21).

Порты Флоке в ANSYS® HFSS используются с планарно-периодическими структурами. В данном случае разрабатываемая модель является частотно-избирательной поверхностью, тогда её можно идеализировать как бесконечно большую. Далее анализ бесконечной структуры осуществляется путём анализа только элементарной ячейки, как показано на Рис. 21 (справа). Связанные границы образуют боковые стенки элементарной ячейки, но, кроме того, требуется граничное условие для учёта бесконечного пространства сверху, для этой цели и предназначены порты Флоке.

По сути, моды Флоке представляют собой плоские волны, направление распространения которых определяется частотой, фазировкой и геометрией периодической структуры. Точно так же, как волны в режиме Wave, моды Флоке также имеют постоянные распространения и испытывают отсечку на низких частотах. При наличии порта Флоке решение HFSS включает модальную декомпозицию, которая даёт дополнительную информацию о характеристиках моделируемой структуры. Как и в случае портов Wave, эта информация представлена в виде S-матрицы, связывающей между собой моды Флоке.

При моделировании порт Флоке – это часть пространства, ограниченная вертикальными стенками, на которые установлены периодические граничные условия. Для прямоугольного порта Флоке составляющие поля E , H при $Z > 0$ имеют следующий вид:

$$E(x, y, z) = \sum_n \sum_m a_{n,m} \exp(-i\kappa_n x - i\beta_m y - \gamma_{n,m} z) \quad 44$$

где

$$\kappa_n = \kappa_0 + 2\pi n/L_x \quad 45$$

$$\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/L_y \quad 46$$

$$\gamma_{n,m} = \sqrt{k^2 - \kappa_n^2 - \beta_m^2} \quad 47$$

$L_{x,y}$ – периоды повторения структуры по осям X и Y , значение $a_{n,m}$ – амплитуды n , m гармоник, k – волновое число; κ_0 , β_0 определяются падающим полем, которое имеет вид плоской волны:

$$\kappa_0 = k \sin \theta \cos \varphi \quad 48$$

$$\beta_0 = k \sin \theta \sin \varphi \quad 49$$

θ – меридиональный угол падения плоской волны, φ – азимутальный угол.

Ряд (44) называется разложением поля по гармоникам Флоке в теории периодических структур. Можно увидеть, что гармоника Флоке с нулевыми индексами $n = m = 0$, которую часто называют основной гармоникой, имеет структуру поля, совпадающую с полем падающей волны.

В нашем случае выбрана простая квадратная геометрия частотно-избирательной поверхности, поэтому поле в ней описывается отраженной и преломленной волнами. Высшие гармоники Флоке не возбуждаются. Таким образом, применение периодических граничных условий для анализа границы раздела двух сред оправданно тем, что отраженная и преломленная волны описываются основными гармониками Флоке, а гармоники высших порядков не возбуждаются. [75,76].

Порты Флоке располагались на расстоянии равном удвоенному латеральному периоду ячейки структуры ($2g$) сверху и снизу от её поверхностей по нормали к оси Z . Таким образом порты Флоке расположены в дальней зоне, что минимизирует влияния ближнего поля сеток на сами порты, тогда параметры пропускания и отражения для двух сеток совпадают с высокой точностью. Если же порты Флоке расположены достаточно близко к структуре, то можно наблюдать неточность при расчёте, в данном случае наблюдается падение пропускания при приближении портов на расстояние $0.3g$ (Рис. 22), в то время как даже при значении $0.4g$ сохраняется высокая точность расчётов.

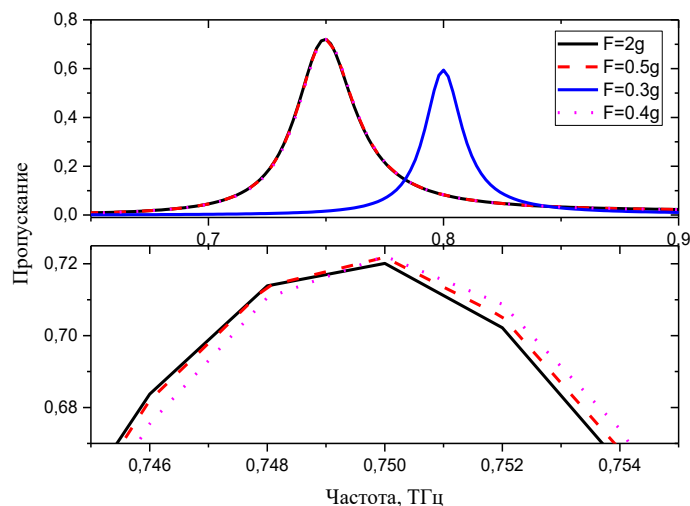


Рис. 22. Влияние расстояния установки портов Флоке на пропускание ФФП, F – расстояние от портов Флоке до сетки.

В качестве базового дизайна сеток использована «классическая» геометрия квадратно-упакованных ячеек с отверстиями квадратной формы (Рис. 21). Сеточные рефлекторы предполагались размещенными на поверхности полипропиленовой (ПП) плёнки, обеспечивающей фиксацию зазора между сетками и имеющей низкий тангенс диэлектрических потерь. Комплексная диэлектрическая проницаемость ПП задавалась равной $\epsilon = 2.28 \cdot (1 - j \cdot 10^{-3})$, проводимость и толщина металла сеток – $1.5 \cdot 10^7$ Ом/м и 0.4 мкм, соответственно. Толщина ПП пленки задавалась в окрестности 120 мкм, что связано с доступными образцами плёнок и близостью данного значения к длине волны λ_0^{max} фундаментального резонанса ФФП, который по условию задачи должен совпадать с длиной волны излучения 372 мкм, соответствующей частоте 806 ГГц:

$$L \approx \frac{\lambda_0^{max}}{2n}, \quad 50$$

где $n = \text{Re} \sqrt{\epsilon}$. Соотношение (50) получено из (41) для $m = 0$, с учётом того, что в длинноволновом приближении $\varphi_1 = \varphi_2 \approx \pi$.

На первом этапе были проведены предварительные поисковые расчёты для различного отношения параметров a/g в диапазоне от 0.1 до 0.8. При фиксированном отношении a/g , моделировались спектры пропускания ФФП при значении $g = p \times v_0^{max}$, где параметр p принимал значения от 0.1 до 0.5 с шагом 0.1. Характерный вид некоторых полученных кривых представлен на Рис. 23.

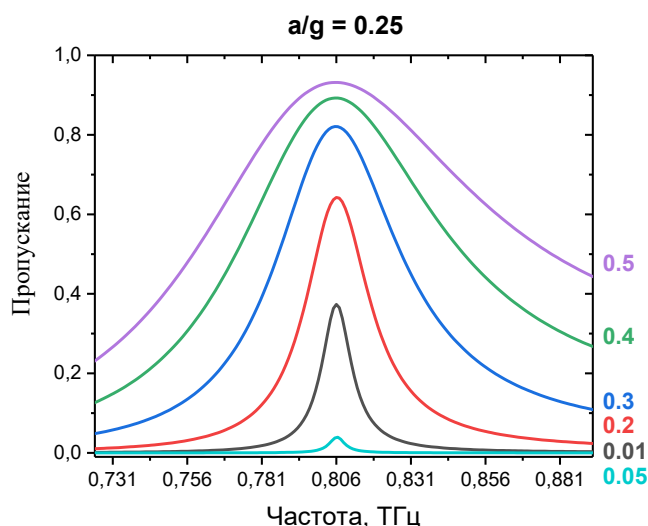


Рис. 23. Пропускание структуры, представленной на Рис. 21 с различными значениями параметров $g = p \times \lambda_0^{max}$, где $a/g = 0.4$. Значение параметра p указано сверху для каждой кривой соответствующим цветом.

Далее, чтобы определить оптимальный диапазон значений геометрических параметров структуры, соответствующий поставленной задаче, был произведён анализ полученных кривых и построены зависимости амплитуд (максимума пропускания, T_{max}) и относительных ширин резонансов ($\frac{\Delta\nu}{\nu_{max}} = FWHM$) от параметра p . В результате было определено, что оптимальные значения для поставленной задачи лежат в окрестности $a/g = 0.5$, поэтому на втором этапе был дополнительно проведён более детальный расчёт для диапазона значений a/g от 0.4 до 0.6 (Рис. 24). Ввиду большого объёма полученных данных здесь приведены только результаты, полученные на втором этапе.

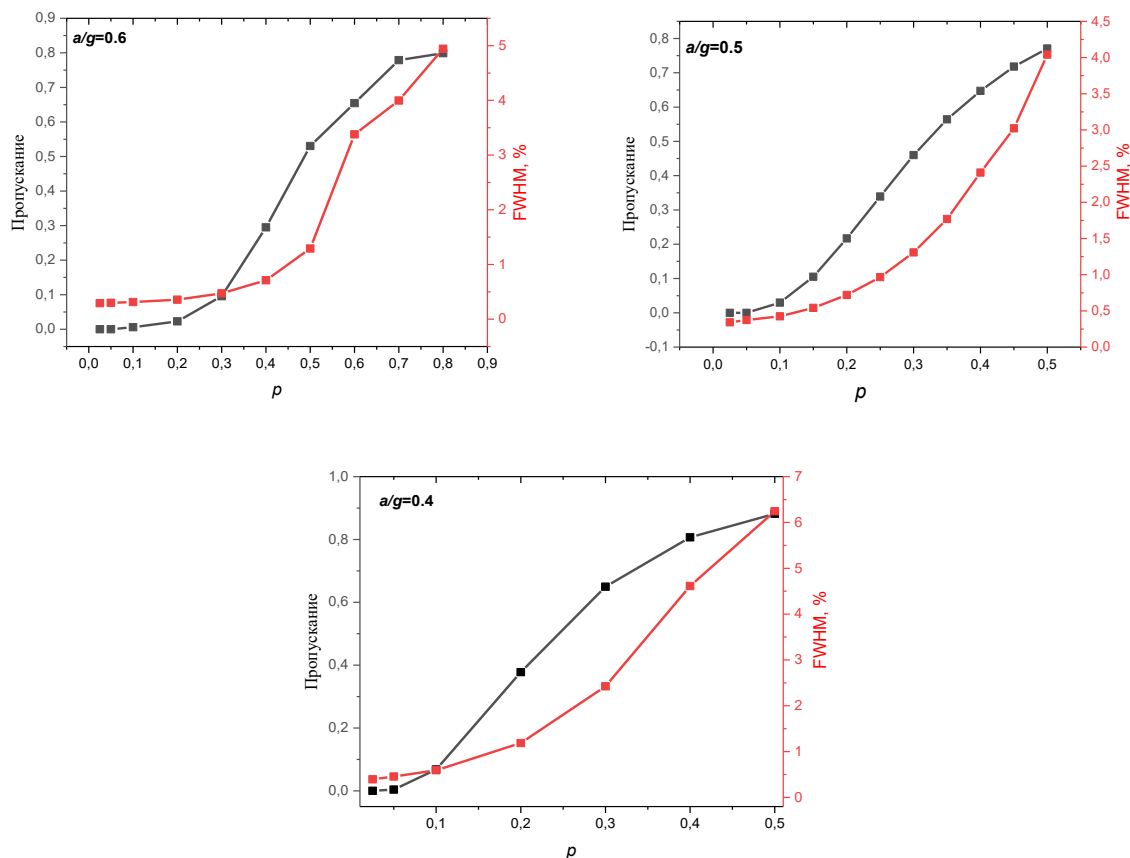


Рис. 24. Зависимость амплитуды пропускания и ширины на полувысоте пика ФФП от значения периода структуры, выраженного через параметр p , для различных отношений параметров a/g .

На следующем этапе для более точного определения параметров a/g и p для ширины пропускания 4% и 2% были построены графики следующим образом. Для полученных значений FWHM были выделены линии для ширины пропускания 2% и 4% и построены графики $FWHM(p, a/g)$. Подобные графики были построены для пропускания $T(p, a/g)$.

Чтобы определить оптимальный диапазон значений геометрических параметров структуры g и a , соответствующих поставленной задаче (достижение целевой ширины фильтра при максимально возможном пропускании), был проведен последовательный анализ полученных спектров пропускания структур и построены карты значений амплитуды максимума пропускания T_{max} и относительной ширины на полувысоте контура пропускания FWHM от параметров p и a/g . В среде Python был написан соответствующий код для решения поставленной задачи. В основе вычислений – функция интерполяции для двумерного сплайна `scipy.interpolate.BivariateSpline`, которая описывает сплайн $s(x, y)$ степеней k_x и k_y на прямоугольнике $[x_b, x_e] * [y_b, y_e]$, рассчитанный по заданному набору точек данных (x, y, z) , показан на Рис. 25 - Рис. 26.

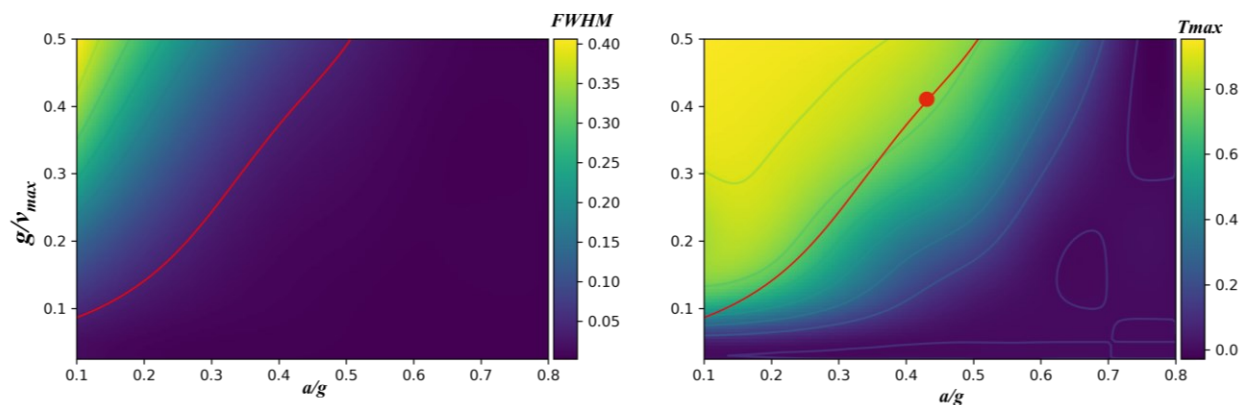


Рис. 25. Интерполированная карта значений $FWHM$ (слева) и T_{max} . Красным выделен контур, соответствующий значению $FWHM = 4\%$.

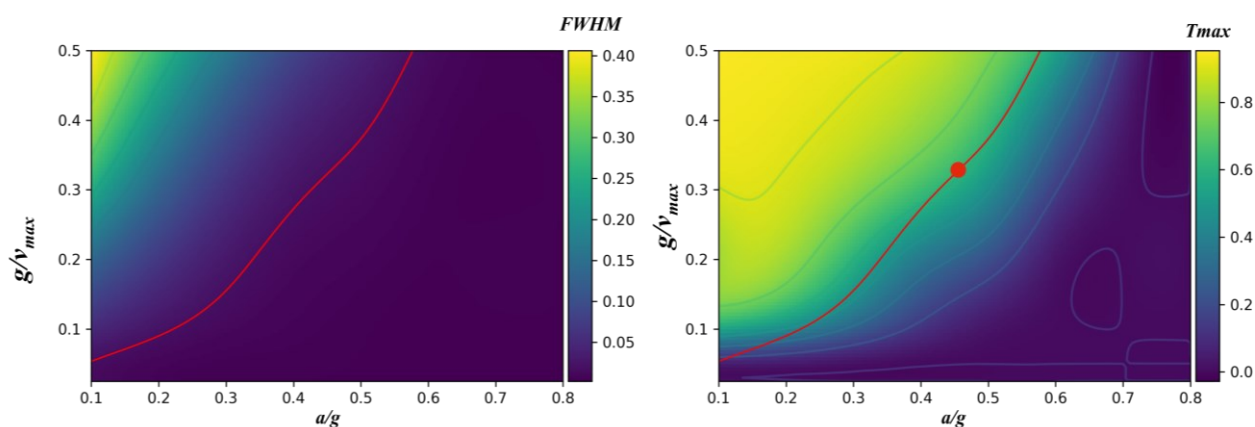


Рис. 26. Интерполированная карта значений $FWHM$ (слева) и T_{max} . Красным выделен контур, соответствующий значению $FWHM = 2\%$.

Далее на карте полуширины фильтра (слева) выделялся контур, соответствующий заданному значению $FWHM=4\%$ или 2% , и переносился на карту значений пропускания (справа). Код программы определял пересечение этого контура с поверхностью производил «развертку», т. е. при движении вдоль выделенного контура, определял значения пропускания. Полученный график представлен на Рис. 27.

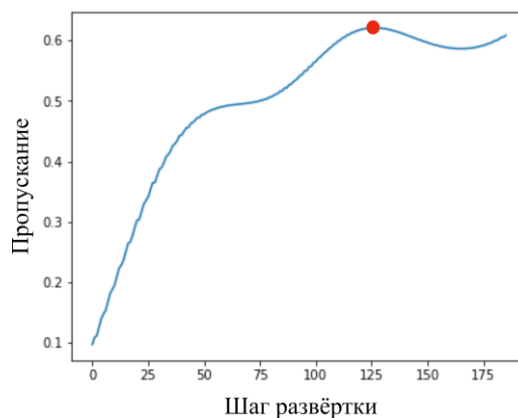


Рис. 27. «Развертка» значения параметра T_{\max} вдоль контура, соответствующего значению $FWHM = 2\%$.

На полученной кривой определялся максимум значения и определялись соответствующие ему точные значения параметров геометрии структуры:

для $FWHM = 2\%$ $a/g = 0,455$ и $p = 0,327$, где $a = 32,36$ мкм, $g = 85,36$ мкм;

для $FWHM = 4\%$ $a/g = 0,430$ и $p = 0,407$, где $a = 29,75$ мкм, $g = 108,63$ мкм.

После было проведено численное моделирование пропускания ФФП с полученными параметрами (Рис. 28).

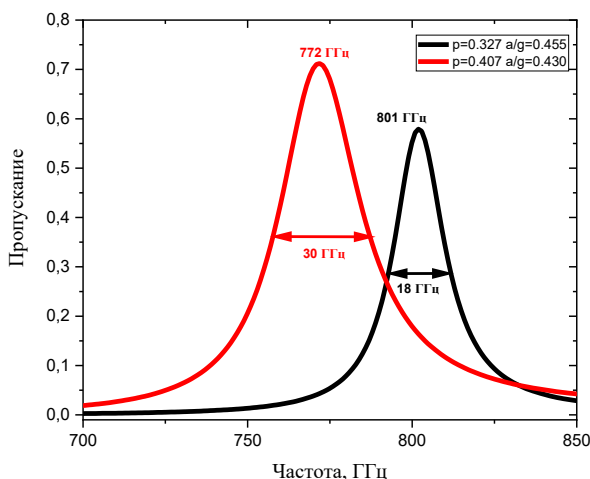


Рис. 28. Численное моделирование пропускания ФФП с параметрами a/g и p , определёнными с помощью перенесения контуров $FWHM = 2,3$ и $3,8\%$ с картой T_{\max} .

При моделировании получены значения линий ширины пропускания $FWHM = 2,3\%$ (черный) и $FWHM = 3,8\%$ (красный), что довольно близко к условиям поставленной задачи и позволяет перейти непосредственно к изготовлению ФФП. Стоит отметить, что полученные значения T_{\max} расположены ниже целевой частоты 806 ГГц и составляют 801 и 772 ГГц соответственно, что не является проблемой, так как такая небольшая отстройка эталона

Фабри-Перо может быть компенсирована заданием небольшого угла падения излучения на структуру, и скорее является преимуществом.

Далее, на основе полученных при моделировании данных были изготовлены образцы ФФП с FWHM=4%. В качестве диэлектрического слоя – полипропилена толщиной в окрестности 120 мкм использовалась прозрачная папка уголок. Поскольку для ТГц структур типичные топологические размеры его микрорисунка лежат в диапазоне ~3-300 мкм, для изготовления ФФП может быть эффективно использован хорошо зарекомендовавший себя метод контактной фотолитографии. Изготовление начинается с жесткой механической фиксации полипропиленовой плёнки (ПП) на стеклянной подложке. Далее ПП дополнительно металлизруется алюминием толщиной 0,4 мкм методом термического вакуумного напыления с последующим нанесением центрифугированием положительной плёнки фоторезиста толщиной 0,6 мкм, которая затем высушивается на воздухе и подвергается термической обработке в термостате при 90 °С. После плотного контакта слоя фоторезиста со структурным «положительным» фотошаблоном, представляющим собой кварцевую пластину с узорчатой пленкой оксида железа, на него воздействуют монохроматическим УФ-излучением ($\lambda = 365$ нм) через фотошаблон для создания скрытого изображения, микроузор которого повторяет фотошаблон. Скрытое изображение подвергается дальнейшему химическому проявлению в растворе гидроксида калия, который удаляет облученные участки фоторезиста. Последующее закрепление проявленного фоторезиста сушкой сжатым воздухом формирует прочную маску резиста, через которую происходит дальнейшее химическое травление слоя алюминия неорганическими растворителями. После удаления затвердевшей резистивной маски растворением ее в органическом растворителе плёнка ПП с изготовленным металлизированным микрорисунком нужной структуры отделяется от стеклянной подложки. Далее процедура повторяется для изготовления идентичного микроузора на противоположной стороне ПП плёнки. Полученная плёнка закрепляется в кольцевой металлический держатель [42,56] (Рис. 29).

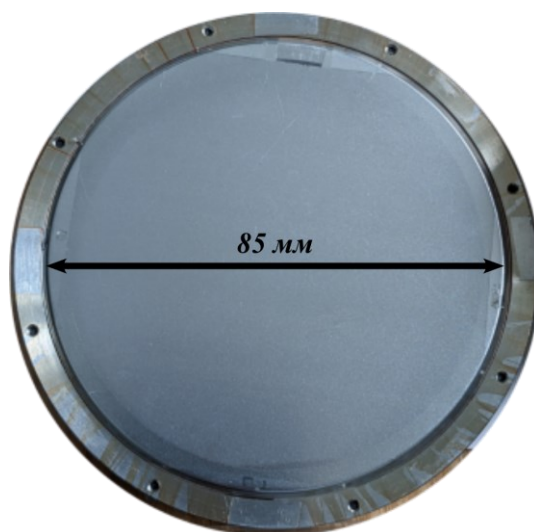


Рис. 29. Изображение готового ФФП.

На микроскопе ZEISS Axio Examiner D1M произведён визуальный контроль изготовленных фильтров (Рис. 30).

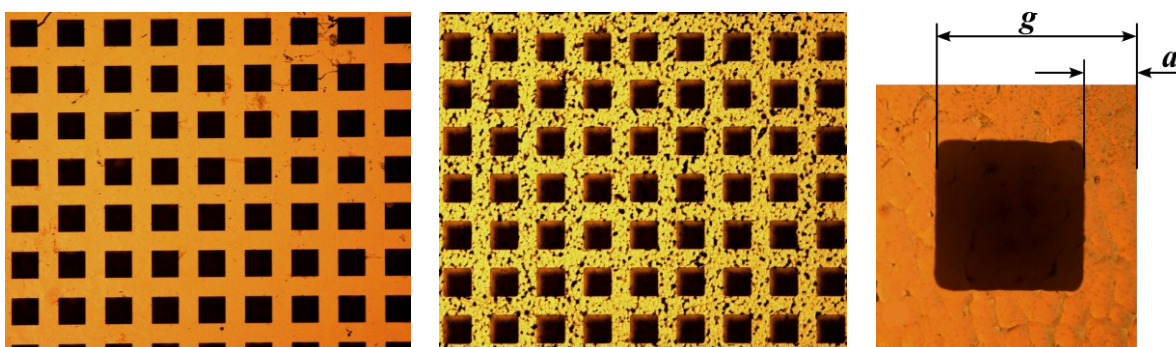


Рис. 30. Фотографии изготовленного ФФП, сверху – при увеличении 10 кратном слева – шероховатая сторона, справа - глянцевая, снизу – 50 кратном (б).

На ИТС, разработанном в ИАиЭ СО РАН (Рис. 1), измерены пропускания изготовленных ФФП при нормальном падении излучения и при повороте ФФП по осям x и y от 0° до 50° с шагом 5° (Рис. 31).

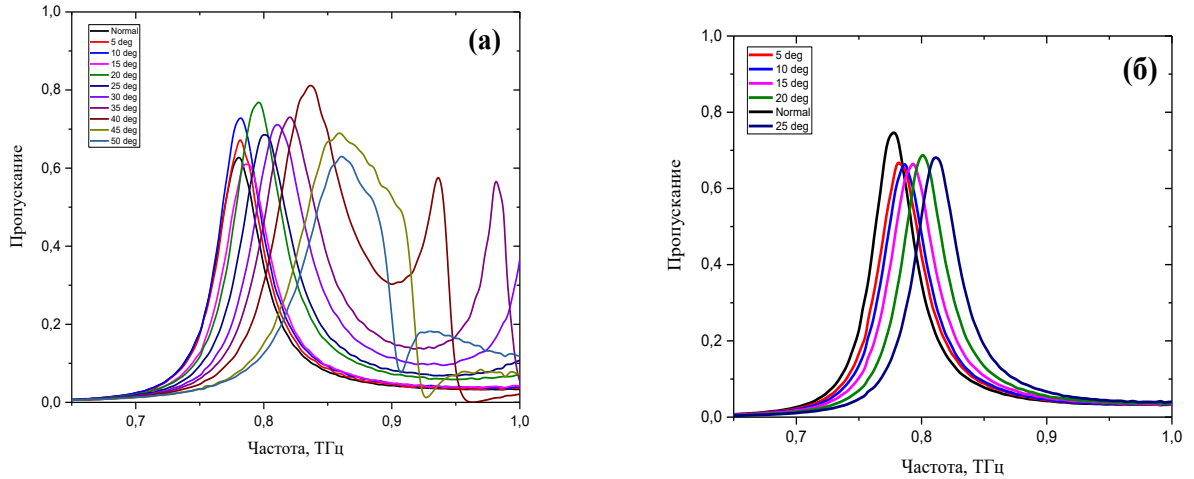


Рис. 31. (а) Сдвиг по x , (б) сдвиг по y (ввиду того, чтобы не перегружать графики представлены не все кривые).

Также определены значения ν_{max} и $FWHM$ в зависимости от угла поворота и плоскости, в которой производится поворот (Рис. 32).

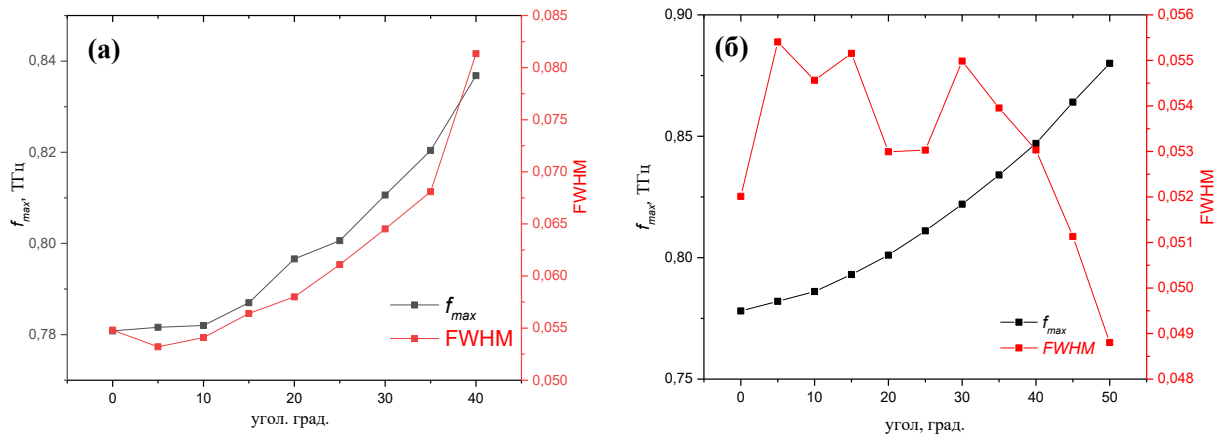


Рис. 32. Зависимость ν_{max} и $FWHM$ в зависимости от сдвига (а) по оси x , (б) по оси y .

На Рис. 32 можно наблюдать достаточно равномерное увеличение — экспоненциальный рост максимальной частоты пропускания ν_{max} и ширины на полувысоте $FWHM$ при повороте ФФП по оси x . По оси y при плавном увеличении ν_{max} изменение $FWHM$ экспоненциально не изменяется. При этом, при повороте по оси y можно выделить максимально близкие к искомому значения ν_{max} и $FWHM$, т. е. при ν_{max} в окрестности 800 ГГц, но при этом значение $FWHM$ должно быть как можно меньше. Наиболее близкое значение к искомому (806 ГГц) получено при повороте на 20° — 801 ГГц, ширина полосы пропускания на полувысоте изготовленного ФФП составляет 5.2%, что довольно близко к искомому.

Следовательно, при применении изготовленных ФФП для детектирования на максимальной частоте в окрестности 800 ГГц необходимо устанавливать его под углом 5° по оси y к излучению.

На Рис. 33 приведено сравнение изготовленного ФФП и смоделированного. В результате исследования показано хорошее согласование между результатами моделирования и изготовленными ФФП.

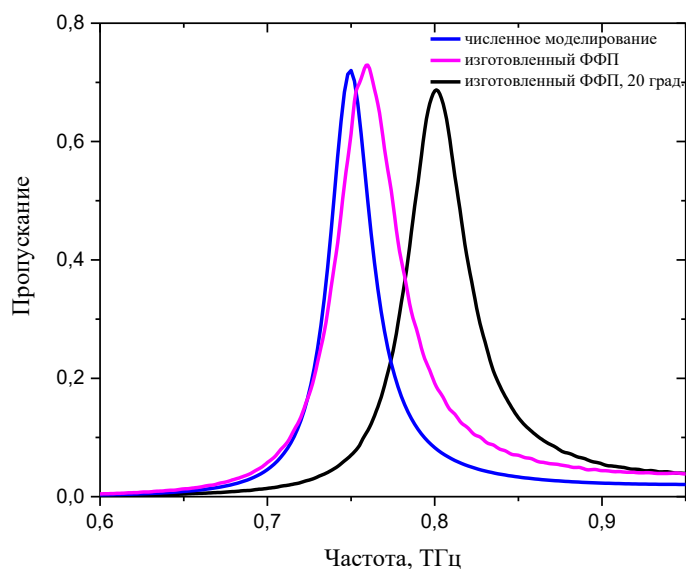


Рис. 33. Пропускание модельного и изготовленного ФФП.

Далее показано, что полная ширина на полувысоте полосы пропускания фильтра должна быть менее 4% для реализации метода субдискретизации в импульсном терагерцовом спектрометре. Согласно Рис. 28, для $FWHM=4\%$ $a/g=0.457$, максимальное пропускание $T_{max}=79\%$; для $FWHM=2\%$ при $a/g=0.534$, $T_{max}=61\%$.

Смещение частоты, на которой достигается максимум пропускания на 10-12 ГГц можно объяснить погрешностью моделирования. Возможно, получить максимум пропускания, $T_{max}=806$ ГГц, поможет изменение толщины полипропиленовой подложки, также смещение на 12 ГГц является весьма незначительным и попадание T_{max} в необходимое значение можно достичь поворотом структуры относительно направления распространения ТГц излучения на несколько градусов.

Ниже проведена оценка спектра пропускания комплексного фильтра, состоящего из доступного полосового фильтра с центральной частотой 800 ГГц и шириной полосы 20% и смоделированных выше ФФП с 4%. Результаты представлены на Рис. 34.

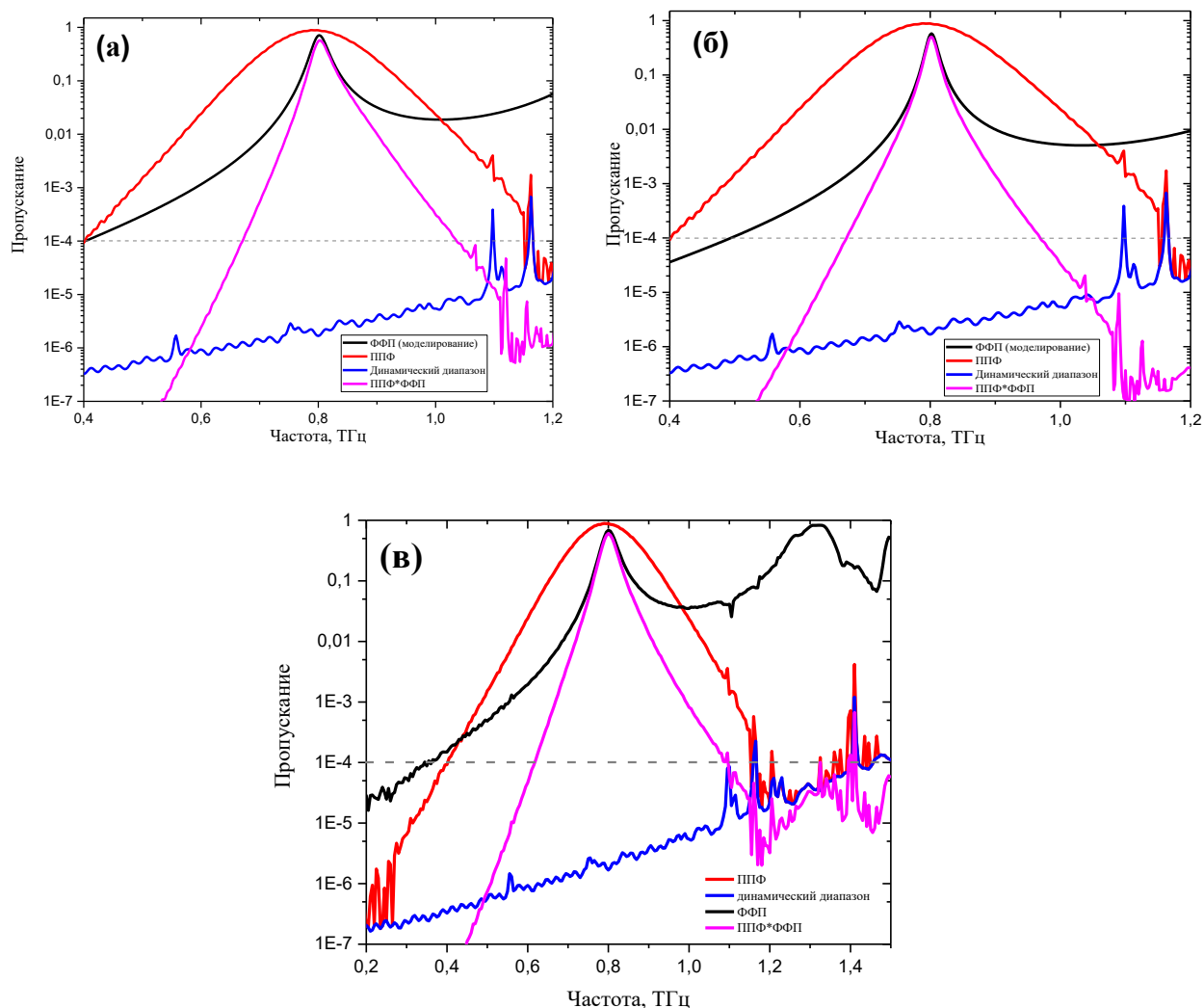


Рис. 34. Оценка пропускания промоделированных 4% и 2% (а, б) и изготовленного (в) комплексных фильтров (чёрные кривые на графиках), состоящего из доступного полосового фильтра с центральной частотой 800 ГГц и шириной полосы 20% (красный) и фильтра Фабри-Перо (розовый). Синий – граница динамического диапазона ИТС. Серый пунктир – уровень пропускания 10^{-4} .

Для оценки выигрыша от применения метода субдискретизации было сделано предположение, что алиасинг от внеполосового сигнала допустим на уровне 0,01%.

По полученным графикам (Рис. 34) определяем, что левая и правая границы находятся на $f_L = 672$ ГГц и $f_H = 1036$ ГГц для фильтра с полосой пропускания 3,8% и $f_L = 670$ ГГц, $f_H = 970$ ГГц для фильтра с полосой пропускания 2,3%.

Следовательно, параметр k – во сколько раз можно увеличить шаг дискретизации:

В нашем случае ФФП с шириной 3,8% параметр k лежит между 1 и 2,846, принимая целочисленное значение $k=2$; а для ФФП с шириной 2,3% $k=3,2$, принимая целочисленное значение $k=3$.

Для реально полученного ФФП при его повороте на 20° (Рис. 33) было получено значение $k=2.57$, принимая целочисленное значение $k=2$.

При субдискретизации коэффициент k обычно выбирается как целое число по следующим причинам:

1. Упрощение вычислений: Использование целого числа упрощает вычисления и реализацию алгоритмов субдискретизации. Целочисленные операции, такие как деление нацело и сдвиги, являются более эффективными и быстрыми для выполнения на цифровых устройствах.

2. Согласованность сигнала: целочисленный коэффициент k обеспечивает согласованность сигнала при субдискретизации. Это означает, что каждый отсчет исходного сигнала будет использоваться в новом сигнале сниженной частоты, и не будет потери информации между отсчетами. Это важно для сохранения целостности и качества сигнала.

3. Избегание артефактов: Использование целого числа помогает избежать возникновения артефактов, таких как алиасинг, которые могут возникнуть при неправильном выборе данного коэффициента. Целочисленный коэффициент k обеспечивает более простое и предсказуемое поведение фильтров и алгоритмов обработки сигналов.

Однако, в некоторых случаях, когда требуется более гибкая и точная субдискретизация, могут использоваться нецелые значения коэффициента k . Например, при применении алгоритмов интерполяции или ресемплинга с более высокой точностью, могут применяться нецелочисленные коэффициенты децимации. Это позволяет более точно управлять частотным содержанием сигнала и уменьшить возможные артефакты.

В нашем же случае достаточно использовать целочисленное значение, полученное при расчётах.

Таким образом, показано, что для полученных комплексных фильтров с шириной полосы пропускания 3,5% и максимумом пропускания 57,3%, и шириной полосы пропускания 2,2% и максимумом пропускания 50,5% возможно применить субдискретизации при измерениях в импульсном терагерцовом спектрометре с увеличением шага дискретизации в 2 и 3 раза соответственно.

В результате показано, что при выборе параметров $p=0.472$; $a/g=0.534$ для ширины линии пропускания 2% и $p=0.448$; $a/g=0.457$ для ширины 4% возможна разработка узкополосного фильтра с максимумом пропускания $\sim 79\%$, позволяющим применить метод субдискретизации в ИТС при увеличении шага семплирования в 3 раза. По расчётам выбор указанных выше параметров a/g и p позволит установить параметр субдискретизации $k = 4$, за счёт большего сужения полосы пропускания результирующего фильтра и уменьшения её максимума до приблизительно 27%, что на самом деле не является критичным, т.к. граница динамического диапазона ИТС, как видно из Рис. 34, более 10^5 в окрестности частот 800 ГГц.

Также стоит отметить, что рассматриваемая для детектирования ширина газовой линии составляет менее 4 ГГц, при этом абсолютная ширина результирующего узкополосного фильтра составит 20 ГГц при относительной ширине 2%. Таким образом, рассчитанный фильтр вполне пригоден для поставленной задачи.

3.3. Тестирование метода субдискретизации в ИТС при исследовании пропускания кремниевой пластины

Апробация метода субдискретизации, предложенного в главе 1, на данном этапе работы осуществлена только на примере кремниевой пластинке, материала, являющегося хорошо изученным в терагерцовом диапазоне.

Так же, как и в главе 2, в параллельный пучок был установлен изготовленный ФФП под углом 20° к излучению, далее установлен пропускающий полосовой фильтр на 800 ГГц для подавления высших гармоник Фабри-Перо, за ним установлена кремниевая пластинка толщиной 2 мм. Для осуществления метода субдискретизации при измерении шаг был взят 410 фс и 820 фс.

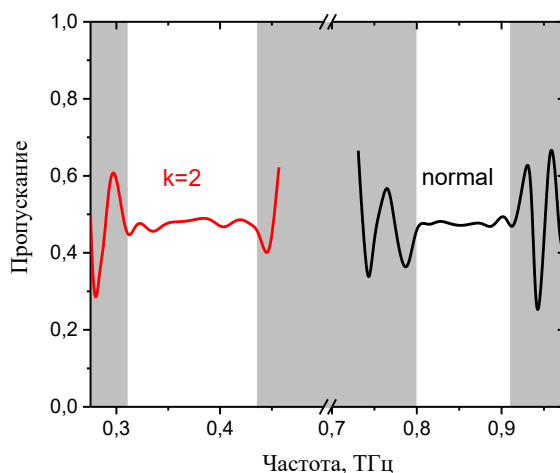


Рис. 35. Пропускание кремниевой пластины при шагах дискретизации 820 фс и 410 фс. В белых областях – достоверные участки пропускания.

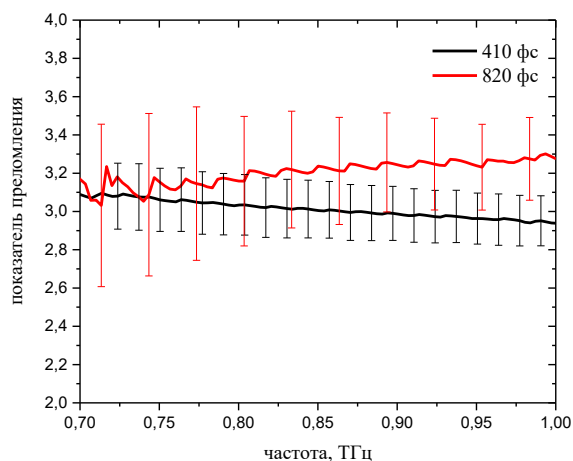


Рис. 36. Показатель преломления кремниевой пластины.

На примере измерения кремниевой пластинки с использованием смоделированных и разработанных узкополосных фильтров на основе эталона Фабри-Перо показано, что метод субдискретизации работает в импульсной терагерцовой спектроскопии. Полученные при этом результаты хорошо согласуются с измерениями без применения ФФП и метода субдискретизации. Но при этом применение данного метода, как и антиалиасных фильтров даёт выигрыш по времени измерения без потери точности.

ГЛАВА 4. СПЕКТРОСКОПИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ИТС С АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ

4.1. Исследования температурной зависимости оптических свойств кристаллов КТР в терагерцовом спектральном диапазоне

4.1.1. Актуальность и мотивация исследования

Кристалл титанилфосфата калия (KTiOPO_4 , КТР) — известный нелинейно-оптический материал для эффективного преобразования частоты лазерного излучения в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне. Популярность КТР обусловлена высоким порогом лазерной повреждаемости до 30 ГВт/см^2 (однократное измерение импульсами $8,5 \text{ нс}$ на длине волны $1,064 \text{ мкм}$ [77]), широким диапазоном прозрачности $0,35\text{-}4,5 \text{ мкм}$, достаточной высокие нелинейно-оптические коэффициенты $d_{31} = 2,2 \text{ пм/В}$, $d_{32} = 3,7 \text{ пм/В}$ и $d_{33} = 14,6 \text{ пм/В}$ [78], а также возможность изготовления периодически поляризованных структур в кристалле.

В настоящее время КТР рассматривается как перспективный материал для преобразования инфракрасного (ИК) лазерного излучения в терагерцовое излучение [61,79–83]. Это важно для создания малогабаритных терагерцовых (ТГц) источников излучения, перестраиваемых в широком диапазоне частот и обладающих высокой спектральной яркостью. Среди задач, которые можно решать с помощью таких источников, следует отметить газоанализ, в частности, создание терагерцового лидара для мониторинга малых газовых компонентов в приземном слое атмосферы на километровых трассах для охраны окружающей среды и контроля климата. [84,85]; исследование ядерных спиновых изомеров молекул и их превращения [86,87]; разработка компактных ускорителей заряженных частиц [88]; продвижение нелинейной оптики в новые спектральные диапазоны [89] и изучение избирательного действия терагерцового излучения на живые организмы [90].

В ряде работ подробно исследованы терагерцовые оптические свойства кристаллов КТР и рассчитаны условия коллинеарного синхронизма для генерации терагерцовой разностной частоты (ГРЧ) при ИК лазерной накачке [61,79,80,83]. Теоретические расчёты, представленные в [79], также подтверждают возможность преобразования частоты в терагерцовом диапазоне. Возможность генерации терагерцовых волн методом вынужденного поляритонного рассеяния (ВПР) была экспериментально продемонстрирована группой проф. Йен-Чие Хуанга [81,82]. При этом из-за более высокого порога лазерно-индуцированного

разрушения было показано, что КТР является более эффективным преобразователем, чем ниобат лития [82].

Недавно было показано, что охлаждение кристаллов КТР до температуры жидкого азота значительно снижает его коэффициент поглощения в терагерцовом диапазоне [61,79]. Это должно повысить эффективность кристалла КТР в приложениях терагерцовой фотоники. Вместе с тем термоэлектрические измерения показали, что механизм электропроводности кристаллов КТР вдоль оси c также меняет свой характер при охлаждении. В работах [91,92] было показано, что при температурах ниже -73 °С преобладающими носителями заряда являются электроны. В интервале температур $-73\dots-23$ °С проводимость биполярная, а при $T > -23$ °С преобладает катионная проводимость. Точные значения температуры могут варьироваться в зависимости от качества кристалла и его легирования. Наблюдаемое изменение диэлектрического отклика кристалла с температурой определяется постепенным замораживанием движения ионов K^+ . Потенциально это может привести к резкому изменению терагерцового диэлектрического отклика, поскольку он в основном определяется фоннными модами ниже 6 ТГц, связанными с колебаниями калиевой подрешетки кристалла [93]. Резкое изменение диэлектрического отклика потенциально может повлиять на эффективность нелинейной генерации ТГц-волн.

Ранее кристаллы КТР исследовались только при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Для полной характеристики кристалла КТР также важно детально изучить его терагерцовые оптические свойства при промежуточных температурах. Это является целью настоящей работы, в которой всесторонне исследуются оптические свойства КТР в ТГц диапазоне в диапазоне температур от -192 °С до $+150$ °С. Для повышения точности измерений образцы толщиной около 3 мм исследовались методом ИТС с применением антиалиасных фильтров №3 и №4 с частотами срезов $f_{0.01} = 1.018$ ТГц и $f_{0.01} = 1.68$ ТГц (см. главу 2), соответственно, для ускорения измерений и сокращения влияния долговременных дрейфов системы. Результаты представлены в диапазоне частот 0,2-1 ТГц, ограниченном поглощением толстых образцов и динамическим диапазоном спектрометра.

4.1.2. Описание исследуемых образцов и экспериментальной установки

Из кристаллов КТР были изготовлены два образца с a - и b -срезами размерами $9 \times 9 \times 3$ мм³ (Рис. 37). Кристаллы выращены методом Чохральского и предоставлены фирмой Castech Inc. (Фуцзянь, Китай). Крупные грани были отполированы до высокого оптического качества. Измеренная проводимость образцов по постоянному току вдоль оси c составила

$\sim 10^{10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при комнатной температуре. Как и в работах [61,79], было принято следующее соответствие между оптической и кристаллографической осями: $x, y, z \rightarrow a, b, c$.

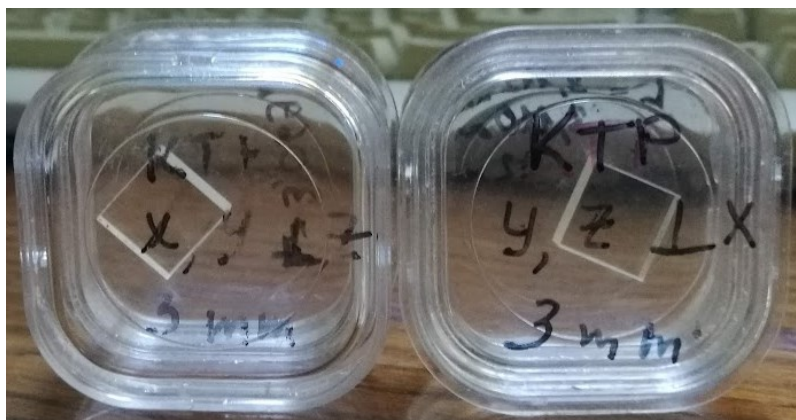


Рис. 37. Фотография исследуемых кристаллов КТР.

Измерения проводились с помощью импульсного терагерцового спектрометра, разработанного в Институте автоматики и электрометрии СО РАН (Рис. 1).

ТГц-сигналы регистрируются с временным шагом 125 фс в диапазоне 60 пс без ФНЧ, что соответствует спектральному разрешению ~ 20 ГГц, при использовании ФНЧ 3 + ФНЧ 4, временной шаг составил 400 фс при таком же диапазоне, что позволило сократить время до 5 раз. Статистические ошибки измеряемых параметров определялись по четырём сериям экспериментов. Поляризаторы с металлической сеткой используются для увеличения поляризационного контраста системы. Перед измерением образцы располагаются так, чтобы линейная поляризация ТГц волны была параллельна исследуемой главной оптической оси. Обработка терагерцовых сигналов и расчёт оптических свойств образцов проводились по алгоритму из [9]. Подробное описание ИТС дано в главе 1.

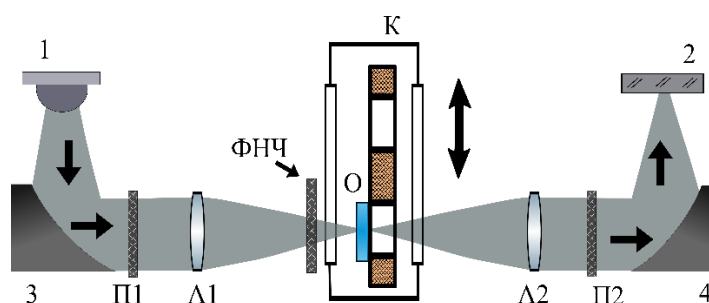


Рис. 38. Блок-схема терагерцового оптического тракта спектрометра.

В работе использовался криостат с азотной ванной с окнами из плавленого кварца. Криостат снабжен резистивным нагревателем, закрепленным на горловине медного

держателя образцов. Этот изготовленный на заказ держатель образца имел в своей нижней плоской части два одинаковых отверстия диаметром 7 мм (Рис. 38). В одно отверстие помещались исследуемые образцы, в другое регистрировались опорные ТГц-сигналы путём перемещения всего криостата с помощью моторизованного линейного шагового двигателя (Newport, США) перпендикулярно ТГц-излучению. Температура измерялась с помощью термопары, подключённой к калиброванному регулятору температуры «Термодат-13Е1» и закреплённой вблизи образца. Температуру стабилизировалась с точностью $\pm 0,5^\circ\text{C}$ с помощью терморегулятора ТРМ251 с компьютерным управлением (Овен, Россия). Спектральные измерения на ИТС проводились после стабилизации необходимой температуры.

4.1.3. Полученные результаты

Спектральные зависимости коэффициентов поглощения КТР при температурах -192°C ; -150°C ; -100°C ; -50°C ; 25°C ; 50°C ; 100°C и 150°C показаны на Рис. 39. Коэффициенты поглощения растут с увеличением частоты излучения, что связано с наличием фоновых мод выше 1 ТГц. Как показано ранее в [61], максимумы поглощения фоновых мод для α_z при комнатной температуре находятся вблизи 1,75 ТГц и 2,2 ТГц; для α_y около 2,15 ТГц и α_x около 2,44 ТГц. При 25°C значения коэффициента поглощения α_z в диапазоне 0,5–1 ТГц увеличиваются с 5 см^{-1} до 15 см^{-1} , а два других коэффициента поглощения близки друг к другу $\alpha_x \approx \alpha_y$ и составляют примерно 5 раз меньше α_z , что хорошо согласуется с другими измерениями [61,79].

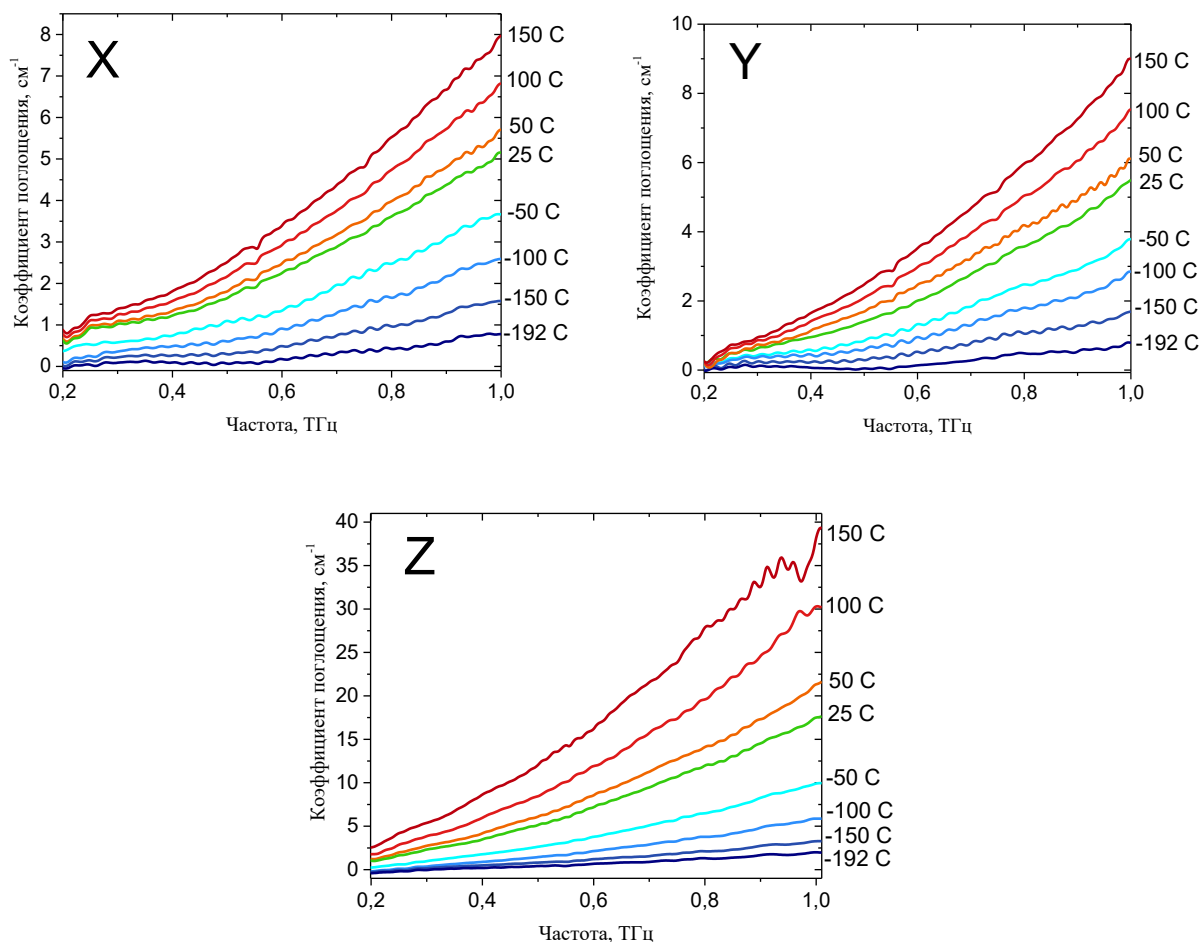


Рис. 39. Частотные зависимости коэффициентов поглощения осей x, y и z при различных температурах.

Важно отметить, что в работах [61,79] в спектре α_z обнаружен слабый широкий пик поглощения с максимумом $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ в районе $0,9 \text{ ТГц}$ ($\lambda = 333 \text{ мкм}$). В нашем случае этот пик отсутствует при всех температурах. Возможно, это свидетельствует о более высоком качестве исследованных в настоящей работе кристаллов КТР. Широкий пик поглощения может быть связан с нарушением правила выбора волнового вектора из-за разупорядоченности, вызванной дефектами. В результате видно проявление акустических фононных колебаний в спектре низкочастотного поглощения. Подобный эффект наблюдался в кристалле LiNbO_3 с помощью рамановской спектроскопии [94]. В работе [95] спектральное разрешение и спектральный диапазон не позволили однозначно обнаружить наличие такого пика, однако коэффициент поглощения медленной оси на частоте 1 ТГц имеет значение, близкое к 20 см^{-1} , что соответствует настоящему результату. На Рис. 39. видно, что значения α_x и α_y меньше 5 см^{-1} на частотах $\leq 0,75 \text{ ТГц}$ при всех температурах. При охлаждении до $-192 \text{ }^\circ\text{C}$ поглощение по всем осям уменьшается до значений $< 1 \text{ см}^{-1}$.

Температурные зависимости спектров показателя преломления КТР представлены на Рис. 40. Данные демонстрируют увеличение показателя преломления с увеличением частоты. Это также связано с кристаллическими фоновыми модами выше 1 ТГц. Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными при комнатной температуре и температуре жидкого азота в других работах. Показатели преломления на частоте 1 ТГц составляют $n_z = 4,00$, $n_y = 3,35$, а двулучепреломление при комнатной температуре составляет $\Delta n = n_z - n_y = 0,65$. При $-192\text{ }^\circ\text{C}$ показатели преломления на $\sim 10\%$ меньше, чем при комнатной температуре. По Рис. 40 можно наблюдать, что с изменением температуры кривые показателя преломления смещаются параллельно, практически не меняя своей формы.

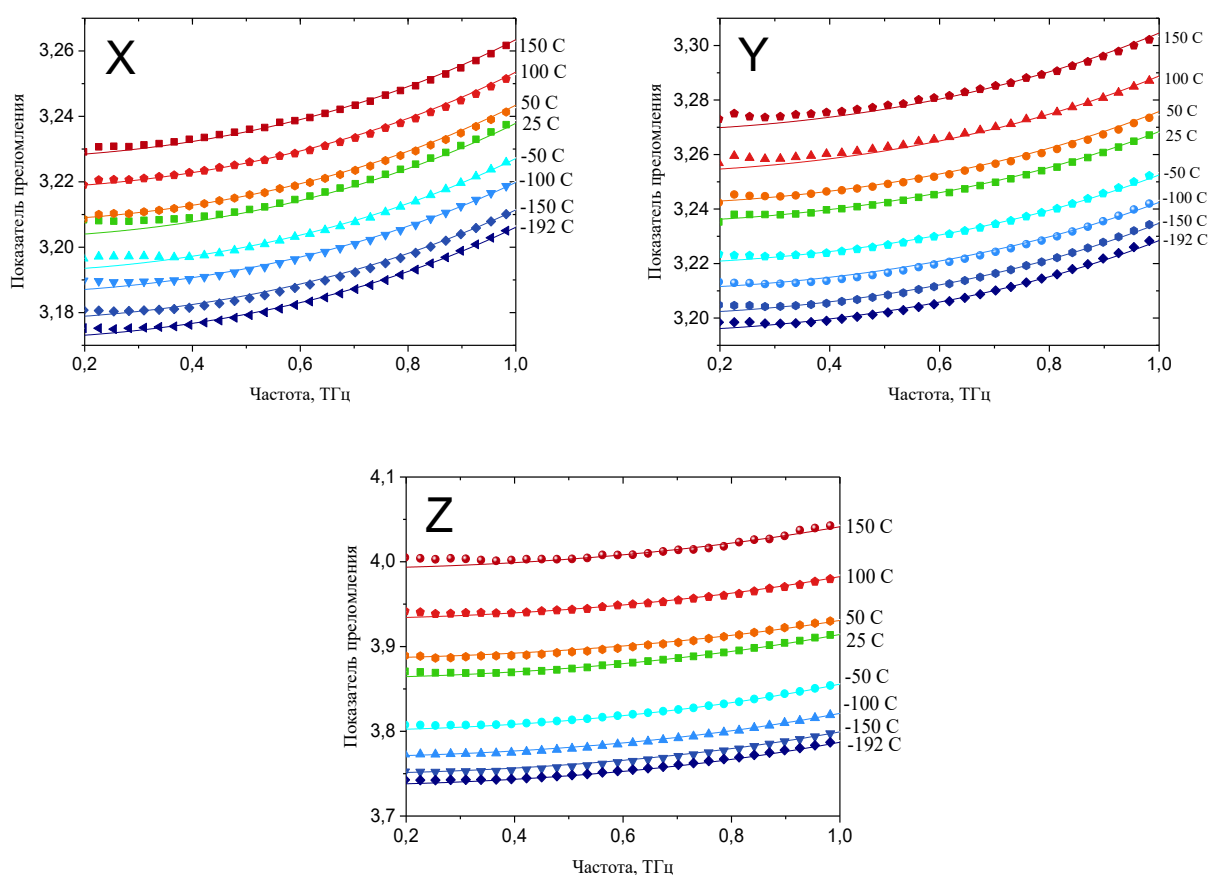


Рис. 40. Дисперсия показателей преломления осей x, y и z при разных температурах. Символы — это измеренные данные; непрерывные линии являются аппроксимацией уравнения Зельмейера.

Дисперсия показателей преломления в диапазоне 0,2-1 ТГц для всех температур аппроксимируется в виде уравнений Зельмейера:

$$n_i^2 = A_i + \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} \quad 51$$

где A_i , B_i , C_i — коэффициенты Зельмейера, определяемые по экспериментальным данным методом наименьших квадратов; i обозначает оси x , y , z ; λ — длина волны в мкм. Поведение коэффициентов Зельмейера при изменении температуры показано на Рис. 41.

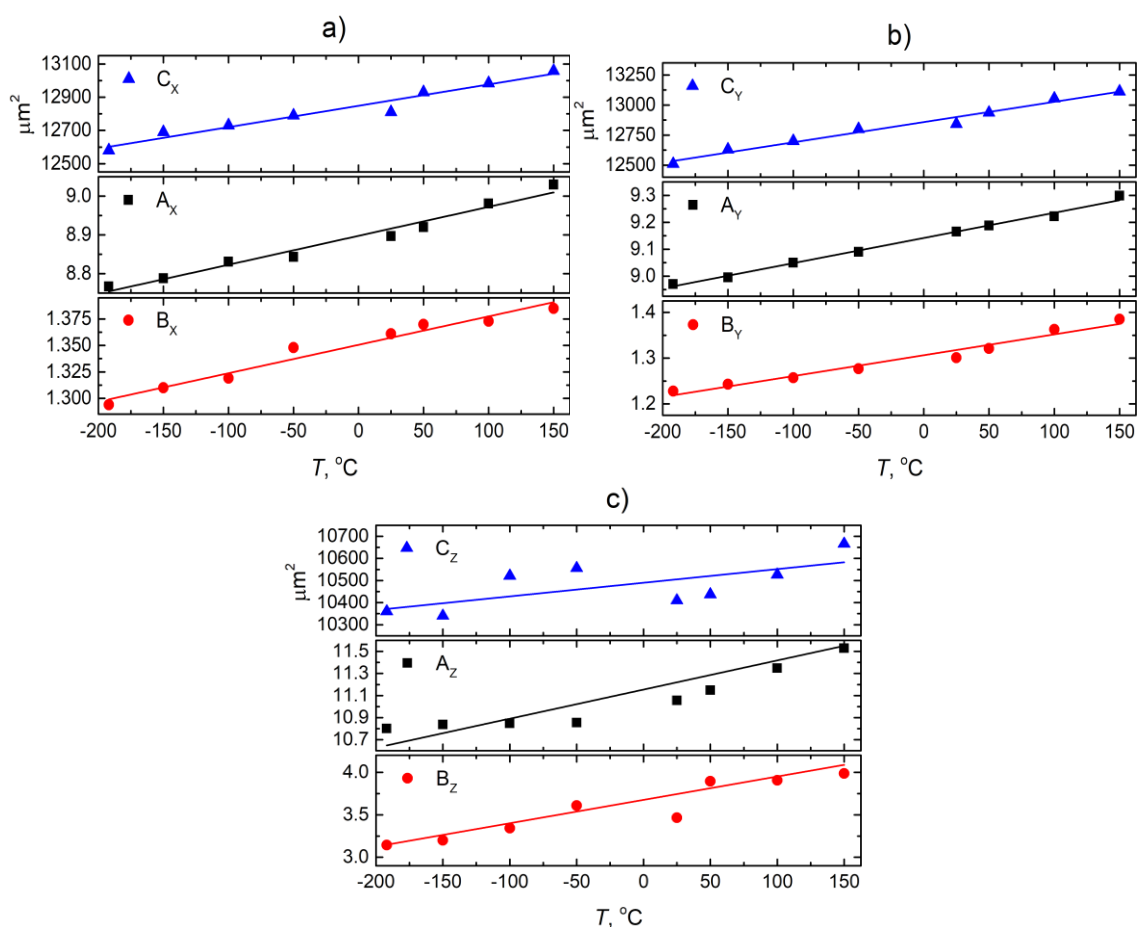


Рис. 41. Температурная зависимость коэффициентов Зельмейера для осей x , y и z . Символы представляют измеренные значения; сплошные линии — линейные приближения.

Данные Рис. 41 показывают, что температурные зависимости коэффициентов Зельмейера хорошо аппроксимируются линейными функциями:

$$A_i = A_{01} + \delta_{Ai}T \quad 52$$

$$B_i = B_{01} + \delta_{Bi}T \quad 53$$

$$C_i = C_{01} + \delta_{Ci}T \quad 54$$

Значения этих коэффициентов, полученные из экспериментальных данных, сведены в таблице 3.

Таблица 3. Значения коэффициентов Зельмейера

Ось	A_0	$\delta_A \times 10^{-1}, K^{-1}$	B_0	$\delta_B \times 10^{-1}, K^{-1}$	$C_0, \mu m^2$	$\delta_C, \mu m^2 \cdot K^{-1}$
x	8.89	7.32	1.35	2.65	12848.15	1.28
y	9.14	9.36	1.31	4.54	12857.17	1.68
z	11.08	22	3.67	21.3	10566.31	0.83

Отсутствие сильного отклонения от линейной зависимости может свидетельствовать о незначительном вкладе изменения механизма проводимости в кристалле в терагерцовые оптические свойства.

Также был оценено отклонение направления оптической оси в исследуемом спектральном диапазоне. Исходя из полученных данных для показателей преломления трёх главных оптических осей, для кристалла КТР характерно соотношение $n_x < n_y < n_z$ [78]. Угол V_z , образуемый одной из оптических осей с осью Z , указан на Рис. 42.

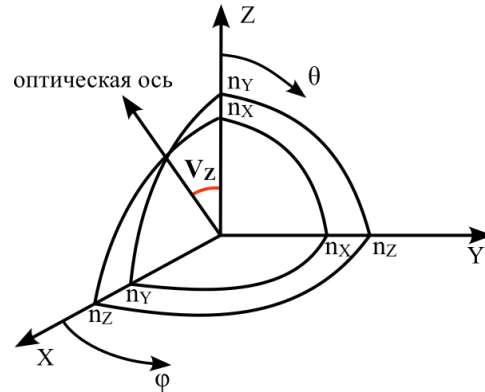


Рис. 42. Индикатриса показателя преломления в двуосном кристалле.

Значение угла V_z определяется с помощью выражения [96], где показатели преломления аппроксимируются в виде уравнений Зельмейера:

$$\sin V_z = \frac{n_z}{n_y} \sqrt{\frac{n_y^2 - n_x^2}{n_z^2 - n_x^2}} \quad 55$$

Температурная зависимость угла V_z аппроксимируется линейным выражением для двух крайних частот 0,2 ТГц и 1 ТГц (Рис. 43).

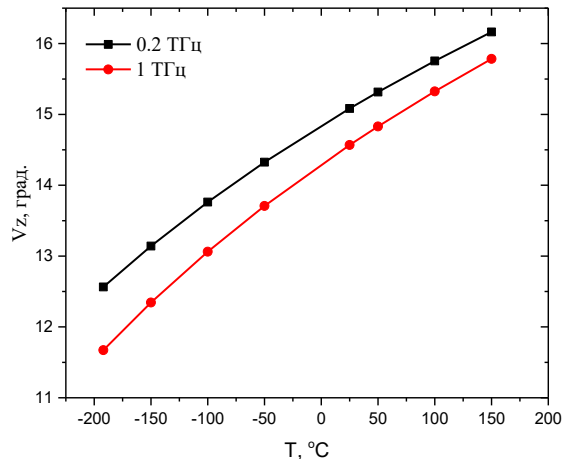


Рис. 43. Температурная зависимость угла V_z для частот 0,2 ТГц и 1 ТГц.

Угол V_Z изменяется от $11,6^\circ$ при температуре жидкого азота до $16,1^\circ$ при комнатной температуре. В предыдущих измерениях [79] изменение угла V_Z было в два раза меньше, от $V_Z = 17^\circ$ при температуре жидкого азота до $V_Z = 18^\circ$ при комнатной температуре.

Показатели преломления оптической индикатрисы кристалла измерялись линейно поляризованным терагерцовым излучением. Дисперсия показателей преломления аппроксимировалась в виде уравнений Зельмейера. Эксперименты показали, что температурная зависимость коэффициентов Зельмейера для всех трех осей кристалла близка к линейной. Это указывало на отсутствие экстремума вблизи температуры активации ионной проводимости кристалла КТР. Коэффициент поглощения α_z имел плавную зависимость от температуры кристалла. Отсутствие широкого слабого пика поглощения в районе 0,9 ТГц, наблюдаемого в других исследованиях, скорее всего, связано с более качественным кристаллом КТР, использованным в данной работе.

4.1.4. Заключение

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что изменение механизма электропроводности КТР вдоль оси c при ее охлаждении незначительно влияет на терагерцовые оптические свойства. Поэтому это не должно сказываться на нелинейно-оптических процессах, происходящих в терагерцовом диапазоне или основанных на взаимодействиях с фононами, связанными с колебаниями калиевой подрешетки.

Поскольку диапазон миллиметровых волн (<300 ТГц) свободен от сильных линий поглощения атмосферной воды, охлаждаемые высококачественные кристаллы КТР могут представлять интерес для разработки терагерцового лидара. Действительно, кристаллы КТР имеют более низкое поглощение и двулучепреломление по сравнению с семейством легированных и нелегированных кристаллов LiNbO_3 [97] и могут быть использованы для эффективной генерации ТГц-излучения за счет коллинеарного фазового синхронизма.

Установлено, что температурное изменение угла V_Z в субтерагерцовом спектре составляет несколько градусов. Следовательно, для корректного проектирования нелинейных фотонных устройств преобразования терагерцовой частоты необходимо учитывать зависимость оптических свойств кристалла КТР от температуры.

4.2 Исследование диэлектрических свойств кристаллов SBN-61 в терагерцовом спектральном диапазоне

4.1.1. Актуальность исследования

Помимо апробации антиалиасных фильтров для получения оптических терагерцовых свойств кристаллов КТР, данные ФНЧ были применены для определения диэлектрических свойств кристалла SBN-61 ($\text{Sr}_{0,61}\text{Ba}_{0,39}\text{Nb}_2\text{O}_6$).

Ниобат стронция-бария ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$) кристаллизуется в области $0,25 < x < 0,75$ со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы (ТТВ), представленной на . Расположение октаэдров NbO_6 в виде пятичленных колец обеспечивает три типа междуузельных позиций: тригональные позиции являются вакантными, тетрагональные (A1) и пентагональные (A2) позиции частично заняты (5/6) двухвалентными атомами Sr и Ba и частично вакантны (1/6) из соображений электронейтральности. В этой структуре NbO_6 октаэдры не эквивалентны, и следует различать два типа. Для обоих типов октаэдрические оси не идеально перпендикулярны плоскости (a, b), а слегка наклонены от полярной оси c (около 8°). Для образования элементарной ячейки, изображенной в левой части , необходимо пять формульных единиц. Размеры ячейки уменьшаются с увеличением отношения Sr/Ba из-за меньшего атомного радиуса Sr от $\{a = b \approx 12,48 \text{ \AA}, c \approx 3,98 \text{ \AA}\}$ при $x \approx 0,25$ до $\{a = b \approx 12,43 \text{ \AA}, c \approx 3,91 \text{ \AA}\}$ при $x \approx 0,75$ при комнатной температуре. Это двойное изменение параметров решетки и химического состава существенно изменяет температуру Кюри T_c сегнетоэлектрического кристалла: T_c уменьшается примерно с 220°C , для $x \approx 0,25$, до примерно 60°C , когда $x \approx 0,75$.

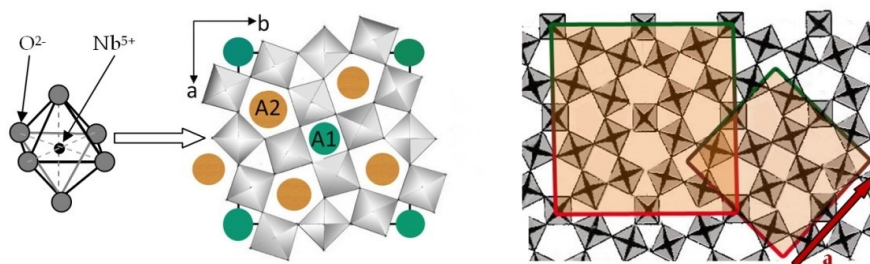


Рис. 44. Вид вдоль полярной оси c на структуру тетрагональной вольфрамовой бронзы ниобата стронция и бария. Кольца из пяти октаэдров NbO_6 образуют три типа междуузлий. Тетрагональная (A1) и пентагональная (A2) позиции частично заняты атомами Sr и Ba (5/6) и частично вакантны (1/6).

Выше T_c смещение атомов металлов от их средних кислородных плоскостей вдоль оси c становится равным нулю, за исключением одного из двух типов атомов Nb (их 80%), которые с равной вероятностью распределяются выше и ниже кислородных плоскостей. Это соответствует точечной группе симметрии $4m$, которая является центросимметричной. При

понижении температуры ниже T_c , теряя центр симметрии кристаллическая структура переходит в сегнетоэлектрическую фазу с точечной группой $4mm$.

SBN является неупорядоченным сегнетоэлектриком, так как каждая междуузельная позиция A1 или A2 может быть как занята, так и вакантна, а если занята, то либо атомом Sr, либо атомом Ba. Локальный состав может меняться от ячейки к ячейке. В результате SBN проявляет свойства релаксора с широким фазовым переходом [98].

Кристаллы SBN являются одноосными отрицательными ($n_e < n_o$) при комнатной температуре. По сравнению с обычным индексом n_o в плоскости (a, b) необыкновенный индекс n_e вдоль полярной оси c гораздо более чувствителен как к содержанию Sr, так и к температуре. Область прозрачности 0,35 м – 6 м.

Сегнетоэлектрические, диэлектрические и нелинейно-оптические свойства кристаллов SBN сильно изменяются при изменении содержания Sr/Ba, что согласуется с влиянием этого отношения на температуру Кюри. Увеличение содержания Sr уменьшает интервал между комнатной температурой и температурой Кюри, что приводит к резкому увеличению диэлектрической проницаемости, пьезоэлектрического коэффициента и нелинейно-оптических свойств. Исключительно большие значения линейного электрооптического коэффициента были получены при содержании Sr 75%.

Кислородсодержащие сегнетоэлектрические (СЭ) материалы в настоящее время перспективны для развития нового поколения устройств приёма, обработки и хранения информации на основе их интеграции с технологиями современной микроэлектроники [99]. Высокие величины диэлектрической проницаемости, электрооптического и пьезоэлектрического коэффициентов делают весьма перспективным применение не только монокристаллов и керамик, но и тонких плёнок SBN-х в устройствах микроэлектроники и высокочастотной техники [100].

Кристаллы ниобат стронция-бария SBN является превосходным оптическим и фоторефрактивным материалом благодаря его превосходным фоторефрактивным, электрооптическим, нелинейно-оптическим и диэлектрическим свойствам. Кристалл SBN имеет очень большой электрооптический коэффициент до 1400 пм/В. и является потенциальным кристаллом для устройств электрооптики нового поколения [101].

В терагерцовом диапазоне кристаллы SBN обладают разнообразными свойствами, которые делают его пригодным для различных применений в этом диапазоне частот. SBN прозрачен для терагерцового излучения в широком диапазоне частот, обычно от нескольких сотен гигагерц до нескольких терагерц. SBN имеет высокий электрооптический

коэффициент, что означает, что его показатель преломления можно модулировать, применяя электрическое поле. Это свойство позволяет использовать SBN в модуляторах терагерцового диапазона, переключателях и других устройствах, требующих быстрого и эффективного управления терагерцовыми сигналами.

Эти терагерцовые свойства SBN делают его универсальным материалом для различных терагерцовых приложений, включая терагерцовую оптику, модуляторы, детекторы и нелинейные устройства. Уникальное сочетание прозрачности, электрооптического эффекта, нелинейных оптических эффектов и фоновых резонансов делает SBN перспективным кандидатом для развития терагерцовой технологии [101, 104].

4.1.2. Описание исследуемых образцов и экспериментальной установки

В данной работе для исследования диэлектрических свойств кристалла SBN-50 использовались совмещённые ФНЧ 2 и ФНЧ 3, а также ФНЧ 3 и ФНЧ 4 (Рис. 45, Рис. 46) для подавления алиасинга, а также ввиду пропускания только в низкочастотной области у данного кристалла (Рис. 47). Также это позволило существенно сократить время измерений до 10 раз.

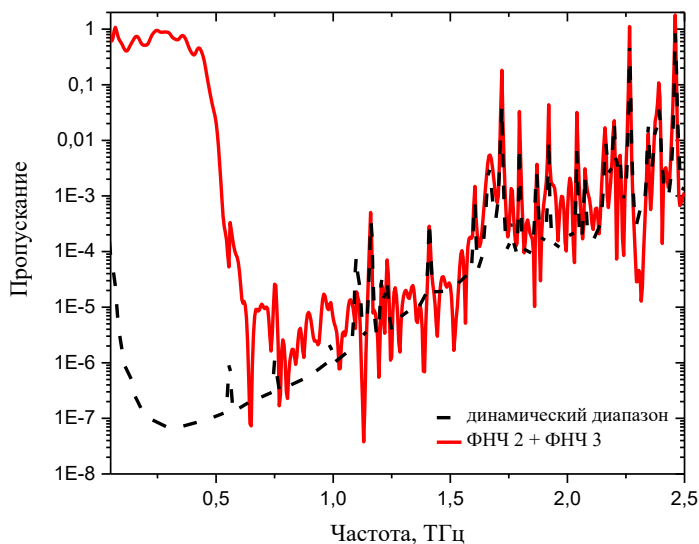


Рис. 45. Спектр пропускания совмещённых ФНЧ 2 и ФНЧ 3.

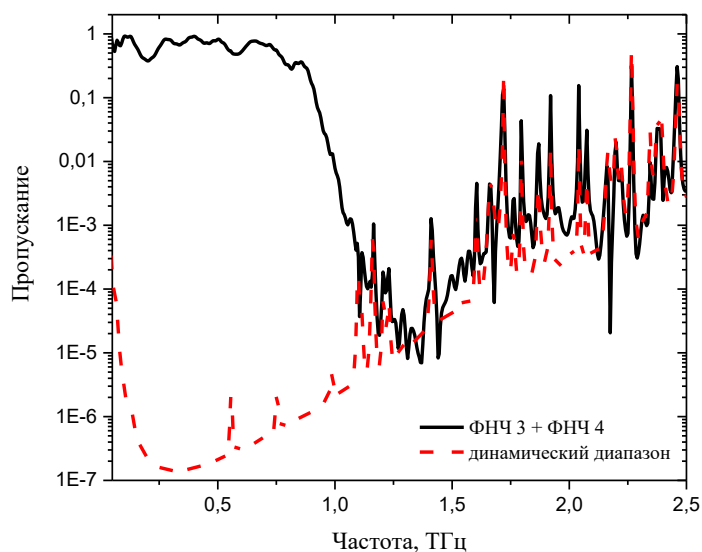


Рис. 46. Спектр пропускания совмещённых ФНЧ 3 и ФНЧ 4.

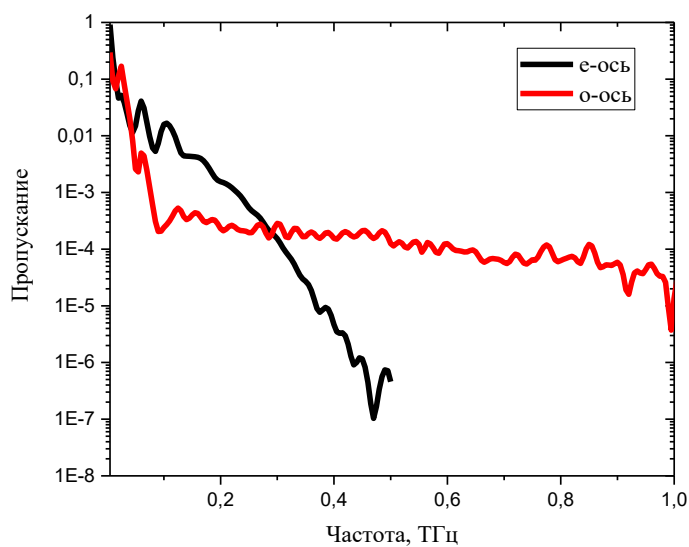


Рис. 47. Пропускание кристалла SBN-61.

В нашем распоряжении имелся один образец монокристалла SBN-61 толщиной 160 мкм. Для того, чтобы измерить диэлектрические свойства по двум осям использовался алгоритм, описанный в [102]. Образец устанавливался по диагонали таким образом, чтобы его оси находились примерно под углом $\pm 45^\circ$, и закреплялся на диафрагме размером 5 мм. После этого поляризаторы и оси образца выравнивались. Для этого второй поляризатор поворачивают на 90° относительно первого. Одновременно поворачивая два поляризатора на небольшой угол δ и удерживая их ортогональными друг другу, можно добиться нулевого

сигнала при некотором угле $\varphi = 45^\circ + \delta$. Это указывает на то, что входная терагерцовая поляризация ориентирована вдоль оптической оси кристалла. Отсутствие сигнала также достигается при угле $\varphi = 45^\circ + \delta - 90^\circ = -45^\circ + \delta$ для другой оптической оси.

Таким образом, оба поляризатора могут быть ориентированы вдоль оптических осей кристалла под углами, близкими к $\pm 45^\circ$, что обеспечивает чувствительность обнаружения в районе $\sqrt{2}/2$ от максимальной чувствительности согласно анализу, продемонстрированному ранее [102]. Затем эталонный и с образцом терагерцовые импульсы могут быть измерены для обеих оптических осей, и на их основе могут быть рассчитаны терагерцовые характеристики.

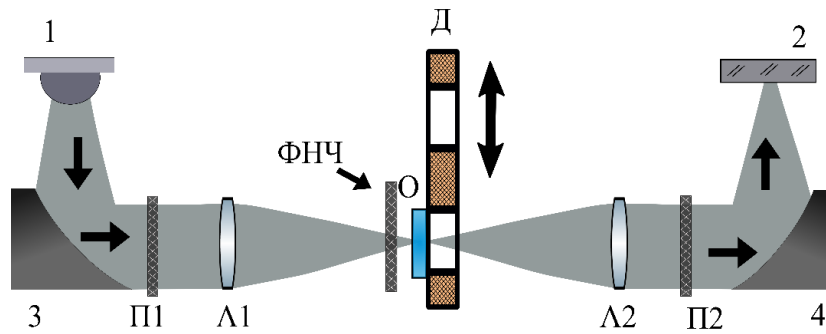


Рис. 48. Блок-схема терагерцового оптического тракта спектрометра.

4.1.3. Результаты исследования

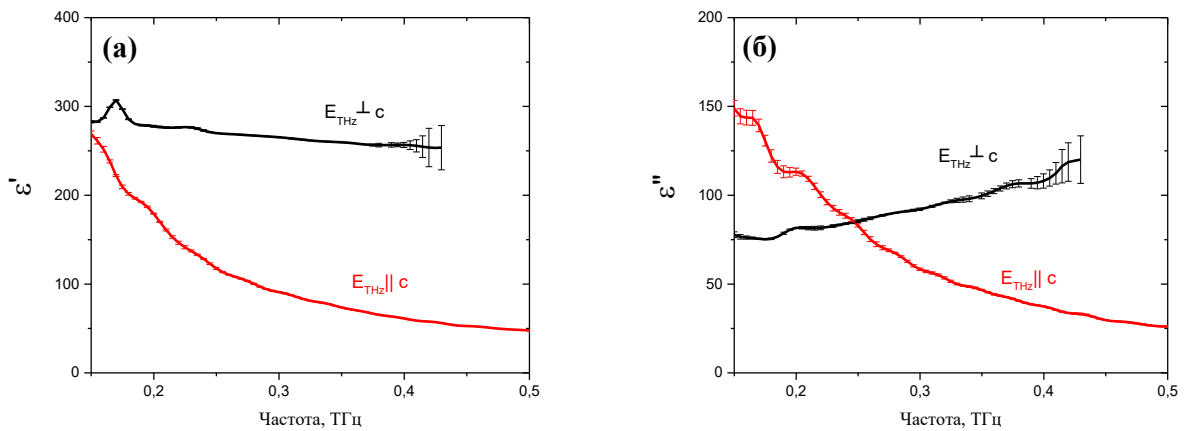


Рис. 49. Реальная (а) и мнимая (б) части комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN-61.

Результаты измерений комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN-61 методом ИТС при комнатной температуре представлены на Рис. 49. Измеренные диэлектрические ТГц свойства кристалла по величинам и характеру дисперсии качественно достаточно хорошо согласуются с расчетами диэлектрической проницаемости, полученной для монокристаллов SBN-35 [103] и SBN-61, полученные в [104], при анализе данных ИК-отражения.

Диэлектрическая проницаемость в полярной оси из-за фононного вклада довольно низкая ($E||c$), также как это было показано в [104]. Такой эффект не наблюдается для поляризации $E\perp c$, где ниже фононов находится центральная ось (central mode). Фононный вклад значительно выше, чем в полярном направлении. Это общая особенность структур этих кристаллов, что для перпендикулярной поляризации ширина и интенсивность очень велики, и, следовательно, их диэлектрический вклад в диэлектрическую проницаемость выше.

Возрастание же как реальной, так и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon||c$ в гигагерцовом диапазоне от 200 ГГц может быть связано с фононным переходами в данной области, так же как это наблюдалось в [104].

При малом пропускании на уровне $10^{-3} - 10^{-4}$, увеличение времени интегрирования не принесло бы результата, т.к. основной вклад в шумы не случайны, а долговременной дрейф. Однако используя ФНЧ удалось определить с хорошей точностью диэлектрические свойства кристалла SBN-61 [105].

4.1.4. Заключение

С использованием ФНЧ методом ИТС были исследованы кристаллы SBN-61. Показано, что их диэлектрические свойства близки к свойствам ранее исследованных плёнок [103]. Также полученные результаты хорошо согласуются с измерениями на отражение при комнатной температуре в работе [104].

Эта информация может быть полезна при моделировании и разработке детекторов миллиметрового диапазона частот, основанных на плёнках или тонких кристаллах SBN, а также для разработки метаповерхностей с включениями в виде сегнетоэлектриков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены подходы к улучшению технических характеристик терагерцового импульсного спектрометра.

Предложен способ сокращения времени измерения импульсных терагерцовых спектров для случая низкочастотных измерений, основанный на применении высокоэффективных интерференционных емкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров и одновременном увеличении интервала дискретизации системы регистрации спектрометра. Способ протестирован при измерении спектров пропускания эталонных образцов – пропускающих полосовых фильтров с центральными частотами 156 и 376 ГГц и шириной полосы $\sim 12\%$. В результате было показано сокращение времени измерения на спектрометре до 12 раз при повышении точности измерений за счёт нивелирования долговременного дрейфа сигнала спектрометра. Такой подход позволяет увеличить динамический диапазон и отношение сигнал/шум спектрометра в субтерагерцовом диапазоне.

Данный подход протестирован на примере исследования оптических и диэлектрических терагерцовых свойств сегнетоэлектрических кристаллов КТР и SBN-61.

Исследована температурная зависимость оптических свойств кристаллов KTiOPO_4 в субтерагерцовой области спектра в диапазоне температур -192 — $+150$ °С. Изменение трёх главных компонент показателя преломления кристалла описаны универсальными выражениями Зельмейера, зависящими от температуры. Показано, что коэффициенты выражений Зельмейера демонстрируют близкие к линейной температурные зависимости, что свидетельствует о незначительном влиянии ионного механизма проводимости кристалла на оптические свойства в терагерцовом спектральном диапазоне.

Исследована комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла SBN-61 в субтерагерцовой области спектра при комнатной температуре. Для оси $E_{||}$ с наблюдается центральный пик, для оси E_{\perp} с такой эффект не наблюдался. Измеренная комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла SBN-61 позволит на его основе разрабатывать оптические и электронные устройства, в которых требуются среды с большими значениями диэлектрической восприимчивости.

Разработан и протестирован узкополосный квазиоптический фильтр, основанный на эталоне Фабри-Перо в форме полипропиленовой плёнки с сеточными рефлекторами. На примере измерения пропускания кремниевой пластины с помощью разработанного фильтра

с центральной частотой в окрестности 0,8 ТГц и с полной шириной на полувысоте менее 4%. Частота данного фильтра была выбрана с целью мониторинга линии поглощения молекулярного газа монооксида углерода в локальном окне прозрачности атмосферы, выделения линии поглощения в кристалле КТР, а также данный фильтр попадает в локальное окно прозрачности 780-910 ГГц [106], и в дальнейшем может быть использован в других исследованиях. При совмещении с широкополосным полосовым пропускающим фильтром, подавляющим высшие резонансы эталона впервые экспериментально показана возможность реализации метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии, позволяющего сократить время измерения в 2 раза.

В будущем планируется провести более детальную апробацию метода субдискретизации для детектирования линий поглощения углекислого газа, линий поглощения в кристалле КТР, а также более детальное теоретическое исследование влияния ближнеполевых эффектов в ФФП.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ*Статьи*

1. **Рыбак А.**, Antsygin V., Mamrashev A., Nikolaev N. Terahertz optical properties of KTiOPO_4 crystal in the temperature range of $(-192)-150^\circ\text{C}$ // Crystals. 2021. Т. 11. № 2.
2. **Рыбак А.А.**, Николаев Н.А., Кузнецов С.А., Yang S.H. Применение емкостных микроструктур в качестве антиалиасных фильтров для задач широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии // Автометрия. 2020. Т. 56. № 1. С. 101-108.
3. **Рыбак А.А.**, Кузнецов С.А., Аржанников А.В., Николаев Н.А. Разработка узкополосного фильтра для реализации метода андерсемплинга в импульсных терагерцевых спектрометрах // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17. № 1. С. 78-92.

Труды конференций

4. **Рыбак А.А.**, Antsygin V.D., Mamrashev A.A., Nikolaev N.A. Temperature dependence optical properties of ktp crystals in the millimeter wavelength range // Pulsed Lasers and Laser Applications (AMPL-2021). Abstracts of XV International Conference. Tomsk, 2021. PP. 107-108.
5. Николаев Н.А., **Рыбак А.А.**, Мамрашев А.А., Анцыгин В.Д. Терагерцовые свойства сегнетоэлектриков KTiOPO_4 , KTiOAsO_4 и KNbO_3 // ФОТОНИКА 2021. СО РАН, ИФП СО РАН при содействии Министерства науки и высшего образования РФ. 2021. С. 117.
6. **Рыбак А.**, Antsygin V., Mamrashev A., Nikolaev N. Temperature dependence optical properties of KTP crystals in the terahertz range // Modern problems of laser physics - MPLP-2021. The IX International Symposium technical digest. Novosibirsk, 2021. P. 180-18.
7. Рыбак А.А. Терагерцовые свойства нелинейных кристаллов KTiOPO_4 в диапазоне температур $-192 \div +150^\circ\text{C}$ // МНСК-2021. Материалы 59-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 2021. С. 40.
8. Кузнецов С.А., Гельфанд А.В., Лазорский П.А., Федоринин В.Н., Аржанников А.В., Николаев Н.А., Мамрашев А.А., **Рыбак А.А.**, Генцелев А.Н., Бессмельцев В.П. Высокоэффективные квазиоптические частотные фильтры ТГц диапазона на основе частотно-избирательных поверхностей // ФОТОНИКА 2021. СО РАН, ИФП СО РАН при содействии Министерства науки и высшего образования РФ. 2021. С. 48.

9. Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A. Application of metasurface-based low-pass filters for improving THz-TDS characteristics // Journal of Physics: Conference Series. 4th International Conference on Metamaterials and Nanophotonics, METANANO 2019. 2020. P. 012118.
10. **Rybak A.A.**, Antsygin V.D., Nikolaev N.A. Terahertz properties of potassium titanyl phosphate in a wide temperature range // Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications—TERA 2020. The 4-th International Conference. 2020. P. 16.
11. Рыбак А.А. Исследование терагерцовых свойств нелинейных кристаллов калий титанил фосфата в широком диапазоне температур // ФОТОНИКА И КВАНТОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ. Материалы 58-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 2020. С. 28.
12. Mamrashev A., Minakov F.A., Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A., Gelfand A.V. Broadband 1D-grid-based terahertz polarizers and their applications in THz-TDS // Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications—TERA 2020. The 4-th International Conference. 2020. P. 34.
13. **Rybak A.A.**, Antsygin V.D., Nikolaev N.A. Thermo-optical properties of potassium titanyl phosphate in terahertz radiation // International Conference on Laser Optics. 2020. P. 32.
14. Рыбак А.А. Применение высокоэффективных микроструктурных фильтров нижних частот в терагерцовой импульсной спектроскопии // Молодежь, инновации, технологии. Сборник научных трудов Международной научно-технической конференции. Под редакцией Е.Г. Гуровой, С.В. Макарова. 2019. С. 140-141.
15. **Рыбак А.А.**, Николаев Н.А., Кузнецов С.А. Повышение технических характеристик импульсных терагерцовых спектрометров с помощью микроструктурных квазиоптических фильтров нижних частот // ФОТОНИКА 2019. СО РАН, ИФП СО РАН при содействии Министерства науки и высшего образования РФ. 2019. С. 153.
16. Рыбак А.А. Применение микроструктурных квазиоптических фильтров нижних частот для повышения технических характеристик импульсного терагерцового спектрометра // МНСК-2019. Фотоника и квантовые оптические технологии. Материалы 57-й Международной научной студенческой конференции. 2019. С. 22.
17. Рыбак А.А. Применение квазиоптических микроструктур в качестве антиалиасных фильтров для задач импульсной терагерцовой спектроскопии // Материалы Юбилейной

- международной молодежной конференции по люминесценции и лазерной физике, посвященной 50-летию первой школы по люминесценции в Иркутске. 2019. С. 79.
18. Nikolaev N., **Rybak A.**, Kuznetsov S., Yang S.H. Metasurface-based anti-alias filters for improved THZ-TDS measurements // International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz. 2019. P. 8874107.
 19. **Rybak A.**, Nikolaev N., Kuznetsov S. Design and investigation of a narrowband terahertz filter based on Fabry-Perot etalon // The 5-th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA-2023). Abstract book. Moscow, 2023. С. 88-89.
 20. **Рыбак А.А.**, Кузнецов С.А. Николаев Н.А. Терагерцовый узкополосный пропускающий фильтр на базе интерференционной микроструктуры // HOLOEXPO 2022. Тезисы докладов. XIX международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям. Барнаул, 2022. С. 373-378.
 21. Рыбак А. А. Моделирование узкополосного фильтра на основе резонатора фабри - перо для применения в импульсной терагерцовой спектроскопии // МНСК-2022. Фотоника и квантовые оптические технологии. Материалы 60-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 2022. С. 41.
 22. **Рыбак А.А.**, Кузнецов С.А., Николаев Н.А. дизайн терагерцового фильтра с шириной полосы менее 4 % на базе частотно-избирательных поверхностей // XII международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. Москва, 2023. С. 436-437.
 23. Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A. Metamaterials for antialiasing filtration and harmonic mixing in terahertz time-domain spectroscopy // The 5-th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA-2023). Abstract book. Moscow, 2023. С. 118.

Результаты интеллектуальной деятельности

24. Способ сокращения времени измерения и уменьшения шума сигнала импульсных терагерцовых спектрометров с разрешением во времени на основе применения метода андерсемплинга. Николаев, Н. А., Кузнецов, С. А. & **Рыбак, А. А.**, Новосибирский

государственный университет. Результат исследования: Патенты/Свидетельства о регистрации › свидетельство о регистрации ноу-хау. Дата приоритета 28 дек 2021.

25. Разработка узкополосных пропускающих фильтров для терагерцового диапазона на основе эталона Фабри-Перо. **Рыбак, А. А.**, Кузнецов, С. А. & Николаев, Н. А. Новосибирский государственный университет. Результат исследования: Патент/Свидетельства › свидетельство о регистрации ноу-хау № 77. Дата приоритета 22 дек. 2022.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mittleman D.M. Perspective: Terahertz science and technology // *Journal of Applied Physics*. 2017. Vol. 122, № 23. P. 230901.
2. Linden K. Single mode, short cavity, Pb-salt diode lasers operating in the 5, 10, and 30 μm spectral regions // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1985. Vol. 21, № 4. P. 391–394.
3. Nikitkina A.I. et al. Terahertz radiation and the skin: a review // *J Biomed Opt*. 2021. Vol. 26, № 4. P. 043005.
4. Nourinovin S. et al. Terahertz metastructures for noninvasive biomedical sensing and characterization in future health care [Bioelectromagnetics] // 70. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 2022.
5. Novikova A. et al. A non-destructive method for quality control of the pellet distribution within a MUPS tablet by terahertz pulsed imaging // *European Journal of Pharmaceutical Sciences*. 2018. Vol. 111. P. 549–555.
6. Ferguson B., Zhang X.-C. Materials for terahertz science and technology // *Nat Mater*. 2002. Vol. 1, № 1. P. 26–33.
7. Decoster D., Depret J. Method of characterization of dielectric or semiconductor materials using an optically pumped far infrared waveguide laser // *Review of Scientific Instruments*. 1980. Vol. 51. P. 1198–1201.
8. Kindt J.T., Schmuttenmaer C.A. Far-Infrared Dielectric Properties of Polar Liquids Probed by Femtosecond Terahertz Pulse Spectroscopy // *J. Phys. Chem. American Chemical Society*, 1996. Vol. 100, № 24. P. 10373–10379.
9. Duvillaret L., Garet F., Coutaz J.-L. A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron*. 1996. Vol. 2, № 3. P. 739–746.
10. Boyd J. et al. Direct Observation of Terahertz Surface Modes in Nanometer-Sized Liquid Water Pools // *Physical review letters*. 2001. Vol. 87. P. 147401.
11. Singh R.K. et al. High power terahertz radiation generation by optical rectification of a shaped pulse laser in axially magnetized plasma // *Physics of Plasmas*. 2017. Vol. 24, № 10. P. 103103.

12. Williams B.S. Terahertz quantum-cascade lasers: 9 // Nature Photon. Nature Publishing Group, 2007. Vol. 1, № 9. P. 517–525.
13. O K.K. et al. CMOS Platform for Everyday Applications Using Submillimeter Electromagnetic Waves // IEEE Open Journal of the Solid-State Circuits Society. 2023. Vol. 3. P. 17–31.
14. Zhou S.-X. et al. Characterization of low-resistance ohmic contacts to heavily carbon-doped n-type InGaAsBi films treated by rapid thermal annealing* // Chinese Phys. B. Chinese Physical Society and IOP Publishing Ltd, 2021. Vol. 30, № 2. P. 027304.
15. Hu B.B., Nuss M.C. Imaging with terahertz waves // Opt. Lett., OL. Optica Publishing Group, 1995. Vol. 20, № 16. P. 1716–1718.
16. Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Nuss M.C. T-ray imaging // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 1996. Vol. 2, № 3. P. 679–692.
17. Mittleman D.M. et al. Recent advances in terahertz imaging // Appl Phys B. 1999. Vol. 68, № 6. P. 1085–1094.
18. Jacobsen R.H., Mittleman D.M., Nuss M.C. Chemical recognition of gases and gas mixtures with terahertz waves // Opt. Lett., OL. Optica Publishing Group, 1996. Vol. 21, № 24. P. 2011–2013.
19. Mittleman D.M. et al. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy // Appl Phys B. 1998. Vol. 67, № 3. P. 379–390.
20. Boyd G.D., Pollack M.A. Microwave Nonlinearities in Anisotropic Dielectrics and Their Relation to Optical and Electro-Optical Nonlinearities // Phys. Rev. B. American Physical Society, 1973. Vol. 7, № 12. P. 5345–5359.
21. Fang M. et al. Nonlinearity in the Dark: Broadband Terahertz Generation with Extremely High Efficiency // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2019. Vol. 122, № 2. P. 027401.
22. Yin S. Lithium niobate fibers and waveguides: fabrications and applications // Proceedings of the IEEE. 1999. Vol. 87, № 11. P. 1962–1974.
23. Duvillaret, L.; Garet, F.; Coutaz, J.L. A Reliable Method for Extraction of Material Parameters in Terahertz Time-Domain Spectroscopy. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics 1996, 2, 739–745.

24. Анцыгин В. Д., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О. И. Малогабаритный терагерцовый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера. *Автометрия*. 2010, Т. 46, №3. С. 110-117.
25. Sartorius B. et al. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 13. P. 9565.
26. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов, М: Радио и связь, 1986. – 512 с.
27. Shannon C.E. Communication in the Presence of Noise // *Proceedings of the IRE*. 1949. Vol. 37, № 1. P. 10–21.
28. Mamrashev A.A., Potaturkin O.I. Characteristics of the system of polarization-optical detection of a pulsed terahertz spectrometer // *Optoelectron.Instrument.Proc.* 2011. Vol. 47, № 4. P. 332–337.
29. Wu Q., Zhang X.-C. Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses // *Applied Physics Letters*. 1997. Vol. 71, № 10. P. 1285–1286.
30. Макс Жак. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: В 2-х томах. Пер. с франц. — М.: Мир, 1983. — Т. 1. 312 с.
31. Landau H.J., Pollak H.O. Prolate Spheroidal Wave Functions, Fourier Analysis and Uncertainty—III: The Dimension of the Space of Essentially Time- and Band-Limited Signals // *Bell System Technical Journal*. 1962. Vol. 41, № 4. P. 1295–1336.
32. Кловский Д.Д. и др. Теория электрической связи: - М.: Радио и связь, 1999. - 432 с.
33. Harada H., Prasad R. *Simulation and Software Radio for Mobile Communications*. Artech House, 2002. 498 p.
34. Vieweg N. et al. Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range // *J Infrared Milli Terahz Waves*. 2014. Vol. 35, № 10. P. 823–832.
35. Stehr D. et al. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer // *Opt Lett*. 2010. Vol. 35, № 22. P. 3799–3801.
36. Анцыгин В. Д. Мамрашев А. А. Диэлектрические и оптические свойства пленок ниобата бария-стронция в области 0,2 – 1,3 ТГц. *Автометрия*. 2017. Т. 53 № 6. С. 92-96.

37. Vlasov M. et al. Optical properties of lead germanate Pb₅Ge₃O₁₁ in terahertz range // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. Vol. 737. P. 012022.
38. Kuznetsov S. et al. Ultra-Thin Metasurface Absorbers for Subterahertz Band: Theoretical Aspects and Detector Applications. 2018. P. 419416 p.
39. Wang C.-R. et al. Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K // *Infrared Physics & Technology*. 2018. Vol. 97.
40. Mamrashev A A, Nikolaev N A, Antsygin V D, Bekker T B, Kokh A E, Kokh K A, Lanski G V, Svetlichny V A and Andreev Y M. β -BBO: Optical Properties and Phase-Matching for THz Wave Generation. Proc. 43rd Int. Conf. on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018), Nagoya, Japan, September 9-14, 2018, Article no. 8510284.
41. Nazarov M.M., Cherkasova O.P., Shkurinov A.P. A Comprehensive Study of Albumin Solutions in the Extended Terahertz Frequency Range // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2018. Vol. 39. P. 840–853.
42. Kuznetsov S. et al. Development and Characterization of Quasi-Optical Mesh Filters and Metastructures for Subterahertz and Terahertz Applications // *Measurement Technology and Intelligent Instruments IX*. 2010. Vol. 437. P. 276–280.
43. Nikolaev N., Kuznetsov S., Beruete M. Angle-Susceptible Narrowband Terahertz Metasurface for Thin-Film Sensing. 2018. P. 423420 p.
44. Jáuregui-López I. et al. THz Sensing With Anomalous Extraordinary Optical Transmission Hole Arrays: 11 // *Sensors*. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. Vol. 18, № 11. P. 3848.
45. Ulrich R. Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure // *Infrared Physics*. 1967. Vol. 7, № 1. P. 37–55.
46. Ulrich R. Effective low-pass filters for far infrared frequencies // *Infrared Physics*. 1967. Vol. 7, № 2. P. 65–74.
47. Ulrich R. Interference Filters for the Far Infrared // *Appl. Opt., AO*. Optica Publishing Group, 1968. Vol. 7, № 10. P. 1987–1996.
48. Gupta S. et al. Infrared filters using metallic photonic band gap structures on flexible substrates // *Applied Physics Letters*. 1997. Vol. 71, № 17. P. 2412–2414.

49. Paul M.J. et al. High-field terahertz response of graphene // *New J. Phys.* IOP Publishing, 2013. Vol. 15, № 8. P. 085019.
50. Wang W. et al. Terahertz parametric oscillator based on KTiOPO₄ crystal // *Opt Lett.* 2014. Vol. 39, № 13. P. 3706–3709.
51. Hosako I. Multilayer optical thin films for use at terahertz frequencies: method of fabrication // *Appl. Opt.*, AO. Optica Publishing Group, 2005. Vol. 44, № 18. P. 3769–3773.
52. Zhu Z. et al. A Metamaterial-Based Terahertz Low-Pass Filter With Low Insertion Loss and Sharp Rejection // *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 2013. Vol. 3, № 6. P. 832–837.
53. Kristensen M.H. Optimization and Benchmarking of a Terahertz Time-Domain Spectrometer.
54. Numerical Recipes Example Book (Pascal). Cambridge University Press, 1990. 223 p.
55. Lee E.S. et al. Terahertz notch and low-pass filters based on band gaps properties by using metal slits in tapered parallel-plate waveguides // *Opt. Express*, OE. Optica Publishing Group, 2011. Vol. 19, № 16. P. 14852–14859.
56. Navarro-Cia M. et al. Route for Bulk Millimeter Wave and Terahertz Metamaterial Design // *Quantum Electronics, IEEE Journal of.* 2011. Vol. 47. P. 375–385.
57. Kuznetsov S.A. et al. Microstructured frequency selective quasi-optical components for subterahertz and terahertz applications // 2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 2013. P. 1–2.
58. Slocum D. et al. Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2013. Vol. 127. P. 49–63.
59. Xu W., Xie L., Ying Y. Mechanisms and applications of terahertz metamaterial sensing: a review // *Nanoscale.* The Royal Society of Chemistry, 2017. Vol. 9, № 37. P. 13864–13878.
60. Gordon I.E. et al. The HITRAN2020 molecular spectroscopic database // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2022. Vol. 277. P. 107949.
61. Antsygin V.D. et al. Terahertz optical properties of potassium titanyl phosphate crystals // *Opt. Express*, OE. Optica Publishing Group, 2014. Vol. 22, № 21. P. 25436–25443.

62. M. K. A. Thumm, A. V. Arzhannikov, V. T. Astrelin et al. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 2014 Vol. 35, P. 81–90.
63. Аржанников А.В. и др. Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3 // *Физика плазмы. Федеральное государственное бюджетное учреждение "Российская академия наук"*, 2012. Vol. 38, № 6. P. 496–496.
64. Munk B.A. *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2000.
65. Обуховец, В. А., Касьянов, А. О. Потенциальные возможности и области применения полосковых решеток // *Антенны*. - 2011. - N 6 (169), С. 3-15.
66. Holloway C.L. et al. An Overview of the Theory and Applications of Metasurfaces: The Two-Dimensional Equivalents of Metamaterials // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2012. Vol. 54, № 2. P. 10–35.
67. Glybovski S. et al. Metasurfaces: From microwaves to visible // *Physics Reports*. 2016. Vol. 634.
68. K. D. Möller, J. B. Warren, J. B. Heaney, and C. Kotecki. Cross-shaped bandpass filters for the near- and mid-infrared wavelength regions // *Applied Optics* Vol. 35, Issue 31, pp. 6210-6215 (1996).
69. Chase S.T., Joseph R.D. Resonant array bandpass filters for the far infrared // *Appl. Opt.*, AO. Optica Publishing Group, 1983. Vol. 22, № 11. P. 1775–1779.
70. Александрович К.С., Александрович А.М., Александрович Л.П. Спектральные измерения диэлектрических свойств полипропиленовых пленок в субтерагерцовом диапазоне частот // *Журнал Вестник НГУ. Серия Физика*. 2014. Vol. 2014. Том 9, № № 4. P. 15–38.
71. Розенберг, Г.В. *Оптика тонкослойных покрытий*. Москва: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958, 570 с.
72. Carli B. Reflectivity of metallic films in the infrared // *J. Opt. Soc. Am.*, JOSA. Optica Publishing Group, 1977. Vol. 67, № 7. P. 908–910.
73. Casey J.P., Lewis E.A. Interferometer Action of a Parallel Pair of Wire Gratings // *J. Opt. Soc. Am.*, JOSA. Optica Publishing Group, 1952. Vol. 42, № 12. P. 971–977.

74. Steup D. A tuneable 600 GHz bandpass-filter with large free-spectral-range // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1992. Vol. 13. P. 1767–1779.
75. Нефедов, Е.И. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн: учебник для СПО / Е.И. Нефедов. - М.: Академия, 2006.-320с..
76. Курушин А. А. Использование каналов Флоке для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники. 2010. № 11. С. 3.
77. Bolt R.J., van der Mooren M. Single shot bulk damage threshold and conversion efficiency measurements on flux grown KTiOPO₄ (KTP) // Optics Communications. 1993. Vol. 100, № 1. P. 399–410.
78. Nikogosyan D. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey // Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey: ISBN 978-0-387-22022-2. Springer Science+Business Media, Inc., 2005. 2005.
79. Mamrashev A. et al. Optical Properties of KTP Crystals and Their Potential for Terahertz Generation: 8 // Crystals. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. Vol. 8, № 8. P. 310.
80. Huang J.-G. et al. Phase matching in RT KTP crystal for down-conversion into the THz range // Laser Phys. Lett. IOP Publishing, 2018. Vol. 15, № 7. P. 075401.
81. Wu M.-H. et al. Generation of ~100 kW narrow-line far-infrared radiation from a KTP off-axis THz parametric oscillator // Optica, OPTICA. Optica Publishing Group, 2019. Vol. 6, № 6. P. 723–730.
82. Wu M.-H. et al. Terahertz parametric generation and amplification from potassium titanyl phosphate in comparison with lithium niobate and lithium tantalate // Opt. Express, OE. Optica Publishing Group, 2016. Vol. 24, № 23. P. 25964–25973.
83. Nikolaev N.A. et al. β -BBO, LBO, AND KTP Nonlinear Crystals as Sources of Millimeter-Wave Radiation // Russ Phys J. 2020. Vol. 63, № 6. P. 1025–1029.
84. Bigourd D. et al. Detection and quantification of multiple molecular species in mainstream cigarette smoke by continuous-wave terahertz spectroscopy // Opt. Lett., OL. Optica Publishing Group, 2006. Vol. 31, № 15. P. 2356–2358.
85. Hsieh Y.-D. et al. Dynamic terahertz spectroscopy of gas molecules mixed with unwanted aerosol under atmospheric pressure using fibre-based asynchronous-optical-sampling terahertz time-domain spectroscopy // Sci Rep. 2016. Vol. 6. P. 28114.

86. Mamrashev A. et al. Detection of Nuclear Spin Isomers of Water Molecules by Terahertz Time-Domain Spectroscopy // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2017. Vol. 8.
87. Zhukov S.S. et al. Rotational coherence of encapsulated ortho and para water in fullerene-C60 revealed by time-domain terahertz spectroscopy // *Sci Rep*. 2020. Vol. 10, № 1. P. 18329.
88. Nanni E.A. et al. Terahertz-driven linear electron acceleration: 1 // *Nat. Commun. Nature Publishing Group*, 2015. Vol. 6, № 1. P. 8486.
89. Hafez H.A. et al. Terahertz Nonlinear Optics of Graphene: From Saturable Absorption to High-Harmonics Generation // *Advanced Optical Materials*. 2020. Vol. 8, № 3. P. 1900771.
90. Cherkasova O. et al. Effects of Terahertz Radiation on Living Cells: a Review // *Optics and Spectroscopy*. 2020. Vol. 128. P. 855–866.
91. Antsigin V.D. et al. Ferroelectric and nonlinear optical properties of ferroelectric-superionic KTP // *Ferroelectrics*. Taylor & Francis, 1993. Vol. 143, № 1. P. 223–227.
92. Urenski P., Gorbatov N., Rosenman G. Dielectric relaxation in flux grown KTiOPO₄ and isomorphous crystals // *Journal of Applied Physics*. 2001. Vol. 89, № 3. P. 1850–1855.
93. Kugel G.E. et al. The vibrational spectrum of a KTiOPO₄ single crystal studied by Raman and infrared reflectivity spectroscopy // *J. Phys. C: Solid State Phys*. 1988. Vol. 21, № 32. P. 5565.
94. Surovtsev N.V. et al. The nature of low-frequency Raman scattering in congruent melting crystals of lithium niobate // *Phys. Solid State*. 2003. Vol. 45, № 3. P. 534–541.
95. Mounaix P. et al. Characterization of non-linear Potassium crystals in the Terahertz frequency domain // *Optics Communications*. 2004. Vol. 242, № 4. P. 631–639.
96. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Berlin Heidelberg, 2014. 224 p.
97. Pálfalvi L. et al. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range // *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 97. P. 123505–123505.

98. Cuniot-Ponsard M. Strontium Barium Niobate Thin Films for Dielectric and Electro-Optic Applications // *Ferroelectrics - Material Aspects*. IntechOpen, 2011.
99. Воротилов К.А., Мухортов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрики., М: Энергоатомиздат. 2011. 175 с.
100. Kanno I. Piezoelectric MEMS: Ferroelectric thin films for MEMS applications // *Japanese Journal of Applied Physics*. 2018. Vol. 57. P. 040101.
101. Стрюков Д.В. et al. Структура, динамика решетки и диэлектрические характеристики в диапазоне 0.1–2.5 ТГц гетероэпитаксиальных пленок ниобата бария-стронция // *Неорганические Материалы*. 2022. Vol. 58, № 1. P. 61–68.
102. Mamrashev A., Minakov F., Nikolaev N. and Antsygin V. Terahertz Time-Domain Polarimetry for Principal Optical Axes of Anisotropic Crystals // *Photonics* 2021, 8(6), 213.
103. Pavlenko A.V. et al. Structural Characteristics of Thin Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb₂O₆ Films in the Temperature Range 20–500°C // *Inorg Mater*. 2020. Vol. 56, № 11. P. 1188–1192.
104. Buixaderas E. et al. Infrared and Dielectric Spectroscopy of the Relaxor Ferroelectric Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb₂O₆ // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2005. Vol. 17. P. 653.
105. Willmott P.R. et al. Experimental and theoretical study of the strong dependence of the microstructural properties of Sr_xBa_{1-x}Nb₂O₆ thin films as a function of their composition// *Phys. Rev. B* 71, 144114 – Published 29 April 2005.
106. Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C.C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics: 6 // *Nature Photon*. Nature Publishing Group, 2016. Vol. 10, № 6. P. 371–379.