Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твёрдого тела Российской академии наук

На правах рукописи

КАТЫБА ГЛЕБ МИХАЙЛОВИЧ

ВОЛНОВОДЫ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ ПРОФИЛИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ САПФИРА

Специальность 01.04.07 –
«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук
Курлов Владимир Николаевич
Научный консультант:
кандидат технических наук
Зайцев Кирилл Игоревич

Черноголовка – 2020

Оглавление

Введение 4

Глава 1. Анализ материалов и методов получения современных терагерцовых волноводов на основе различных физических принципов функционирования 10

1.1.Терагерцовое излучение, его свойства и применение 10

1.2 Материалы терагерцовой волноводной оптики 14

1.3 Физические принципы передачи терагерцового излучения в волноводах 20

1.4 Методы получения терагерцовых волноводов 45

1.5 Выводы по Главе 1 49

Глава 2. Разработка терагерцовых волноводов различной геометрии на основе профилированных кристаллов сапфира 51

2.1 Особенности моделирования передачи терагерцового излучения с помощью метода собственных мод 51

2.2 Моделирование антирезонансного сапфирового терагерцового волновода револьверного типа 56

2.3 Моделирование антирезонансного терагерцового волновода на основе сапфировой трубки с полимерным покрытием 59

2.4 Моделирование фотонно-кристаллического сапфирового терагерцового волновода 62

2.5 Моделирование сапфирового волокна субволнового диаметра 67

2.6 Выводы по Главе 2 69

Глава 3. Получение сапфировых терагерцовых волноводов различной геометрии 71

3.1 Описание установки и тепловой зоны для выращивания из расплава профилированных кристаллов сапфира методом EFG. 71

3.2 Получение сапфировых антирезонансных волноводов 74

3.3 Получение сапфировых фотонно-кристаллических волноводов..... 79

3.4 Получение сапфировых волокон субволнового диаметра 84

3.5 Выводы по Главе 3 88

Глава 4. Экспериментальное исследование передачи терагерцового излучения в сапфировых волноводах 90

4.1 Экспериментальные методы исследования оптических характеристик сапфировых терагерцовых волноводов 90

4.2 Экспериментальное исследование распространения терагерцового излучения в сапфировых волноводах 101

4.3 Применение разработанных сапфировых волноводов в различных областях терагерцовой техники..... 114

4.4 Выводы по Главе 4 125

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 Метод собственных мод для моделирования взаимодействия излучения с волноводными структурами..... 127

Заключение 130

Список литературы 131

Введение

Актуальность работы

В настоящее время методы терагерцовой (ТГц) спектроскопии и визуализации [1] активно развиваются и используются для решения ряда научно-технических задач, среди которых можно выделить: спектроскопию конденсированных сред [2–5] и газов [6], неразрушающий контроль композиционных материалов и керамик [7–9], обеспечение безопасности жизнедеятельности [10], системы связи нового поколения [11,12], контроль качества химической [13], фармацевтической [14,15] и сельскохозяйственной продукции [16], медицинскую диагностику [17–20], а также исследование произведений искусства [21,22]. Однако, несмотря на стремительное развитие ТГц технологий, их возможности в значительной степени ограничены отсутствием эффективной элементной базы ТГц оптики и, в частности, отсутствием коммерчески доступных волноводов для передачи и доставки излучения указанного диапазона к труднодоступным объектам исследования или воздействия. Современные материалы волоконной оптики видимого и инфракрасного (ИК) диапазонов – стекла и полимеры – и связанные с ними технологии получения позволяют решать ограниченный спектр проблем ТГц оптики по причине высокой материальной дисперсии и/или сильного поглощения ТГц излучения в отмеченных средах. Более того, данные материалы далеко не всегда способны работать в условиях агрессивной окружающей среды (при высоких плотностях энергии, при контакте с химически активными веществами, биологическими тканями и жидкостями, при высоких температурах и давлениях). Таким образом поиск и получение новых материалов для применения в ТГц оптике и разработка волноводов для передачи излучения являются весьма актуальными проблемами современной физики.

Сочетание комбинации физико-химических свойств сапфира (высокий показатель преломления и сравнительно низкий коэффициент поглощения в

ТГц диапазоне, высокая механическая прочность, химическая инертность и термическая стойкость) с возможностью выращивания из расплава профилированных кристаллов со сложной геометрией поперечного сечения и высоким качеством в объеме и на поверхности, делает этот материал привлекательным для изготовления волноводов, обеспечивающих эффективную передачу ТГц импульсов и способных работать в различных агрессивных средах.

Цель работы

Целью диссертационной работы является исследование оптических свойств оригинальных ТГц волноводов различной геометрии на основе профилированных кристаллов сапфира, а также их применение для задач внутриволноводной ТГц спектроскопии, интерферометрии и сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии.

Для достижения поставленной цели в ходе исследования были сформулированы следующие задачи:

1) моделирование распространения излучения в сапфировых волноводах с учетом анизотропии оптических характеристик материала для определения геометрии сечения, при которых волноводы будут характеризоваться малыми потерями и дисперсией;

2) разработка методики изготовления многоканальных волноводов на основе профилированных кристаллов сапфира;

3) экспериментальное определение оптических характеристик сапфировых волноводов: модовой структуры, эффективного индекса моды и коэффициента её затухания. Сравнение результатов экспериментальных исследований с предсказаниями моделирования;

4) разработка методов высокотемпературных внутриволноводных измерений в ТГц диапазоне с использованием сапфировых многоканальных волноводов;

5) разработка метода сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии в ТГц диапазоне с субволновым пространственным разрешением с использованием сапфировых волокон.

Методы исследования

При решении поставленных задач диссертационной работы применялся комплексный подход, сочетающий численное моделирование, ростовые эксперименты и характеризацию образцов волноводов различными методами:

1) Моделирование распространения ТГц излучения в сапфировых волокнах и волноводах различной геометрии выполнялось с помощью конечно-разностного метода собственных мод – Finite Difference Eigenmode, реализованного в коммерческом пакете программ Lumerical Mode Solution.

2) Получение сапфировых волноводов и волокон проводилось выращиванием из расплава методом Edge-defined Film-fed Growth (EFG).

3) Экспериментальные исследования передачи излучения в сапфировых волноводах проводились с помощью оригинальных экспериментальных установок, реализующих методы ТГц импульсной спектроскопии, а также спектроскопии и визуализации на базе источников непрерывного излучения.

4) Обработка данных экспериментальных исследований выполнялась в оригинальном программном обеспечении, реализованном на языке программирования MATLAB.

Основные положения, выносимые на защиту

1) Методика изготовления сапфировых ТГц волноводов с заранее рассчитанным профилем поперечного сечения.

2) Волноводы на основе профилированных кристаллов сапфира для передачи излучения с высокой эффективностью в характерном рабочем

спектральном диапазоне от 0,2 до 1,5 ТГц, с малой дисперсией и минимальным коэффициентом затухания по интенсивности 1 дБ/м.

3) Способ высокотемпературных измерений фазовых переходов вещества, при котором многоканальный монокристалл сапфира одновременно используется в качестве кюветы для анализируемого вещества и ТГц волновода.

4) Методика проведения ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с пространственным разрешением до $\lambda/4$ с использованием сапфирового волокна с субволновым диаметром и существенной локализацией излучения волноводной моды в сердцевине.

Научная новизна исследований

1) На основе результатов численного моделирования определены геометрии сечения ТГц волноводов, реализующих различные физические механизмы передачи излучения с малыми потерями и дисперсией.

2) Разработана методика изготовления ТГц волноводов различной геометрии на основе профилированных кристаллов сапфира.

3) Продемонстрировано, что разработанные многоканальные волноводы для передачи излучения ТГц диапазона характеризуются минимальными потерями 1,5 дБ/м для антирезонансного волновода и 1,0 дБ/м для фотонно-кристаллического волновода.

4) Впервые продемонстрирована возможность использования эффекта межмодовой интерференции в многомодовых сапфировых волноводах для проведения высокотемпературной внутриволноводной интерферометрии в ТГц диапазоне.

5) Впервые показана возможность применения сапфировых волокон в качестве гибких зондов для проведения сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с пространственным разрешением за пределом

Аббе. Впервые проведена экспериментальная визуализация нового типа искривлённой субволновой каустики электромагнитного поля.

Практическая значимость работы

Разработанные сапфировые волноводы обеспечивают низкую дисперсию и малые потери при передаче излучения ТГц диапазона и значительно превосходят существующие аналоги по своим техническим характеристикам. Они станут основой для создания эндоскопических систем и связанных с ними методов медицинской ТГц диагностики, терапии и неразрушающего контроля. Они могут быть использованы для доставки излучения к труднодоступным объектам исследования, в качестве зондов для измерений в условиях агрессивной окружающей среды или в качестве ячеек для внутриволноводной спектроскопии и интерферометрии.

Апробация результатов работы

Основные положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих основных научных конференциях и симпозиумах:

- 8-th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (Photoptics 2020), Валетта, Мальта,
- Saratov Fall Meeting 2019 (SFM’19), Саратов, Россия;
- Saratov Fall Meeting 2018 (SFM’18), Саратов, Россия;
- Progress in Electromagnetics Research Symposium 2017 (PIERS’17), Санкт-Петербург, Россия;
- SPIE Optical Metrology 2017, Мюнхен, Германия;
- SPIE Photonic Europe 2018, Страсбург, Франция;
- SPIE Security + Defense 2019, Страсбург, Франция;
- 18th International Conference on Laser Optics 2018 (ICLO’18), Санкт-Петербург, Россия;

- 3rd International Conference Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications 2018 (TERA'18), Нижний Новгород, Россия;
- XXIII Петербургские чтения по проблемам прочности, 2018, Санкт-Петербург, Россия;
- Sechenov International Biomedical Summit 2017, SIBS'17, Москва, Россия.

Личный вклад автора

Основные результаты, изложенные в данной диссертации, получены лично автором. Соискатель проводил численные расчёты и экспериментальные исследования образцов, также автор принимал участие в их изготовлении и анализировал полученные результаты. Во всех случаях заимствования материалов других авторов в диссертации приведены ссылки на литературные источники.

Публикации

Основные теоретические и практические результаты диссертации опубликованы в **13** статьях в научных журналах, входящих в перечень ВАК РФ. По результатам диссертации получены **1** патент на изобретение РФ и **1** свидетельство на полезную модель.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Она изложена на 152 страницах машинописного текста, включает 37 рисунков, 4 таблицы, и содержит список литературы из 201 наименований.

Глава 1. Анализ материалов и методов получения современных терагерцовых волноводов на основе различных физических принципов функционирования

В настоящей главе приведён литературный обзор современного состояния исследований в области разработки волокон и волноводов для передачи ТГц излучения на базе различных материалов и физических принципов функционирования.

В разделе 1.1 рассказывается о свойствах ТГц излучения и существующих проблемах разработки элементной базы для данного диапазона, в частности, проблемах разработки волноводов. В разделе 1.2 дана информация о применении различных материалов для создания таких волноводов, в разделе 1.3 выполнена классификация ТГц волноводов и сделан обзор существующих разработок, в разделе 1.4 рассказывается о современных методах изготовления ТГц волноводов. Наконец, в разделе 1.5 сформулированы цели и задачи диссертационной работы и сделан вывод о перспективности использования профилированного сапфира в качестве материала для ТГц волноводов.

1.1.Терагерцовое излучение, его свойства и применение

ТГц область электромагнитного спектра [23] расположена между ИК и микроволновым диапазонами, Рис. 1.1. ТГц диапазону соответствуют частоты от 0,1 до 10,0 ТГц или длины волн от 3000 мкм до 30 мкм. Данная область спектра ранее была известна как «терагерцовая щель» или «терагерцовый разрыв» (от английского «terahertz gap»), что связано с историческими трудностями ее освоения, в частности, с проблемами создания эффективной ТГц элементной базы.

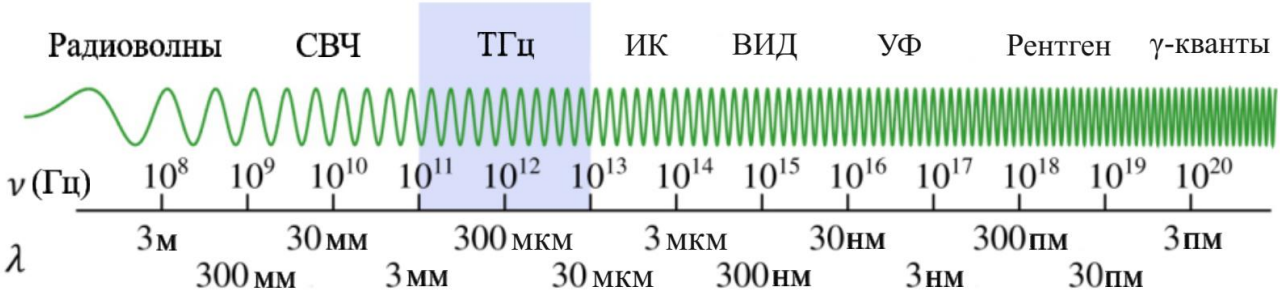


Рисунок 1.1. Шкала электромагнитных волн, где СВЧ – сверхвысокочастотный диапазон, УФ – ультрафиолетовый диапазон, ВИД – видимый диапазон [1], ν – частота излучения, λ – длина волны излучения в свободном пространстве.

Характерный период излучения ТГц диапазона составляет $\tau = 1/\nu \approx 1$ пс и, следовательно, ТГц комплексная диэлектрическая проницаемость несет информацию о структурных свойствах вещества и низкочастотных молекулярных колебаниях с пикосекундными временными масштабами, включая вращательные, вибрационные и либрационные моды молекул (в том числе – органических соединений), колебания решетки в твердых телах, внутризонные переходы в полупроводниках и др. ТГц излучение практически не взаимодействует с энергетическими уровнями отдельных атомов и является неионизирующим, так как энергия ТГц кванта мала. Например, на частоте 1,0 ТГц она составляет 4,1 мэВ, что значительно меньше постоянной Ридберга $\mathcal{R} = -13{,}6$ эВ.

Впервые ТГц волны упоминались в работах Николса и Рубенса [24,25], которые изучали излучение абсолютно черного тела. В 1924 был создан первый мощный генератор ТГц излучения сравнительно высокой мощности [26,27], в котором удалось выделить несколько гармоник с длинами волн 300, 180, 150 и 82 мкм и, таким образом, перекрыть разрыв между микроволновым и ИК диапазонами. Толчком к развитию ТГц техники послужило успешное применение методов фурье-спектроскопии в рассматриваемом диапазоне. Например, в работе [28] для измерения показателя преломления кристаллического кварца в диапазоне длин волн от

500 мкм до 180 мкм в схеме фурье-спектрометра использовался интерферометр Майкельсона и ртутная лампа в качестве источника. Впоследствии указанные методы фурье-спектроскопии широко применялась для исследования спектров поглощения различных веществ в ТГц диапазоне [29,30].

Использование источников теплового излучения для генерации волн суб-миллиметрового диапазона имеет ограниченную эффективность. Поэтому на протяжении значительного периода времени актуальной задачей являлась разработка мощных и стабильных источников ТГц излучения, которые могли бы перекрывать весь диапазон частот и работать как в режиме генерации широкополосных ТГц импульсов, так и в режиме непрерывного ТГц излучения.

Исторически первым устройством, обеспечивающим генерацию достаточно мощного пучка непрерывного излучения субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов, являлась лампа обратной волны (ЛОВ, другое название – карцинотрон), где в качестве источника использовались ускоренно движущиеся электроны в периодическом потенциале [31–33]. С созданием системы из нескольких ЛОВ, полностью перекрывающей субмиллиметровый диапазон (на длинах волн вплоть до 200 мкм), данный метод исследования долгое время был практически единственным для характеризации образцов с узкими резонансными линиями, сильной анизотропией и малым (около 10^{-3}) коэффициентом пропускания [33–37]. Кроме того, в качестве источника мощного пучка непрерывного излучения ЛОВ могут применяться при создании систем визуализации для ТГц диапазона [38] Недостатком подобных устройств является сложность в производстве и высокая цена.

В 1975 впервые наблюдался эффект фотопереключения и регистрировалось дипольное ТГц излучение неравновесных носителей заряда в полупроводнике, возбуждаемом оптическими ультракороткими лазерными импульсами [39]. Генерация широкополосного импульсного ТГц излучения

была реализована в полупроводниковых структурах [40,41] – фотопроводящих антеннах, которые представляют собой слой полупроводника с двумя металлическими электродами, способные под действием фемтосекундных лазерных импульсов оптического диапазона генерировать широкополосное ТГц излучение в диапазоне от $< 0{,}1$ до $4 - 5$ ТГц. В настоящее время фотопроводящие антенны являются одними из наиболее распространенных источников широкополосного ТГц излучения [42,43] как в установках для лабораторных исследований [44], так и в портативных приборах, подходящих для практических приложений [45].

Если системы генерации и детектирования ТГц излучения, а также элементы открытой ТГц оптики (окна, светоделители, зеркала, линзы и др.) присутствуют в коммерческой продаже и широко используются для решения фундаментальных и прикладных задач, то коммерчески доступных систем передачи ТГц излучения с использованием волноводов на настоящий момент не существует [46]. Именно поэтому большинство инструментов ТГц спектроскопии и визуализации построены на элементах открытой оптики ТГц диапазона, что значительно сужает возможность их практического применения. Главными причинами отсутствия волноводов для передачи ТГц излучения с малыми потерями и дисперсией являются:

- ограниченная номенклатура материалов ТГц оптики по сравнению с оптикой видимого и ИК диапазонов;
- из-за большой длины волны ТГц излучения сечения волноводных мод имеют большую площадь, что требует увеличения диаметра волновода, снижая его применимость в различных областях;
- сравнительная новизна задачи: если для микроволнового, ИК и видимого излучения волноводы разрабатывались с середины XX века [47], то волноводная оптика ТГц диапазона начала свое развитие лишь в 1990-х годах [48].

В то же время ТГц волноводы имеют значительный потенциал применений в различных областях науки и техники:

- гибкие волокна, жесткие волноводы и эндоскопические системы на их основе могут использоваться в ТГц медицинской диагностике, для доставки излучения к труднодоступным тканям и внутренним органам [46,49,50];
- гибкие ТГц волокна могут найти своё применение в качестве кантилеверов для ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии [51,52];
- жесткие волноводы с полой сердцевиной могут применяться в задачах внутриволноводной спектроскопии и интерферометрии твердых сред, газов и биологических объектов [53–56];
- волноводы могут применяться для создания различных элементов ТГц оптики: резонаторов [57,58], делителей пучка с использованием эффекта межмодовой интерференции [59] и интерферометров [60].

Таким образом, разработка ТГц волноводов с высокими оптическими характеристиками, а также методов их получения представляется новой и актуальной задачей современной ТГц оптики и физики конденсированного состояния.

1.2 Материалы терагерцовой волноводной оптики

Одной из главных задач создания ТГц волноводной оптики является поиск новых материалов, методов их получения и обработки [23]. Как отмечалось выше, перечень современных материалов ТГц оптики довольно мал, что значительно ограничивает возможность синтеза и оптимизации ТГц оптических элементов и систем [61]. Перечень наиболее распространённых

ТГц оптических материалов приведен в Таблице 1, причем для их сравнения указан показатель преломления и коэффициент поглощения излучения веществом на частоте 1,0 ТГц. Существующие материалы ТГц оптики можно разделить на три группы:

- полимерные материалы;
- кристаллические материалы;
- композитные структуры на основе многокомпонентных сред.

Среды на основе различных полимерных соединений широко используются для нужд ТГц оптики [23,62,63], из которых наибольшее распространение получили:

- полиэтилен высокой плотности (High-Density PolyEthylene –HDPE),
- полиэтилен низкой плотности (Low-Density PolyEthylene – LDPE),
- политетрафторэтилен (PolyTetraFluoroEthylene – PTFE / Teflon),
- полиметилпентен (PolyMethylPentene – PMP / TPX),
- полиимид (Kapton),
- Cyclo Olefin Polymer (COP / Zeonor),
- майлар (Biaxially-Oriented PolyEthylene Terephthalate – BoPET/Mylar).

Полимеры довольно легко обрабатываются, что позволяет получать на их основе изделия сложной формы, такие как асферические линзы [64,65] и волноводы с полыми каналами и микроструктурированной поверхностью (подробнее см. раздел 1.3). Также на основе полимеров сравнительно легко изготавливать гибкие ТГц волокна с твёрдой сердцевиной.

Несмотря на достаточно малое поглощение ТГц излучения, полимерные материалы могут быть неоптимальными для создания ТГц волноводов с полой сердцевиной из-за сравнительно малого показателя преломления, и, соответственно, низкого френелевского отражения излучения от оболочки в сердцевину. Материальная дисперсия в полимерах в целом выше, чем в

кристаллах кремния или сапфира. Кроме того, для решения некоторых задач полимерные материалы неприменимы из-за недостаточной механической прочности, термической и радиационной стойкости, а также химической инертности. Это делает актуальным разработку ТГц оптических элементов, которые способны работать при больших мощностях накачки, а также в агрессивных внешних условиях, например, при высоких температурах и давлениях, в присутствии химически активных сред и при значительных механических напряжениях.

Альтернативой полимерам могут быть такие кристаллические материалы [66,67], как:

- высокоомный кремний (High-Resistivity Float-Zone silicon – HRFZ-Si),
- кристаллический кварц,
- сапфир (α-Al_2O_3),
- оксид магния (MgO),
- алмаз, полученный методом осаждения из газовой фазы (Chemical Vapor Deposition-алмаз – CVD-алмаз).

Спектры диэлектрического отклика кристаллов в ТГц диапазоне довольно хорошо исследованы: например они изучались в работе [68] с применением измерительных методов ЛОВ- и ИК-спектроскопии. Кристаллические материалы применяются для создания ТГц окон и светоделителей: окно из поликристаллического CVD–алмаза используется в лазере на свободных электронах со средней мощностью 400 Вт [69]; благодаря слабой температурной зависимости диэлектрических свойств и прозрачности в широком спектральном диапазоне окна из HRFZ-Si являются оптимальными для решения задач широкополосной диэлектрической спектроскопии в широком диапазоне температур, включая криогенные [70]. Из Табл. 1 видно, что рассматриваемые кристаллические среды прозрачны в ТГц диапазоне. Для сравнения, оптические стёкла, широко используемые в

качестве материалов для оптики ближнего ИК диапазона, сильно поглощают ТГц изучение (плавленый кварц имеет потери по мощности $\alpha = 2{,}0$ см$^{-1}$ для частоты 1 ТГц [67], что более чем на порядок превышает потери в кристаллическом кварце). При этом показатель преломления кристаллов в $\sim 1{,}5 - 2{,}0$ раза больше по сравнению с полимерными средами. С одной стороны, это приводит к увеличению френелевского отражении излучения от поверхности оптического элемента; с другой стороны, это позволяет лучше сконцентрировать энергию излучения в небольшом объеме пространства и обеспечивает субволновую локализацию (конфайнмент) электромагнитных мод в объеме материала [71]. Более того, для ряда кристаллов дисперсия в широком диапазоне мала: для HRFZ-Si показатель преломления изменяется только на $\sim 10^{-4}$ в диапазоне частот $0{,}5 - 4{,}5$ ТГц [72], в то время как в других кристаллических материалах это изменение составляет $\sim 10^{-2}$.

По сравнению с полимерами, кристаллические материалы в ТГц оптике используются не так широко, прежде всего, из-за сложности получения монокристаллов и их дальнейшей обработки. Более того, в некоторых случаях она становится невозможной, например, при изготовлении волноводов длиной несколько десятков сантиметров и с масштабом структурного элемента сечения порядка нескольких сотен микрометров.

Перечень ТГц оптических материалов значительно расширяется за счет использования композитных микро и наноструктурированных сред. Диэлектрические свойства подобных материалов можно менять в относительно широких пределах путем изменения их химического и/или фазового состава, пористости и структуры. Приведём несколько характерных примеров:

- Различные композиционные материалы, такие как полимер-керамические структуры, характеризующиеся сегнетоэлектрическими свойствами [73], полимеры с внедрёнными кристаллическими микрочастицами [74], полимер-древесные структуры [75] и композиты,

составленные из полимеров разных типов [76]. Стоит отметить, что остаточные микромасштабные структурные неоднородности таких композитов могут быть причиной дополнительных потерь мощности и ухудшения качества ТГц пучка.

- Пористые материалы с размером неоднородностей, сравнимым с длиной волны ТГц диапазона [77,78], с возможностью управления пористостью и, соответственно, эффективным ТГц откликом в ходе изготовления. Такие материалы характеризуются довольно большими потерями ТГц излучения, однако в них можно значительно уменьшить дисперсию благодаря низкому эффективному показателю преломления (см. пункт 1.3).
- Метаматериалы на основе упорядоченных слоёв металлических решёток в свободном пространстве [79] или в диэлектрическом окружении [79–81] могут характеризоваться резонансными частотами в ТГц области спектра [82] или крайне высоким показателем преломления [88].
- Структуры на основе углеродных метаповерхностей [84] и углеродных нанотрубок, легированных различными соединениями [85], могут обладать необычными физическими свойствами, например, отрицательной фотопроводимостью (в работе [85] на их основе был изготовлен ТГц модулятор с глубиной модуляции $\Delta E/E > 60\ \%$). Эти материалы и связанные с ними технологии получения имеют большой потенциал в ТГц оптике. В качестве примера можно указать создание детекторных структур для ТГц излучения на основе графена и углеродных нанотрубок [86]. Однако соответствующие оптические элементы могут обладать только планарной геометрией.

Таблица 1. Оптические характеристики основных материалов, используемых в ТГц оптике			
Материал	**Коэффициент поглощения α, см$^{-1}$***	**Показатель преломления ***	**Источник**
Полимерные материалы			
TPX	0,4	1,46	[23]
COC	0,28	1,53	[87]
PMMA	21,00	1,60	[88]
HDPE	0,30	1,53	[23]
LDPE	0,20	1,51	[23]
PTFE	0,60	1,43	[23]
Kapton	15,20	1,73	[89]
Кристаллические материалы			
Кристаллический кварц	$\alpha_o \approx 0{,}125$ $\alpha_e \approx 0{,}07$	$n_0 = 2{,}11$ $n_e = 2{,}156$	[67]
Сапфир	$\alpha_o \approx 1{,}0$ $\alpha_e \approx 1{,}2$	$n_o = 3{,}07$ $n_e = 3{,}07$	[67]
HRFZ-Si	0,04	3,41	[67]

* – Значения показателя преломления и коэффициента поглощения излучения веществом приведены для частоты 1,0 ТГц.

Несмотря на очевидные преимущества таких материалов, их изготовление является сложной, трудоемкой и дорогостоящей задачей. К настоящему моменту подобные разработки все еще не вышли за рамки лабораторных исследований и далеки от массового производства.

1.3 Физические принципы передачи терагерцового излучения в волноводах

С 1980-х годов для передачи ТГц излучения стали применять микрополосковые линии – тонкие проводящие полосы с диэлектрическим слоем [90], или копланарные линии передачи – несколько металлических полос на подложке [91]. Они эффективны для передачи СВЧ колебаний средней мощности, а процесс их производства легко автоматизировать. Однако крайне высокий уровень потерь ограничивает их применение для ТГц диапазона - в частности для микрополосковой и копланарной линии потери могут составлять $18\ см^{-1}$ и $14\ см^{-1}$, соответственно [92].

В дальнейшем возникла необходимость создания ТГц волноводов на основе различных материалов и физических принципов функционирования. Рассмотрим существующие разработки, предварительно сформулировав основные требования, которыми должны обладать волноводы для различных приложений ТГц техники:

- многомодовый волновод должен поддерживать распространение одной или нескольких волноводных мод низкого порядка с малыми потерями и дисперсией, в то время как моды более высокого порядка должны иметь высокие потери и быстро затухать;
- волновод для эндоскопических приложений, включая неразрушающий контроль и минимально-инвазивную медицинскую диагностику, должен иметь минимально возможный диаметр поперечного сечения;
- для измерения абсолютных значений физических характеристик объекта исследования необходимо минимизировать влияние изгиба волокна (обусловленного механическими нагрузками) на его волноводные свойства (структуру, дисперсию и потери волноводных мод) и результаты измерений;

- волновод не должен изменять свои оптические характеристики (или должен изменять их предсказуемо и обратимо) при использовании в условиях агрессивной окружающей среды (высокие температуры и давления, агрессивные химические среды, повышенная радиация и др.);
- особые требования предъявляются к ТГц волноводам для биомедицинских приложений – они должны быть изготовлены из материалов, инертных к биологическим тканям и жидкостям;
- наконец, волноводы для задач ТГц визуализации на основе принципов сканирующей зондовой микроскопии должны обеспечивать максимальную локализацию мод и, соответственно, максимальное разрешение в ТГц изображениях.

Одновременное выполнение всех перечисленных требований весьма затруднительно. Например, для снижения потерь излучения в волноводе представляется перспективным использование структур с полой сердцевиной и микроструктурированной оболочкой, что приводит к увеличению площади волноводных мод, их количества и диаметра волновода [93]. И наоборот, локализация волноводных мод в сечении может быть достигнута за счет применения ступенчатой геометрии сечения с сердцевиной, заполненной материалом с высоким показателем преломления, что неминуемо приводит к росту поглощения ТГц излучения в объеме вещества [94].

За последние несколько десятилетий были исследованы волноводы, реализующие различные физические принципы передачи ТГц излучения. Можно выделить следующие основные типы ТГц волноводов:

- металлические трубки и планарные волноводы, в которых локализация волноводной моды в сердцевине и передача ТГц излучения осуществляется за счет его отражения от металлических стенок;

- плазмонные волноводы, в которых для передачи ТГц излучения используются плазмонные волноводные моды вблизи поверхности металлических нитей, пластин и их массивов;
- диэлектрические волноводы со ступенчатой геометрией сечения, твёрдой или пористой сердцевиной и оболочкой из материала с меньшей оптической плотностью, использующие эффект полного внутреннего отражения; они могут быть изготовлены как из полимерных сред, так и из кристаллических материалов;
- диэлектрические волноводы с нерезонансным отражением излучения от оболочки (полые диэлектрические трубки и антирезонансные волноводы);
- диэлектрические волноводы с полой сердцевиной и микроструктурированной фотонно-кристаллической оболочкой, в которых реализуется эффект резонансного отражения излучения от оболочки (дифракция Брэгга); в подавляющем большинстве случаев они изготавливаются из полимерных материалов.

Характерные примеры перечисленных типов приведены в Таблице 2.

Прежде чем переходить к подробному рассмотрению существующих типов ТГц волноводов, рассмотрим их основные оптические характеристики.

Если направить оптическую ось волновода вдоль оси z, то можно записать уравнения для электрического или магнитного поля волны, распространяющейся вдоль оси волновода:

$$\mathbf{E}_{\mathrm{r,z,\varphi}} = \mathbf{E_0}(\mathbf{r})e^{-j(\omega t-\beta z+\varphi m)}, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{H}_{\mathrm{r,z,\varphi}} = \mathbf{H_0}(\mathbf{r})e^{-j(\omega t-\beta z+\varphi m)}, \quad (1.2)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота, t – время, m – целое число, $\mathbf{E_0}$ и $\mathbf{H_0}$ – распределение полей в радиальном направлении, которые и являются решением задачи и называются модами. Каждая устойчивая мода обладает своей постоянной распространения – компонентой волнового вектора, направленной вдоль оси волновода

$$\beta = k\cos\varphi, \tag{1.3}$$

где φ – угол между волновым вектором и осью,

$$k = \frac{2\pi\nu n_{\text{eff}}}{c_0} \tag{1.4}$$

– волновой вектор, n_{eff} – эффективный показатель преломления моды, c_0 – скорость света в свободном пространстве. Таким образом, константа распространения и эффективный показатель преломления моды связаны соотношением

$$n_{\text{eff}} = \frac{c_0\beta}{2\pi\nu}. \tag{1.5}$$

В общем случае $\tilde{n}_{\text{eff}}$ и $\tilde{\beta}$ являются комплексными величинами. Если $E_z = 0$, мода имеет поляризацию Transverse Electric (TE); если $H_z = 0$, поляризация моды – Transverse Magnetic (TM); если обе компоненты равны нулю, поляризация моды –Transverse Electric & Magnetic (TEM). Очевидно, что для каждой моды, характеризующейся своей константой β, скорость распространения по волноводу будет разной.

Таблица 2. Характеристики различных типов волноводов

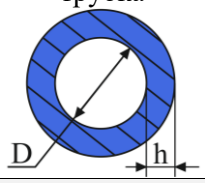
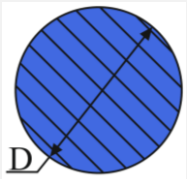
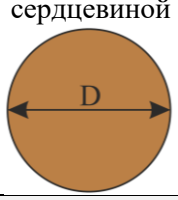
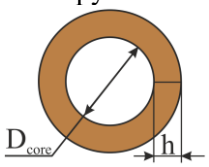
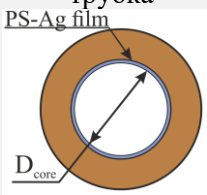
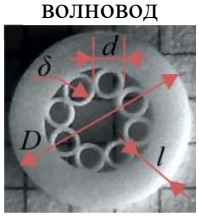
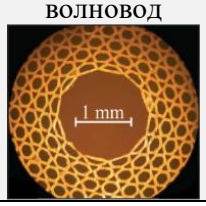
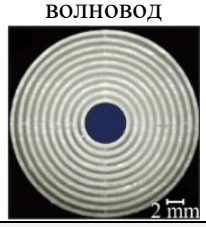
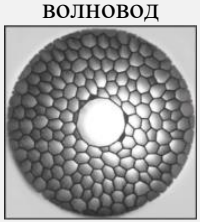
№	Тип Волновода	Размеры	Материал	Потери α, см$^{-1}$	Механизм передачи, комментарии	Источник
1	Металлическая трубка 	$D = 240$ мкм $\sim\lambda$	Нержавеющая сталь	$< 1{,}0$ см$^{-1}$ ν =0,65–3,5 ТГц	Отражение от металла; Высокая дисперсия	[95]
2	Плазмонный волновод 	$D = 0{,}9$ мкм $\sim\lambda\backslash1000$	Медь, сталь	менее 0,03 см$^{-1}$ на частотах ниже 0,25 ТГц	Плазмонный эффект на поверхности металлического провода	[96]
3	Волокно с твёрдой сердцевиной 	$D = 300$ мкм $\sim\lambda\backslash3$	Полиэтилен	0,01 см$^{-1}$ на частоте ν =0,36 ТГц	Полное внутреннее отражение (ПВО)	[97]
4	Волокно с пористой сердцевиной	$D = 5$ мм $\sim5 - 10\lambda$	Шелковая пена	Частотная зависимость $0.035 + 3{,}1\,\nu^2$ [ТГц^2]	ПВО; дисперсия $< 0.2\,\frac{\text{пс}}{(\text{ТГц см})}$; $n_{\text{eff}}^{\text{Re}} \approx 1.06$	[77]
5	Полая диэлектрическая трубка 	$D = 4{,}0$ мм $\sim5 - 10\lambda$ $h = 2{,}95$ мм	Полиметилметалкрилат (PMMA)	0,5 см$^{-1}$ $\nu = 0{,}3\ldots1{,}0$ ТГц	ARROW Поглощение в плёнке; дисперсия $< 10\,\frac{\text{пс}}{(\text{ТГц см})}$	[98]
6	Диэлектрическая трубка 	$D = 2{,}2$ мм $\sim10\lambda$; $\delta = 1{,}0$ мм	Полая трубка: стекло; Покрытие: полистерен (PS)+Ag	0,0011 см$^{-1}$ ν =2,5 ТГц	ARROW	[93]
7	Антирезонансный волновод 	$\delta = 0{,}06$ мм $d = 0{,}8$ мм B = 4,45 мм $\sim10\lambda$ $l = 0{,}79$ мм	Полипропилен (PP)	0,0087 см$^{-1}$ $\nu =$ 1,9 ... 2,2 ТГц	ARROW; дисперсия $< 1{,}0\,\frac{\text{пс}}{(\text{ТГц см})}$	[99]

Таблица 2. Характеристики различных типов волноводов (продолжение)

№	Тип Волновода	Размеры	Материал	Потери α, см$^{-1}$	Механизм передачи, комментарии	Исто чник
8	Антирезонансный волновод 	$D_{core} = 2{,}2$ мм $\sim 7\lambda$ $D_{out} = 6{,}8$ мм $\sim 20\lambda$	PMMA	0,2 см$^{-1}$ $\nu = 1{,}0$ ТГц	ARROW	[100]
9	Фотонно-кристаллический волновод 	$D_{core} = 4{,}5$ мм $\sim 3\lambda$ $D_{out} \sim 10 - 20\lambda$ $l_{res} = 512$ мкм $l_{air} = 512$ мкм	Материал для 3D печати (PlasClear, Asiga)	0,12 см$^{-1}$ $\nu = 0{,}18$ ТГц (в центре запрещённ ой зоны)	Брэгговское резонансное рассеяние	[54]
10	Фотонно-кристаллический волновод 	$D_{core} = 5$ мм $\sim 3\lambda$ $D_{out} = 22$ мм $\sim 10 - 20\lambda$ 250 мм полимерные перемычки	Материал для 3D печати (VisyJet Crystal)	0.06 см$^{-1}$ $\nu = 0.21$ ТГц	Брэгговское резонансное рассеяние; Уширение запрещённых зон за счет разупорядочения	[101]

Для справки приведём формулы для получения величин основных диэлектрических характеристик волноводов. Коэффициент затухания (или коэффициент потерь) мощности излучения при распространении по волноводу задается в виде

$$\alpha_{dB} = -\frac{20}{L}\lg\left(\frac{P_T}{P_o}\right), \tag{1.6}$$

где P_o – мощность в точке $z = 0$, а P_T – мощность в точке $z = L$, при этом единицами измерения служат [дБ/м], [дБ/см] или [дБ/мм]. Также, коэффициент затухания мощности излучения при распространении в волноводе может описываться с помощью характеристики α, измеряемой в единицах [м$^{-1}$], [см$^{-1}$] или [мм$^{-1}$], соответственно, и определяемой в виде

$$\alpha = \frac{\alpha_{dB}}{4.343} = -\frac{2}{L}\ln\left(\frac{P_T}{P_o}\right) = \frac{4\pi\nu}{\mathrm{c}_0} n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{Im}}, \quad (1.7)$$

где $n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{Im}}$ – мнимая часть эффективного комплексного показателя преломления.

Другим важным параметром волноводной моды является дисперсия D, измеряемая в [пс/(ТГц м)], [пс/(ТГц см)] или [пс/(ТГц мм)]

$$D = \frac{1}{4\pi^2 c_0}\frac{\partial^2(n_{\mathrm{eff}}^R)}{\partial\nu^2}, \quad (1.8)$$

Отметим, что для ТГц волноводов величина дисперсии считается малой, если $D < 1$пс / (ТГц см).

1.3.2. Терагерцовые волноводы на основе полых металлических трубок

Хронологически первыми появились ТГц волноводы на основе полых металлических трубок с круглым [92] (строка 1 в Табл. 2) или прямоугольным сечением [95]. Потери ТГц излучения в подобных волноводах довольно велики, в частности, для частоты 1,0 ТГц они составляют $\alpha \approx 0{,}7$ см$^{-1}$. Однако это значительно меньше по сравнению с рассмотренными ранее микрополосковыми и копланарными линиями, в которых потери обусловлены не только конечной проводимостью металла, но и потерями в диэлектрике. Аналогичные подходы используются для передачи излучения радио- и микроволнового диапазонов с поправкой на то, что нужно изменить диаметр волновода в соответствии с длиной волны. Электромагнитное излучение, отражаясь от стенок волновода, локализуется в полой сердцевине. В таких металлических волноводах могут существовать и TE и TM моды, но не поддерживается TEM мода. Недостатком полых металлических волноводов является сильная дисперсия, особенно вблизи частот среза, что делает невозможным их применение для передачи ТГц импульсного излучения для задач ТГц спектроскопии. В работе [95] ТГц импульс длительностью 1,0 пс после прохождения волновода диаметром

280 мкм и длиной 25 мм составляет ≈ 40 пс. Дополнительно необходимо отметить, что полые металлические волноводы, в подавляющем большинстве, не могут быть гибкими.

Также стоит выделить другой тип ТГц металлических волноводов – планарные. Они обычно состоят из двух металлических плоскостей, расположенных на субволновом расстоянии [102,103]. В таких волноводах поддерживается ТЕМ мода, не имеющая частоты отсечки, и дисперсия для них практически равняется нулю. Это позволяет использовать такие волноводы в качестве сенсоров, когда тонкий слой анализируемого вещества помещается между полуплоскостями [103]. Еще одним интересным свойством планарных металлических волноводов является возможность возбуждения различных типов мод в зависимости от исходной поляризации падающего излучения. Например, если входящий пучок поляризован параллельно металлически плоскостям, то возбуждается мода второго порядка (TE_1-мода), а если перпендикулярно плоскостям – то ТЕМ мода (TM_0). Для различных приложений можно использовать разные типы накачки, например, в [104] была достигнута почти 100 % эффективность для ввода излучения в волновод при возбуждении TE_1 моды. Тем не менее, потенциал таких волноводов ограничен.

Задача по описанию прохождения излучения через волновод сводится к решению волнового уравнения для электрического или магнитного поля при различных граничных условиях. Для полой металлической трубки компоненту поля каждой моды в цилиндрической системе координат (r, φ, z) можно выразить через функции Бесселя 1-го рода [105]:

$$E_z = D_1 J_n\left(r\sqrt{k^2+\rho^2}\right)\cos(n\varphi)\exp(j\omega t - \gamma z) \tag{1.10}$$

$$H_z = D_1 J_n\left(r\sqrt{k^2+\rho^2}\right)\sin(n\varphi)\exp(j\omega t - \gamma z), \tag{1.11}$$

где $\gamma = j\beta$ в волноводах без затухания (т.е. считаем, что константа распространения и эффективный показатель преломления моды

действительными величинами), n – порядок моды, D_1 – константа интегрирования, ρ – производная функции, которая зависит от координаты z:

$$\rho = \sqrt{\frac{1}{Z}\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2}}, \qquad Z = z_1 \exp(\rho z) + z_2 \exp(-\rho z). \tag{1.12}$$

Компоненты полей E_r, E_φ, H_r, H_φ можно выразить через z-компоненты полей. Для нахождения постоянной интегрирования учтём граничные условия на металлических стенках волновода с радиусом R, а именно: на стенке волновода при $r = R$, $E_\varphi = E_z = 0$ (очевидно, что это соответствует идеальному проводнику – Perfect Electric Conductor, PEC). Получим:

$$J_n\left(R\sqrt{k^2 - \beta^2}\right) = 0, \tag{1.13}$$

$$\nu_{Bi} = R\sqrt{k^2 - \beta^2}, \tag{1.14}$$

где ν_{Bi} – i-й корень функции Бесселя. Отсюда можно получить выражения для критической длины волны в волноводе круглого сечения для разных поляризаций:

$$(\lambda_{\text{кр}})_{TM_{ni}} = \frac{2\pi R}{\nu_{Bi}}, \tag{1.15}$$

$$(\lambda_{\text{кр}})_{TE_{ni}} = \frac{2\pi R}{\mu_{Bi}}, \tag{1.16}$$

где μ_{Bi} – i-й корень производной функции Бесселя n-го порядка. Таким образом, данная мода с номером ni может поддерживаться в волноводе на частоте не ниже частоты среза (или с длиной волны не более критической). Например, из таблиц бесселевских функций для моды TE_{01} $\nu_{01} \cong 2{,}405$; $\lambda_{\text{кр}} = 2{,}62R$. Заметим, что эта мода называется фундаментальной. Также нужно отметить, что для ТМ поляризации максимальной критической длиной волны будет характеризоваться мода TM_{11} ($\lambda_{\text{кр}} = 3{,}41R$).

1.3.2 Плазмонные волноводы

Ещё одна разновидность металлических ТГц волноводов, которую стоит отметить – плазмонные волноводы, состоящие из единичных тонких металлических проводов или лент (строка 2 в Табл. 2), а также их массивов. Исследование процесса распространения излучения вдоль поверхности цилиндрического металлического проводника с конечной проводимостью было проведено Зоммерфельдом [106]. Было показано, что устойчивое решение уравнения Максвелла характеризуется крайне низкими потерями по сравнению с передачей в коаксиальных линиях. Распределение поля вне металла можно приблизительно описать при помощи функции Ганкеля первого рода $H_1(x\gamma)$, при конечной проводимости γ считаем малой величиной:

$$\gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2, \tag{1.17}$$

$$H_1(x) = -\frac{2i}{\pi x}. \tag{1.18}$$

Можно считать, что поле спадает как $1/r$ на расстояние $r_0 \ll |1/\gamma|$ от границ провода.

Впервые плазмонные волноводы для ТГц излучения изучались в работе [96], причем потери в этих волноводах составляли $< 0{,}03\ \text{см}^{-1}$ – это наименьшие потери среди существовавших на тот момент ТГц волноводов. Практически сразу было показано, что этот эффект можно использовать для ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии (Scanning-probe Near-field Optical Microscopy – SNOM) [107], когда рассеянное от объекта излучение передаётся по металлическому зонду с субволновым диаметром, причем удаётся возбуждать плазмонные моды на волокне диаметром $\lambda/100$ [108].

Тем не менее, передача излучения с помощью одиночного металлического провода обладает рядом недостатков. На практике трудно

осуществить эффективное возбуждение плазмонной моды, поскольку она имеет круговую поляризацию, а излучение, генерируемое наиболее распространёнными фотопроводящими антеннами обладает линейной поляризацией [109]. Потери на изгиб очень велики: если в прямом волокне потери составляют $0{,}03\ см^{-1}$, то при изгибе на $90°$ – уже $0{,}05\ см^{-1}$[107]. Из уравнения (1.18) видно, что значительная часть энергии передаётся в свободном пространстве, вблизи поверхности волновода. Отсюда возникают трудности при удержании плазмонной структуры в свободном пространстве. Любое внешнее воздействие или присутствие защитной оболочки из непроводящего материала также может негативно влиять на свойства волновода, увеличивая дисперсию и потери волноводных мод [110,111].

Значительно эффективнее передаёт излучение плазмонный волновод, состоящий из двух металлических проводов; например, в работе [112] использовалась волноводная система на основе проводов диаметром $0{,}3$ мм, разнесенных на расстояние $0{,}5$ см. В таких волноводах поддерживаются слабо затухающие моды с линейной поляризацией, а потери на изгиб значительно меньше. В работе [112] показано, что по сравнению с одиночным проводом потери на изгиб уменьшились в 5 раз, а для неизогнутого провода достигали $0{,}0012\ см^{-1}$. Еще одним преимуществом такого волновода является сильная локализация поля между проводами, а значит – возможность создать ТГц гибкий зонд с высоким разрешением. Эффективность ввода излучения в волновод сильно зависит от геометрических параметров (расстояния между металлическими нитями и размеров их поперечного сечения), а также его положения относительно каустики ТГц пучка [113]. А использование в качестве оболочки полой трубки из полимера (т.н. конфигурация three-hole cladding) позволяет уменьшить влияние оболочки на компоненту моды, распространяющуюся по воздуху. Эффективность использования двух- и трёх-проводных плазмонных волноводов, а также гибридных «металл-полимерных» волноводов для

передачи излучения и задач зондирования, подробно обсуждалась в работе [114]. Тем не менее, проблемы с низкой эффективностью ввода излучения в плазмонный волновод, а также их крепления/удержания, до сих пор остаются в значительной мере нерешенными.

1.3.3 Ступенчатые диэлектрические волноводы

Пусть сердцевина волокна состоит из среды с показателем преломления n_1, оболочка – из среды с показателем преломления n_2, причём $n_2 < n_1$. Влияние защитного покрытия в анализе обычно не учитывается (см. Рис. 1.2(а)). В самом простом случае волокно может состоять только из сердцевины n_1, а в качестве среды с n_2 служит воздух (строка 3 в Табл. 2 [97]). Механизм передачи излучения иллюстрируется на Рис. 1.2(б) и основан на эффекте полного внутреннего отражения: при некотором критическом угле падения

$$\varphi_{\mathrm{c}} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{1.19}$$

излучение будет полностью отражаться в первую среду. Строго говоря, вглубь оболочки всё равно будет проникать экспоненциально затухающая эванесцентная волна (Evanescent Wave) поскольку волновая функция, описывающая движение фотона, не может терпеть разрывов на границе.

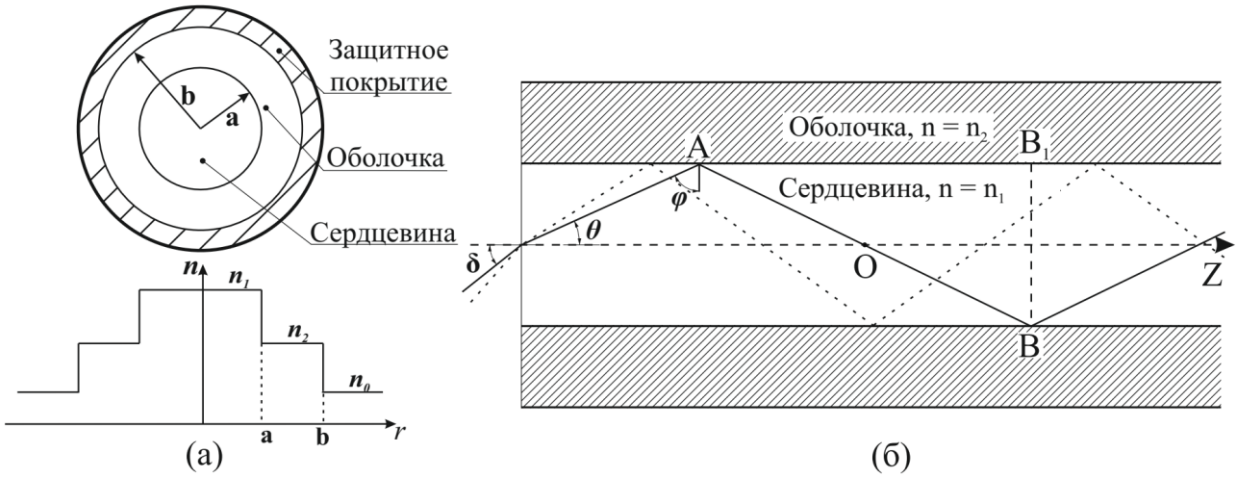


Рисунок 1.2. Схема волновода со ступенчатым профилем поперечного сечения (а); схема прохождения лучей света в волноводе (б). Лучи, падающие на поверхность раздела «сердцевина-оболочка» под углом превышающим критический угол, задерживаются внутри сердцевины волокна.

Результаты, приведенные в разделе 1.3.1 для волноводных мод в полой металлической трубке, могут применяться и ко всем рассматриваемым волноводам на основе диэлектриков, за исключением различий для электрического поля на границе «сердцевина–оболочка», так как поле на границе уже не обращается в нуль, а должно являться непрерывной функцией. Для параметра ν (нормализованная частота отсечки) можно записать

$$\nu = \frac{2\pi R}{\lambda\sqrt{n_2^2 - n_1^2}}. \tag{1.20}$$

Стоит также упомянуть, что в отличие от металлического волновода, в нашем случае TE_{01} будет являться модой самого низкого порядка. На Рис. 1.3 приведено распределение интенсивности для нескольких мод низкого порядка с линейной поляризацией (в диэлектрическом волноводе моды будут обладать двукратным вырождением по поляризации). Также приведены соответствующие значения нормированной частоты среза V_c, при которых начинает возбуждаться данная мода. Видно, что в диэлектрическом волокне даже при очень маленьких V_c существует мода TE_{01}.

LP_{lm} мода	LP_{01}	LP_{11}	LP_{21}	LP_{02}	LP_{31}	LP_{12}	LP_{41}
V_c	0	2.405	3.832	3.832	5.136	5.52	6.38
распределение амплитуды поля							
LP_{lm} мода	LP_{22}	LP_{03}	LP_{51}	LP_{32}	LP_{13}	LP_{61}	LP_{42}
V_c	7.016	7.016	7.588	8.417	8.654	8.771	9.761
распределение амплитуды поля							

Рисунок 1.3. Пример распределение амплитуды электрического поля для первых 14 мод в диэлектрическом многомодовом волноводе [115].

Волокна со ступенчатым показателем преломления впервые были предложены в 50-х годах в работе [116], где было показано, что при наличии оболочки с низким показателем преломления волокна диаметром 0,1 мм обладают гораздо лучшим пропусканием в видимом свете. Такие волокна легли в основу современных систем связи с крайне высокой пропускной способностью. В области миллиметровых длин волн (соответствует частотам в несколько десятков ГГц) также были получены относительно высокоэффективные волноводы. В работах [117,118] для передачи миллиметрового излучения рассматривались ленты прямоугольного сечения $\sim 0{,}06 \times 0{,}06$ см^2 см, на основе кварца, сапфира, кремния и Al_2O_3-керамики. Для таких волокон удалось уменьшить потери на два порядка (до 10 дБ/км) по сравнению с ранее полученными результатами с диэлектрическими цилиндрическими полыми трубками. Однако для субмиллиметрового диапазона (порядка сотен мкм) не существует подобных волноводов с ультранизкими потерями, что связано, главным образом, со значительным поглощением ТГц излучения в большинстве материалов [67,119,120].

В субмиллиметровом диапазоне такой квазиоптический подход впервые был осуществлен в работе [94], где использовались сапфировые волокна без

оболочки с диаметром от 150 до 325 мкм для передачи широкополосных ТГц импульсов с максимумом спектральной плотности мощности ~1 ТГц и длительностью в несколько пс. Потери в таких волокнах были гораздо меньше, чем в ранее используемых металлических трубках. Однако дисперсия была крайне высокой, так как импульс прошедший через волокно подвергался уширению более чем на порядок.

Рассмотрим подробнее ситуацию с дисперсией в ТГц волокнах с твёрдой сердцевиной [121]. Не прибегая к строгому анализу, можно оценить уширение импульса, прошедшего через волновод. Определим время, необходимое излучению, чтобы преодолеть участок АВ (см. Рис.1.2(б)):

$$t_{\mathrm{AB}} = \frac{AO + OB}{c/n_1} = \frac{AB_1/\cos\theta}{c/n_1} = \frac{n_1 AB_1}{c\cos\theta}. \tag{1.21}$$

Учитывая, что участок оптического пути луча повторяется периодически, можем записать для общей длины волокна:

$$t_{\mathrm{L}} = \frac{n_1 L}{c\cos\theta}, \qquad \theta = 0 \ldots \arccos\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \tag{1.22}$$

Последнее условие следует из (1.19) и $\theta = {}^{\pi}/_{2} - \varphi$ (или $\sin\varphi = \cos\theta$). Разница во времени для разных оптических гармоник в импульсе будет:

$$\tau_i = t_{\max} - t_{\min} = \frac{n_1^2 L}{c n_2} - \frac{n_1 L}{c} = \frac{n_1 L}{c}\left[\frac{n_1}{n_2} - 1\right]. \tag{1.23}$$

Можно упростить выражение, если $n_1 \approx n_2$, тогда введя параметр Δ:

$$\Delta \equiv \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}, \tag{1.24}$$

$$\tau_i = \frac{n_1 L}{c}\Delta, \tag{1.25}$$

где τ_i – величина уширения импульса с первоначальной длительностью τ_1.

Подставляя значения показателя преломления сапфира и длины волокна $20 - 40$ мм из [94], можно оценить уширение ТГц импульса, которое составит $135 - 270$ пс. Это значит, что для задач ТГц диэлектрической

спектроскопии такие волноводы неприменимы. Для того чтобы уменьшить параметр Δ, а, соответственно, и дисперсию, необходимо использовать волокна с оболочкой. Интересно отметить, что для одномодового ТГц волокна из шелковой пены [77] дисперсию импульсов удалось значительно уменьшить за счёт очень низкой величины показателя преломления материала сердцевины $n{\sim}1{,}06$ (строка 4 в Табл. 2). Однако исследований ТГц волокон с оболочкой, имеющей показатель преломления близкий к показателю преломления сердцевины, ранее не проводилось.

Значительный прогресс в разработке ТГц волокон был достигнут в работах [97,122], где в полиэтиленовом волокне диаметром 200 мкм максимальный $\alpha_m < 1$ см$^{-1}$, при этом для частоты 0.3 ТГц потери достигали 0,01 см$^{-1}$. Следует отметить, что такие низкие потери удалось получить во многом благодаря субволновому диаметру волновода ($D \approx 0{,}2\ \lambda$). Поскольку существенная часть ТГц излучения распространяется вне сердцевины волновода, при попытках закрепления волокна это будет приводить к дополнительным потерям. В последующем, в качестве материалов для волновода использовались и другие среды: полистерен [123], различные пористые среды [124] и др.

Твердотельные волокна с субволновым диаметром могут применяться в системах ТГц визуализации с разрешающей способностью выше предела Аббе [52]. Для стандартной изображающей системы разрешение будет определяться полушириной пика функции рассеяния точки: $\delta = \lambda/\mathrm{NA}$, где NA – численная апертура (Numerical Aperture). Теоретическое максимальное значение NA равно единице, а максимально достижимое разрешение – $0{,}5\ \lambda$. При проведении ближнепольной зондовой микроскопии, можно преодолеть предел Аббе. Для этого нужно обеспечить локализацию излучения в пределах субволнового зонда, что возможно при применении волокон с большим показателем преломления.

1.3.4 Антирезонансные волноводы с полой сердцевиной

Еще одним подходом к созданию ТГц передающих систем является использование диэлектрических волноводов с полой сердцевиной (т.н. hollow-core волноводы), когда электромагнитное излучение распространяется в полом канале, отражаясь от стенок оболочки с большим показателем преломления (строка 5 в Табл. 2). Ранее такой подход использовался при создании волноводов для передачи излучения среднего ИК диапазона, $\lambda \sim 2 - 12$ мкм, с потерями существенно меньше 1,0 дБ/м [125]. Диэлектрические волноводы с полой сердцевиной обладают важными преимуществами по сравнению с вышеперечисленными образцами: в дополнение к ликвидации омических потерь излучения в металле из-за конечной проводимости, этот подход позволяет управлять свойствами оболочки волновода как путем выбора материала, так и путём изменения её структуры за счёт использования нескольких слоёв с разными оптическими характеристиками или применения комбинированной оболочки «металл-диэлектрик».

Работа [126] является хронологически самой ранней работой, где упоминаются волноводы данного типа. Для передачи излучения использовалась полая трубка из полимера с сегнетоэлектрическими свойствами – PolyVinyliDene Fluoride (PVDF). Использование сегнетоэлектриков объясняется тем, что при низких частотах они характеризуются большим ε, а значит и большим коэффициентом отражения. В [126] показано, что при равных углах падения коэффициент отражения для PVDF выше, чем для меди. Для такого волновода с диаметром центрального канала 8 мм и длинной 30 см коэффициент передачи излучения был в 2-4 раза выше, чем для металлической трубки в области частот от $1{,}0 - 2{,}0$ ТГц.

Другим способом формирования оболочки ТГц волновода было осаждение тонкого слоя меди или различных соединений серебра на стенках

волновода из поликарбоната (строка 6 в Табл. 2) [127]. Медь выбиралась по причине наилучшей отражательной способности для ТГц диапазона частот: например, для 512 мкм коэффициент отражения меди составил 0.997 [128]. В результате удалось добиться минимального коэффициента затухания излучения 3,9 дБ/м на частоте 1,89 ТГц для волновода с диаметром канала 3 мм. Кроме того, волновод обладал низкими потерями на изгиб. К недостаткам стоит отнести то, что волновод обладает малыми потерями только для частот выше 1,5 ТГц.

Впоследствии вышло ещё несколько работ, в которых использовался принцип зеркального отражения излучения от стенок волновода, в качестве материалов использовались PMMA [98] или стекло с покрытием из полистерена и серебра [93]. Отметим, что для структурированной оболочки в [93] удалось ещё сильнее уменьшить потери, вплоть до 0.95 дБ/м.

Тем не менее существует другой антирезонансый механизм передачи излучения, который связан именно со структурой оболочки. Пусть в ней существует модуляция показателя преломления – оболочка представляет собой регулярную слоистую структуру, а общее число слоёв невелико. Тогда механизмом отражения является согласованная интерференция в тонких слоях оболочки (по аналогии с отражателями Фабри-Перо).

В таком волноводе потери можно регулировать изменяя качество такого резонатора и толщину слоёв. Однако спектральный диапазон, в котором резонатор Фабри-Перо эффективен, очень узок и зависит от его геометрических характеристик и относительного диэлектрического контраста слоёв.

В противоположность этому, спектр пропускания антирезонансного волновода имеет довольно широкий диапазон. Впервые волновод типа ARROW был исследован в 80-х годах в работе [129] и работал в видимом диапазоне. Он состоял из твердой сердцевины из поликристаллического кремния толщиной 0,1 мкм и оболочки на основе нелегированного SiO_2,

осаждённого CVD-методом. TE-мода в таком волноводе слабозатухающая (около 0,4 дБ/м), потери TM превышают их почти на два порядка. Это объясняется разными значениями угла Брюстера для TM и TE поляризаций для данной конфигурации волновода (относительных показателей преломления слоёв и сердцевины и их толщины).

Ещё одной характерной особенностью спектра пропускания ARROW волновода является то, что он представляет собой чередующиеся широкие области с низкими потерями и относительно узкие пики с высоким затуханием. Такая спектральная структура пропускания волновода является достаточно типичной и наблюдалась как в моделировании, так и в эксперименте [93,98,100,129–133].

Толщину оболочки T, необходимую для работы волновода в ARROW режиме, можно оценить, используя формулу из работы [134] для определения толщин N-го слоя оболочки

$$T = \frac{\lambda(2N+1)}{4n_{\text{clad}}\sqrt{1 - \frac{n_{\text{core}}^2}{n_{\text{clad}}^2} + \frac{\lambda^2}{4n_{\text{clad}}^2 d_{\text{core}}^2}}}, \tag{1.26}$$

где n_{core} и n_{clad} – показатель преломления материала сердцевины и N-го слоя оболочки волокна ($N = 1$ для сердцевины), d_{core} – диаметр сердцевины. В результате, в таком волноводе удалось уменьшить потери излучения, по крайней мере, на 3 порядка по сравнению с обычной трубкой со стенками из SiO_2.

Для того чтобы обеспечить низкие потери в ТГц диапазоне, необходимо значительно увеличить геометрические размеры волновода – например, для 1 ТГц диаметр сердцевины будет порядка единиц миллиметров, а толщина плёнки – несколько сотен микрон. Кроме того, из-за больших потерь ТГц излучения в большинстве материалов волновод лучше сделать полым ($n_{\text{core}} = 1$), поэтому логичнее говорить о центральном канале ТГц волновода.

Следует отметить характерную особенность антирезонансных волноводов: диаметр центрального канала должен быть порядка $10\ \lambda$, так как для волновода с меньшим диаметром центрального канала потери излучения сильно возрастают. Тем не менее такой волновод будет работать в многомодовом режиме, что неизбежно приведёт к появлению межмодовой интерференции и дисперсии [95]. Кроме того, сильная дисперсия возникает вблизи частот отсечки для каждой моды. Это ограничивает возможность применения данных волноводов для передачи широкополосного ТГц излучения.

Первоначально оболочки для ARROW волновода делались из чередующихся слоёв с разным показателем преломления (фактически, полая диэлектрическая трубка – это антирезонансный волновод с одним слоем), однако, периодическую модуляцию можно конструировать и другими способами. Выделим следующие распространённые типы геометрий:

- волноводы с поперечным сечением типа «револьвер» [99,132,133] (строка 7 Таблицы 2), состоящим из большого центрального канала и одного ряда внутренних капиллярных каналов, которые работают как отражатели Фабри-Перо [129];
- волноводы с оболочкой, содержащие полый центральный канал и решетку из нескольких слоёв цилиндрических несимметричных каналов. Как пример, можно отметить волноводы с оболочкой, напоминающей решетку Кагоме [100] или тришестиугольную мозаику (строка 8 Таблицы 2).

В работе [135] рассмотрена модель для описания спектра передачи антирезонансного волновода и нахождения областей с высокими потерями. На определённой частоте моды в оболочке и центральном канале являются резонансными – в этом случае возможна перекачка энергии между ними (энергия переходит из мод центрального канала в моды оболочки,

обладающие высокими потерями). Резонансные частоты определяются простым выражением

$$\nu = \frac{2\pi R}{\lambda\sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2}}. \tag{1.27}$$

В целом стоит отметить, что наряду с относительно низкими потерями в ТГц диапазоне (доходящими до 10^{-1} дБ/м), главным преимуществом ARROW волноводов по сравнению с другими рассматриваемыми типами является широкий спектральный диапазон передачи излучения. Перспективным является использование кристаллических материалов для изготовления антирезонансных волноводов, так как они будут обеспечивать более высокий диэлектрический контраст. Дисперсия в таком волноводе будет меньше, чем в волокнах с твёрдой сердцевиной, хотя межмодовая дисперсия все равно будет иметь место.

1.3.5 Фотонно-кристаллические волноводы

Еще одним типом микроструктурированных волноводов являются волноводы с фотонной запрещенной зоной, в которых излучение удерживается в сердцевине за счёт брэгговского отражения электромагнитного излучения от оболочки. Оболочка обычно характеризуется периодическим изменением показателя преломления в радиальном направлении. Важно, что период этих изменений связан с волновым вектором падающего излучения k. В идеализированном случае, когда оболочка волновода представляет собой полубесконечный одномерный фотонный кристалл, Рис. 1.4(а), будет действовать следующее соотношение на волновой вектор k, распространяющейся в структуре Блоховской волны [136]:

$$\cos K(a+b) = -\frac{n_1^2 \cos\theta_1{}^2 + n_2^2 \cos\theta_2{}^2}{2n_1 n_2 \cos\theta_1 \cos\theta_2} \sin(n_1 \cos\theta_1 ka) \sin(n_2 \cos\theta_2 kb), \quad (1.28)$$

где θ_1и θ_2 – углы падения на слой с показателем преломления n_1 и n_2, соответственно, a и b – толщина этих слоёв; см. Рис.1.4(б). Когда выражение $|\cos K(a+b)| > 1$, то K становится чисто мнимой величиной. Другими словами, выражение (1.28) определяет структуру т.н. «запрещённых зон» для периодической структуры – диапазонов частот, при которых излучение будет полностью отражаться от диэлектрического зеркала. В изложенном анализе не учитывалось влияние поляризации излучения (структура запрещённых зон для TE- и TM-поляризованного излучения немного различается).

Примером ТГц волноводов с запрещенными зонами являются брэгговские волноводы (Omniguide), которые обладают полной вращательной симметрией [54,137,138] (строка 9 Таблицы 2). В качестве оболочки выступает набор концентрических цилиндров с различным показателем преломления («воздух + полимер» или «полимер + легированный полимер», как показано на Рис. 1.4(в)).

Рассмотрим решения уравнения Максвелла для цилиндрического волновода с полной вращательно симметрией. Запишем в цилиндрических координатах выражение для электрического и магнитного поля в i −м слое:

$$E_z(\boldsymbol{r}) = \{A_i J_m(k_i \boldsymbol{r}) + B_i Y_m(k_i \boldsymbol{r})\} \sin(m\phi + \theta_m), \quad (1.29)$$

$$H_z(\boldsymbol{r}) = \{C_i J_m(k_i \boldsymbol{r}) + D_i Y_m(k_i \boldsymbol{r})\} \cos(m\phi + \theta_m), \quad (1.30)$$

где J_m и Y_m – функция Бесселя первого и второго рода, $k_i^2 = \omega^2 \varepsilon_i \varepsilon_0 - \beta^2$, m – неотрицательное целое число. Экспоненциальный член $\exp j(\omega t - \beta z)$ опущен для краткости. Очевидно, что для сердцевины, где $\boldsymbol{r} \to 0$, перейдём к выражениям (1.10) и (1.11), когда обнулятся коэффициенты при функциях Бесселя 2-го рода. Z −компоненту и ϕ −компоненту полей запишем в матричном виде:

$$\begin{bmatrix} E_z(\boldsymbol{r}) \\ H_z(\boldsymbol{r}) \\ E_\phi(\boldsymbol{r}) \\ H_\phi(\boldsymbol{r}) \end{bmatrix} = U \cdot T(\boldsymbol{r}, \varepsilon_i)\, u_i, \tag{1.31}$$

где

$$U = \begin{bmatrix} \sin(m\phi + \theta_m) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(m\phi + \theta_m) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(m\phi + \theta_m) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin(m\phi + \varphi) \end{bmatrix}, \tag{1.32}$$

$$T(r, \varepsilon_i) = \begin{bmatrix} J_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r}) & Y_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r}) & Y_m(k_i\boldsymbol{r}) \\ -\dfrac{j\beta m J_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i^2\boldsymbol{r}} & -\dfrac{j\beta m Y_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i^2\boldsymbol{r}} & +\dfrac{j\omega\mu_0 J'_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i} & +\dfrac{j\omega\mu_0 Y'_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i} \\ -\dfrac{j\omega\varepsilon_i J'_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i} & -\dfrac{j\omega\varepsilon_i Y'_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i} & +\dfrac{j\beta m J_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i^2\boldsymbol{r}} & +\dfrac{j\beta m Y_\mathrm{m}(k_i\boldsymbol{r})}{k_i^2\boldsymbol{r}} \end{bmatrix}, \tag{1.33}$$

$$u_i = [A_i, B_i, C_i, D_i]^t. \tag{1.34}$$

Граничные условия на тангенциальные компоненты электрического и магнитного поля на границе $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_i$ будут следующими

$$T(\boldsymbol{r}, \varepsilon_i) \cdot u_i = T(\boldsymbol{r}, \varepsilon_{i+1}) \cdot u_{i+1}. \tag{1.35}$$

Итерационно решая уравнение (1.34) численными методами с заданными начальными значениями констант A_0 и C_0 для сердцевины, получаем распределение электромагнитного поля во всём волноводе. На Рис. 1.4(г) представлен пример дисперсионных соотношений в виде зависимости $\omega(\beta)$, где серым выделены области частот, при которых излучение отражается от одномерного фотонного кристалла в случае падения под всеми возможными углами. Волноводные моды со значением β, попадающим в запрещённую зону, называются «bandgap modes» («моды запрещённой зоны»).

Брэгговские диэлектрические волокна хорошо известны в оптике: ранее была продемонстрирована передача ИК излучения ближнего [139] и среднего [140] диапазонов, а также видимого излучения [141]. Впервые одномерные

фотонно-кристаллические структуры для ТГц диапазона были предложены в работе [142], в которой был продемонстрирован фазовый сдвиг спектра пропускания ТГц волновода с волоконной Брэгговской решёткой при изменении её периода. Классические Брэгговские диэлектрические волноводы начали исследовать относительно недавно, причем первые образцы мало отличались по структуре от ARROW волноводов. Волновод из работы [137] представлял собой полую трубку большого диаметра (~10 λ) с оболочкой из нескольких слоёв PVDF и слабо поглощающего поликарбоната. Общее число слоёв в реальной структуре было меньше 10. По результатам численного моделирования для случая идеальной оптимизированной структуры (общее число слоёв – более 30) минимум потерь составил бы около 1,5 дБ/м. Впоследствии при помощи 3D печати были получены более совершенные диэлектрические волноводы с числом слоёв, доходящим до 10 и более, со сравнительно малой шириной запрещённой зоны (до нескольких десятков ГГц). Эти волноводы использовались в качестве чувствительных сенсоров малого количества вещества, внесённого внутрь волновода [54,143]. Нужно отметить, что в отличие от ARROW ТГц волноводов, рассматриваемых ранее, ширина резонансной области для Брэгговского волокна небольшая и её спектральное положение сильно зависит от строения самого волновода, поэтому даже тонкий слой анализируемого вещества в волноводе будет сильно влиять на спектр пропускания (слой лактозы толщиной в 3 мкм приводил к статистически значимым различиям в спектре).

Наконец, необходимо упомянуть фотонно-кристаллические волноводы с двумерной решеткой (состоит из упорядоченно расположенных полых каналов) различной геометрии: гексагональной [144,145], прямоугольной [146] или ячеистой [147]; потери при этом могли составлять от нескольких единиц дБ/м [144] до ≤ 1 дБ/м [145]. Недостатком таких волноводов является узкий спектральный диапазон прозрачности, который определяется

шириной запрещённой зоны и составляет ~100 ГГц. Существуют подходы, позволяющие обойти это ограничение. Например, в работе [148] (строка 10 Таблицы 2) продемонстрирован волновод с разупорядоченной структурой, который характеризовался уширенной запрещённой зоной и, как следствие, имел широкий спектральный рабочий диапазон. Другим недостатком фотонно-кристаллических волноводов является сложность изготовления оболочки волновода с достаточно большим числом слоёв, хотя современные аддитивные технологии позволяют до некоторой степени решить эту проблему.

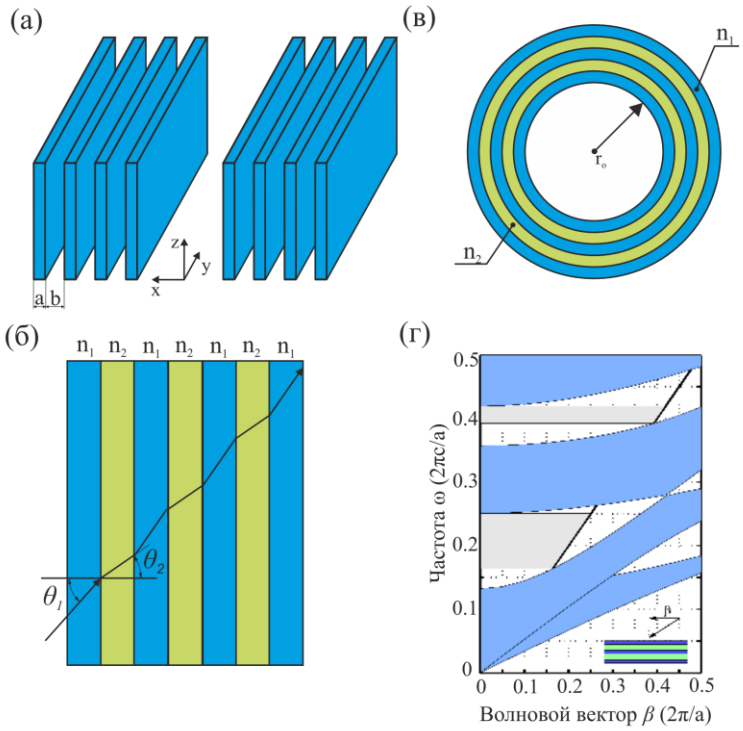


Рисунок 1.4. Волновод с фотонной запрещенной зоной: (а) – схема одномерного полубесконечного диэлектрического зеркала; (б) – распространение излучения через одномерный фотонный кристалл; (в) – схема диэлектрического Брэгговского волокна; (г) – пример зонной структуры для такого волокна [139].

В заключение сравним волноводы данного типа с другими существующими образцами. Поскольку излучение распространяется в центральном полом канале, дисперсия будет гораздо меньше, чем в волноводах с твёрдой сердцевиной. По сравнению с ARROW волноводами ТГц волноводы с фотонной запрещённой зоной будут иметь большие поперечные размеры – за счёт оболочки, которая должна иметь гораздо большее число резонансных элементов (идеальный фотонный кристалл является полубесконечной периодической структурой), поэтому ARROW волноводы лучше подходят для зондирования и диагностики. Благодаря широким возможностям по изменению структуры фотонно-кристаллических волноводов, потенциально можно добиться очень малых потерь излучения, однако поперечные размеры $10 - 20\ \lambda$ ограничивают возможности их изгиба. К сожалению, все еще невозможно объединить все необходимые функции в одном ТГц волноводе и приходится искать компромисс между необходимостью минимизировать поперечный размер волновода, потери и дисперсию, а также обеспечить гибкость и достаточно широкий рабочий диапазон волновода.

1.4 Методы получения терагерцовых волноводов

При разработке ТГц волноводов (особенно со сложной геометрией поперечного сечения) необходимо не только решить задачу выбора материала волновода, но и определить оптимальный метод его изготовления. С одной стороны, метод должен обеспечить получение заранее разработанной волноводной структуры с минимальной погрешностью, с другой – он должен быть наименее трудоёмким и не сильно увеличивать стоимость конечного изделия. Дадим краткий обзор наиболее распространённых методов получения полимерных и кристаллических ТГц волноводов.

1.4.1 Микроструктурированные терагерцовые волноводы

Важной особенностью данного типа ТГц волноводов является большое количество применяемых методов их изготовления. Они включают в себя технологии вытягивания цилиндрической преформы-заготовки в волокно, причём преформа может иметь свою микроструктуру [149], и технологии послойного наращивания (аддитивные методы изготовления) [137].

Наименее трудоёмким является вытягивание полимерных ТГц волокон со ступенчатой геометрией, в качестве примера можно указать изготовление ТГц волокна в работе [149], с использованием специальных ростовых установок типа «вытяжных башен» («draw tower») [150]. Преформа изготавливалась путём сплавления гранул из LDPE с образованием монолитного цилиндра, диаметр которого значительно превышал диаметр волокна. Затем цилиндр из LDPE нагревался до температуры значительно большей, чем его температура стеклования T_g. После этого проводилось вытягивание из цилиндра тонкого волокна с его последующей намоткой на вращающийся барабан. Скорость вытяжки определяется степенью вязкости материала. Данный метод изготовления широко используется для изготовления волокон оптического диапазона [151].

Формирование преформы для микроструктурированного волновода и его изготовление может осуществляться несколькими способами:

- высверливанием системы полых отверстий в цельном цилиндре [152] и последующим их заполнением другим материалом. После вытягивания получившейся структуры, полимер в каналах удаляется при помощи специального растворителя [153];
- экструзией преформы через формирующие отверстия [154] или заливкой полимера в заранее изготовленную форму с последующей полимеризацией [155];

- укладкой нескольких полимерных полых трубок в трубе большого диаметра с последующим вытягиванием [100];
- последовательным осаждением слоёв полимера на внутренней стороне трубки [137] или сворачиванием пластины полимера в многослойную трубку с применением спейсеров [138].

Указанные методы могут быть модифицированы для изготовления металл-полимерных структур и метаматериалов [81,156].

В последнее время все большее распространение получают т.н. аддитивные методы (3D печать) изготовления фотонно-кристаллических ТГц волноводов. Современные автоматизированные системы могут послойно изготавливать структуры с большим числом периодов решетки. В качестве материала обычно используется коммерчески доступный полимер для 3D печати (например, VisyJet Crystal). Можно отметить следующие распространённые подходы.

- Системы 3D стерео-литографии (SLA), использующие послойное отверждение светочувствительного полимера при помощи УФ-лазера. Точность изготовления структуры определяется диаметром пучка и обычно составляет $\sim 10-50$ мкм. После изготовления необходимо удаление непрореагировавшего полимера (с помощью изопропилового спирта или другого растворителя). Например, с помощью данной технологии был изготовлен цилиндрический брэгговский волновод в работе [54].
- Технология fused deposition modeling (FDE), в рамках которой полимерная преформа размягчается, а затем слой за слоем экструдируется через подвижную насадку. Точность изготовления и шероховатость поверхности определяется размером сопла, который обычно составляет $\sim 200-400$ мкм. Указанным методом был получен ТГц волновод с разупорядоченной фотонно-кристаллической решёткой [101] и брэгговский волновод прямоугольного сечения [143].

Стоит отметить, что перечисленные методы изготовления позволяют получать для передачи ТГц импульсов самые разнообразные структуры со сложной геометрией, поскольку материалы на основе полимеров легко подвергаются обработке. Однако, полимерные волноводы зачастую не могут использоваться для проведения ТГц измерений в агрессивном окружении (при сочетании высоких температур, давлений, механических напряжений, в присутствии химически активных сред и т. д). Указанные подходы нельзя адаптировать для применения более стойких материалов, например, для кристаллов.

1.4.2 Проблемы разработки методов получения терагерцовых волноводов на основе кристаллических материалов

Существует крайне ограниченный перечень методов получения неполимерных ТГц волноводов:

- метод перетяжки для изготовления металлических нитей, которые применяются для создания плазмонных ТГц волноводов;
- метод лиофелизации (формирование твёрдого раствора с последующей сублимацией растворителя в вакуумной камере) для изготовления ТГц волокон с пористой сердцевиной, в котором показатель преломления будет близок к единице. В качестве примера можно указать волокно на основе шелковой пены [77];
- метод Edge-define film-fed growth (EFG, метод выращивания кристалла из расплава с пленочной подпиткой при краевом зацеплении роста) [157], который использовался для изготовления ТГц волокон на основе сапфира.

Из указанных методов для изготовления ТГц волноводов на основе кристаллических материалов может быть применён только EFG метод [158], который широко используется для получения монокристаллов кремния,

германия, галогенидов и др. Наибольшее распространение этот метод и его модификации [159] получили для выращивания профилированных кристаллов сапфира, который обладает уникальным сочетанием физико-химических свойств [159]: высокой температурой плавления ($T_{пл} = 2053$ °C), твердостью, механической прочностью и теплопроводностью, термической и радиационной стойкостью, а также химической инертностью. Сапфир характеризуется высоким показателем преломления и имеет хорошее пропускание в широком спектральном диапазоне, включая ТГц часть электромагнитного спектра (потери становятся порядка $1\ см^{-1}$ при $\lambda > 200$ мкм и практически отсутствуют для частот ниже 0,5 ТГц [72]).

Сочетание физико-химических свойств сапфира с возможностью выращивания из расплава профилированных кристаллов с различной геометрией поперечного сечения, делает этот материал привлекательным для изготовления на его основе ТГц волноводов, применимых для широкого спектра задач, в том числе пригодных для использования в агрессивных средах.

1.5 Выводы по Главе 1

Таким образом, в первой главе диссертационной работы показана актуальность выбранного направления исследований, связанного с созданием ТГц волноводов на основе профилированных кристаллов сапфира для различных приложений ТГц техники. Проведенный обзор современного состояния исследований в области ТГц волноводной оптики, ТГц оптических материалов, технологий их получения и обработки позволил сформулировать цель и задачи настоящей диссертационной работы.

Целью диссертационной работы является исследование оптических свойств оригинальных ТГц волноводов различной геометрии на основе профилированных кристаллов сапфира, а также их применение для задач

внутриволноводной ТГц спектроскопии, интерферометрии и сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии.

Для ее достижения требуется решить следующие задачи:

1) моделирование распространения излучения в сапфировых волноводах с учетом анизотропии оптических характеристик материала для определения геометрии сечения, при которых волноводы будут характеризоваться малыми потерями и дисперсией;

2) разработка методики изготовления многоканальных волноводов на основе профилированных кристаллов сапфира;

3) экспериментальное определение оптических характеристик сапфировых волноводов: модовой структуры, эффективного индекса моды и коэффициента её затухания. Сравнение результатов экспериментальных исследований с предсказаниями моделирования;

4) разработка методов высокотемпературных внутриволноводных измерений в ТГц диапазоне с использованием сапфировых многоканальных волноводов;

5) разработка метода сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии в ТГц диапазоне с субволновым пространственным разрешением с использованием сапфировых волокон.

Глава 2. Разработка терагерцовых волноводов различной геометрии на основе профилированных кристаллов сапфира

В настоящей главе приводятся и анализируются результаты моделирования распространения ТГц излучения через волноводы на основе профилированных кристаллов сапфира с различной геометрией сечения. В ходе моделирования оценивались существующие волноводные моды и определялись их оптические характеристики, включая эффективный индекс моды, дисперсию и потери на распространение. Численное моделирование позволило оптимизировать геометрию сечения профилированных кристаллов сапфира и реализовать различные физические механизмы передачи ТГц излучения: антирезонансный и резонансный (фотонно-кристаллический) режимы в волноводах с полой сердцевиной, а также передачу излучения на основе эффекта полного внутреннего отражения в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления.

В разделе 2.1 описывается конечно-разностный метод собственных мод (Finite Difference Eigenmode, FDE), реализованный в коммерческом пакете Lumerical Mode Solutions. В разделах 2.2 и 2.3 приводятся результаты моделирования процесса передачи излучения волноводами антирезонансного типа, в разделе 2.4 – волноводами фотонно-кристаллического типа, в разделе 2.5 изучаются волноводные свойства сапфирового волокна в ТГц диапазоне. В разделе 2.6 делаются промежуточные выводы и даются рекомендации по изготовлению и характеризации рассчитанных волноводов.

2.1 Особенности моделирования передачи терагерцового излучения с помощью метода собственных мод

Рассмотрим волновод, ориентированный вдоль оси OZ декартовой системы координат, при этом его сечение расположено в плоскости XOY и

является неизменным вдоль оси OZ, Рис. 2.1. Длина волновода значительно превышает длину волны излучения $L \gg \lambda$. В этом случае решение уравнений Максвелла для электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ полей электромагнитной волны на фиксированной частоте ν может быть найдено в виде суперпозиции собственных мод (eigenmode):

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(x,y,z) &= \left(\sum_{k=1}^{M} \mathbf{E}_{\mathrm{k}}(x,y)\exp(-i\beta_{\mathrm{k}}z)\exp(-\alpha_{\mathrm{a.k}}z)\right)\exp(-i2\pi\nu t),\\ \mathbf{H}(x,y,z) &= \left(\sum_{k=1}^{M} \mathbf{H}_{\mathrm{k}}(x,y)\exp(-i\beta_{\mathrm{k}}z)\exp(-\alpha_{\mathrm{a.k}}z)\right)\exp(-i2\pi\nu t),\end{aligned} \tag{2.1}$$

где k – номер волноводной моды, $\mathbf{E}_{\mathrm{k}}$ и $\mathbf{H}_{\mathrm{k}}$ – векторы комплексной амплитуды электрического и магнитного полей в сечении волновода плоскости XOY, β_{k} и $\alpha_{\mathrm{a.k}}$ – константы распространения и коэффициент затухания по амплитуде для k-ой моды, соответственно. Отметим, что коэффициент затухания по мощности можно записать в виде

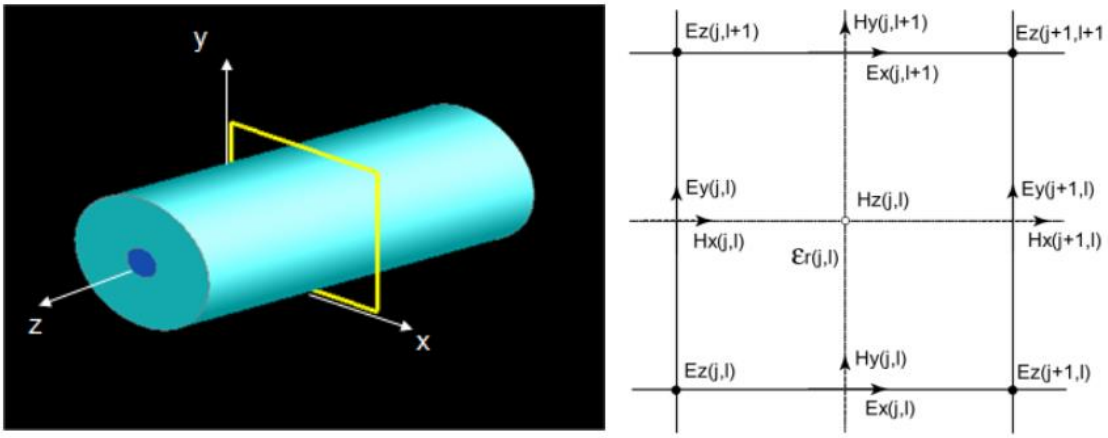
$$\alpha_{\mathrm{k}} = 2\alpha_{\mathrm{a,k}}. \tag{2.2}$$

Величины $\alpha_{\mathrm{a,k}}$ и α_{k} измеряются в [см$^{-1}$]. Для описания распространения моды в волноводе наряду с константой распространения часто используется эффективный индекс моды (действительная часть эффективного комплексного показателя преломления)

$$n_{\mathrm{eff,k}} = \mathrm{Re}\left(\frac{c_0\tilde{\beta}_{\mathrm{k}}}{2\pi\nu}\right) \tag{2.3}$$

или волноводная дисперсия D_{k}, которая связана с $n_{\mathrm{eff,k}}$ соотношением (1.4). Характеристики β_{k}, $n_{\mathrm{eff,k}}$ и D_{k} связаны между собой и позволяют с разных сторон описать скорость распространения k-ой волноводной моды, а также сравнить относительные скорости распространения и фазовые набеги всех мод. В свою очередь, в различных источниках для волноводных мод приводят потери по амплитуде $\alpha_{\mathrm{a.k}}$ и интенсивности α_{k} в зависимости от рассматриваемого спектрального диапазона и используемых методов

измерения. Для удобства в данной диссертации в качестве оптических характеристик волноводных мод будет использоваться $n_{\mathrm{eff,k}}$ (и, в некоторых случаях, D_{k}) и α_{k}, в то время как остальные характеристики могут быть легко рассчитаны с использованием приведенных соотношений.



(а) (б)

Рисунок 2.1. Пример расположения 2D сетки в поперечном сечении волновода (а); двумерная сетка Yee (б) [160].

В выражении (2.1) временной зависимостью полей **E** и **H** зачастую пренебрегают ввиду линейного характера рассматриваемых взаимодействий поля и вещества (т.е. нелинейная конверсия частоты излучения не учитываются).

Для поиска решения уравнений Максвелла по формуле (2.1) в диссертации использовался коммерческий пакет программ Lumerical Mode Solutions [161], реализующий численный конечно-разностный метод собственных мод [162]. При моделировании применялась классическая сетка дискретизации моделируемого пространства Yee [160], рассматривался двухмерный случай дискретизации в плоскости сечения волновода, которая находится вдали от входного и выходного торцов волновода (Рис. 2.1(а)). Детальное описание использовавшегося численного метода FDE и связанной с ним математической модели представлены в Приложении 1. Здесь же

рассмотрим основные параметры моделирования, которые важны для дальнейшего описания полученных в данной главе результатов.

Сечение волновода при моделировании задавалось в виде пространственного распределения комплексной диэлектрической проницаемости в плоскости (x, y)

$$\varepsilon = \varepsilon - i\varepsilon'' \tag{2.5}$$

или комплексного показателя преломления

$$n = \sqrt{\varepsilon} \equiv n' - in'' \equiv n' - i\frac{c_0}{2\pi\nu}\alpha_{\mathrm{a}} \equiv n' - i\frac{c_0}{4\pi\nu}\alpha, \tag{2.6}$$

при этом используемое программное обеспечение допускает задание оптический свойств материала волновода в виде любой пары из представленных величин:

- действительной ε' и мнимой ε'' частей комплексной диэлектрической проницаемости ε;
- действительной n' и мнимой n'' частей комплексного показателя преломления n;
- показателя преломления n' и коэффициента поглощения излучения по амплитуде α_{a} [см$^{-1}$];
- показателя преломления n' и коэффициента поглощения излучения по интенсивности α [см$^{-1}$].

Более того, оптические свойства материалов, формирующих сечение волноводов, могут задаваться в тензорном виде, что крайне важно для решения задач настоящей диссертационной работы, так как сапфир обладает существенной анизотропией оптических свойств в ТГц диапазоне [67], см. Таблицу 1. Как и геометрия сечения волновода, при моделировании оптические свойства формирующих сечение материалов полагаются неизменными вдоль оси OZ.

Для обеспечения корректных результатов моделирования с использованием схемы Yee шаг пространственной дискретизации осей OX и OY выбирается в соответствии с выражением [160]

$$\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda_{\min}}{10\, n_{\max}}, \tag{2.7}$$

где $\lambda_{\min}$ и $n_{\max}$– минимальная длина волны излучения и максимальный показатель преломления среды в моделируемом пространстве, соответственно. Стоит отметить, что при моделировании границ раздела сред в пограничных узлах сетки Yee, значение диэлектрической проницаемости задается усредненным, что позволяет повысить устойчивость моделирования в случаях использования более грубой сетки, а также при моделирования сред со значительным контрастом диэлектрической проницаемости [163,164]. На границе области моделирования устанавливались граничные условия – идеально согласованные граничные поглотители (Perfectly Matched Layer, PML) [165].

Таким образом, в результате моделирования для каждой k-ой волноводной моды на заданной частоте ν вычисляются:

- эффективный индекс $n_{\mathrm{eff,k}}$ или дисперсия D_{k};
- коэффициент затухания по мощности α_{k};
- пространственные распределения электрического $\mathbf{E}_{\mathrm{k}}(x, y)$ и магнитного $\mathbf{H}_{\mathrm{k}}(x, y)$ векторных полей в сечении волновода; вид волноводных мод представлен как распределение $|\mathbf{E}_{\mathrm{k}}(x, y)|^2$ и $|\boldsymbol{H}_{\mathrm{k}}(x, y)|^2$.

Введя основные физические характеристики, используемые для представления результата численного моделирования волноводных мод в Lumerical Mode Solutions, перейдем к рассмотрению результатов моделирования ТГц волноводов на основе профилированных кристаллов сапфира с различной геометрией сечения.

2.2 Моделирование антирезонансного сапфирового терагерцового волновода револьверного типа

Рассмотрим ТГц волновод на основе профилированного кристалла сапфира, имеющий распространенную «револьверную» геометрию сечения, см. Рис. 2.2 (а), и реализующий антирезонансный принцип передачи ТГц волн. Отметим, что ТГц волноводы со схожей геометрией сечения, но изготовленные из полимерных материалов, изучались ранее, например, в работах [99,133].

В диссертации проведена оптимизация геометрии сечения револьверного сапфирового волновода с полыми цилиндрическими каналами, формирующими гексагональную решетку. При оптимизации геометрии волновода минимизировались дисперсия и потери излучения, при этом учитывались технологические ограничения получения профилированных кристаллов сапфира по методу EFG, а именно: допустимые максимальный диаметр волновода, минимальный диаметр канала, минимальный размер стенки между каналами. При моделировании диэлектрические характеристики сапфира брались из работы [67]. C-ось монокристалла направлена вдоль оптической оси волновода. В рассматриваемом случае можно пренебречь анизотропией оптических свойств сапфира и задать компоненты тензора диэлектрической проницаемости как $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_o$. Это допустимо по двум причинам:

- моды в рассматриваемом револьверном волноводе имеют сравнительно малую площадь, при этом они локализуются и распространяются преимущественно в полом центральном канале, что приводит к их минимальному взаимодействию с анизотропной материальной средой;
- в подобных волноводах мала радиальная компонента волнового вектора, для которой будет наблюдаться двулучепреломление.

Именно поэтому эффектами двулучепреломления в данном случае можно пренебречь [166]. В результате этой оптимизации выбраны следующие геометрические характеристики сечения волновода:

- внешний диаметр – 12,0 мм;
- диаметр канала – 2,5 мм;
- период двумерной гексагональной решетки в сечении – 3,0 мм.

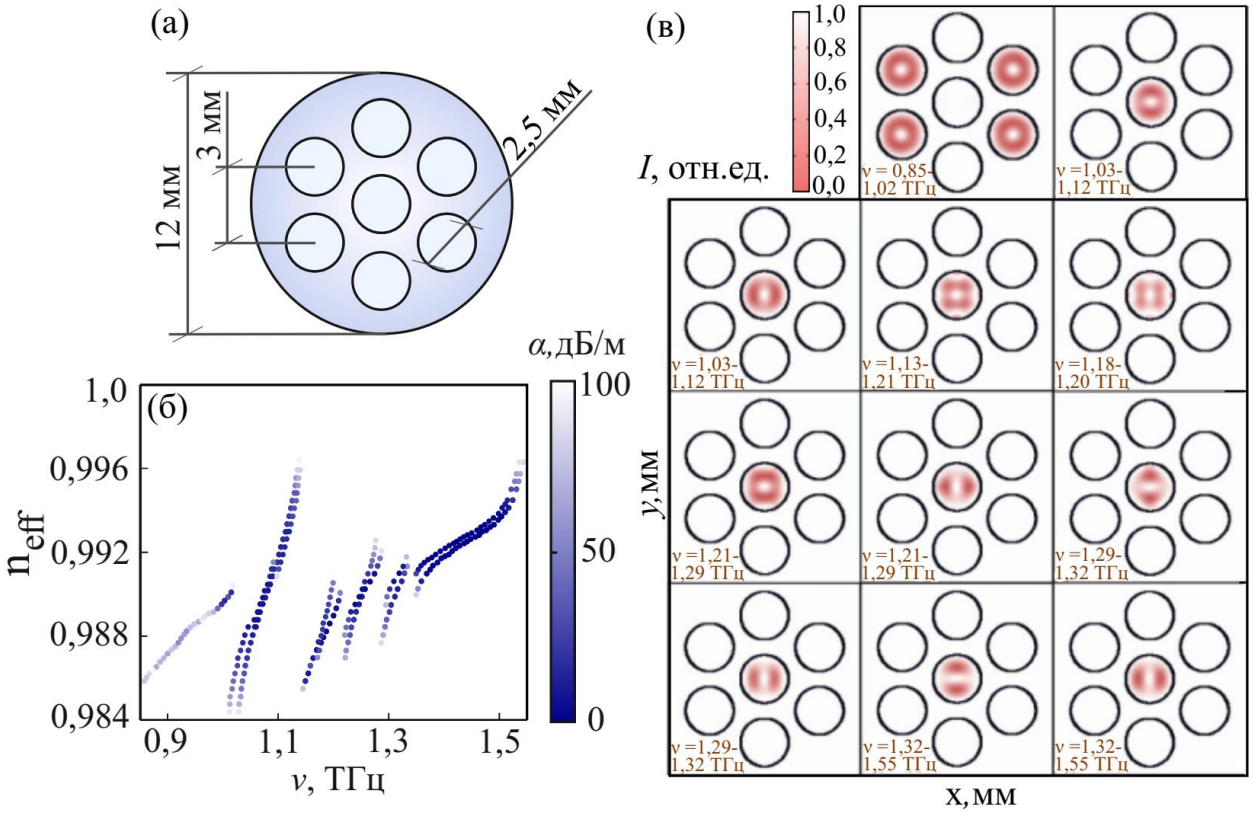


Рисунок 2.2. Результаты численного моделирования сапфирового ТГц ARROW волновода с «револьверной» геометрией сечения [166]: (а) – схема поперечного сечения волновода; (б) – частотная зависимость эффективного индекса моды n_{eff} для разных волноводных мод, где цветом показаны потери на распространение по мощности α; (в) – поперечное сечение $|\mathbf{E}|^2$для различных волноводных мод.

Как будет показано в Главе 3, описанная геометрия сечения волновода может быть реализована с применением метода EFG.

На Рис. 2.2(б) приведены частотные зависимости эффективного индекса n_{eff} для наиболее низкопоглощающей моды в диапазоне частот от $0{,}85$ до $1{,}55$ ТГц. Также цветом от синего к белому для этих мод показаны потери по мощности α в [дБ/м]. Каждая точка на Рис. 2.2(б) соответствует независимому расчёту передачи ТГц излучения волноводом на заданной частоте. Заметим, что указанная мода является парной в диапазоне от $1{,}02$ до $1{,}55$ ТГц, что связано с её двукратным вырождением по поляризации (вектор $\boldsymbol{E}_{\text{k}}$ направлен вдоль оси OX и оси OY, соответственно).

Из графика функции $\alpha(\nu)$ на Рис. 2.2(б) можно заметить, что для рассматриваемой геометрии волновода потери ТГц излучения по мощности достигают своего минимума 2 дБ/м на частоте $1{,}45$ ТГц. Наблюдаются области разрыва мод вблизи частот $1{,}02$, $1{,}13$, $1{,}21$, $1{,}29$ и $1{,}32$ ТГц, для которых характерны значительный рост потерь и дисперсии. Они характерны для волноводов антирезонансного типа и связаны с тем, что моды низших порядков обмениваются энергией с сильнозатухающими антеризонансными модами оболочки; см. уравнение (1.19) [167,168]. Отметим, что для каждого участка с низкими потерями распределение $|\mathbf{E}|^2$ в волноводе и площадь волноводной моды различаются, см. Рис. 2.2 (в).

Результирующее распределение поля в волноводе представляет собой интерференционную картину всех существующих на заданной частоте ν волноводных мод [49]. Существование одновременно нескольких волноводных мод на одной и той же частоте ν приведет к эффекту межмодовой интерференции (межмодового биения), что может сделать ввод излучения в волновод и вывод из него нестабильными. Величина этого эффекта зависит от фазового набега мод, т.е. от разницы эффективных индексов мод и длины волновода.

К недостаткам рассчитанного волновода можно отнести высокие потери (от $80{,}0$ до $100{,}0$ дБ/м) на низких частотах ($\nu < 1{,}0$ ТГц), что близко к потерям ТГц излучения в однородном материале. Более того, большой

диаметр сечения волновода ограничивает спектр его приложения и, в частности, ограничивает его использование в медицинской эндоскопии.

2.3 Моделирование антирезонансного терагерцового волновода на основе сапфировой трубки с полимерным покрытием

Для того чтобы исправить указанные недостатки волновода револьверного типа, предложен второй антирезонансный сапфировый ТГц волновод с другой геометрией сечения. Как показано на Рис. 2.3 (а), этот волновод имеет форму полой сапфировой трубки с внешним полимерным покрытием, причем в качестве материала покрытия используется PTFE – полимер с относительно низким поглощением ТГц электромагнитного излучения (см. Таблицу 1). Очевидно, что подобную сапфировую трубку гораздо проще изготовить методом EFG по сравнению с рассмотренным выше многоканальным «револьверным» волноводом. При этом слой полимерного покрытия может быть сформирован из термоусадочной трубки.

Толщину полимерного покрытия волновода, необходимую для обеспечения эффекта полного внутреннего отражения на границе раздела «сапфир–PTFE» с одновременным минимальным захватом эванесцентных волн внешними рассеивателями, можно оценить с помощью формулы (1.18). Учитывая, что:

- показатель преломления PTFE составляет $n_{\text{clad}} = 1{,}7$,
- толщина полимерной плёнки должна быть ~ 300 мкм,
- полимерное покрытие формирует слой антирезонансного волновода $N = 2$,
- внутренний диаметр трубки выбирается в диапазоне $d_{\text{core}} = 4{,}0$ – 5,0 мм,

то можно определить предполагаемый спектральный диапазон работы волновода в антирезонансном режиме как $400 - 300$ мкм в длинах волн или $\approx 0{,}75$ –1,00 ТГц. Стоит отметить, что благодаря увеличенному диаметру центрального канала (по сравнению с предыдущим антирезонансным волноводом), рабочий спектральный диапазон рассматриваемого волновода удалось сдвинуть в длинноволновую область, таким образом $d_{\text{core}} \approx 7$–$10\ \lambda$.

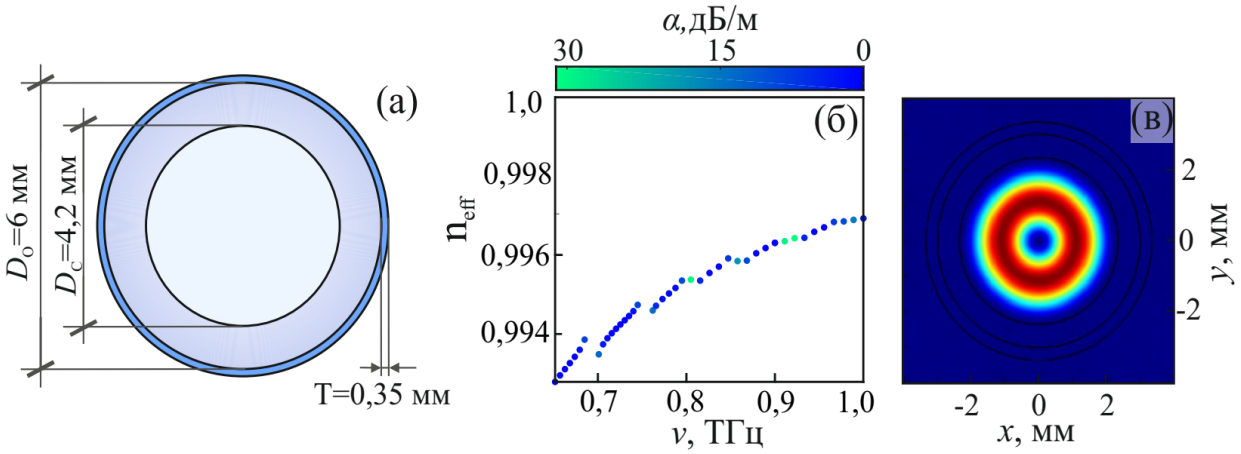


Рисунок 2.3 Результаты численного моделирования ТГц ARROW волновода на основе сапфировой трубки с полимерным (PTFE) покрытием: (а) – схема поперечного сечения волновода; (б) – частотная зависимость эффективного индекса моды n_{eff} для наименее поглощающей моды в центральном канале, где цветом показаны потери на распространение по мощности α; (в) – поперечное сечение $|\mathbf{E}|^2$для отмеченной волноводной моды.

В целях оптимизации поперечного сечения антирезонансного волновода на основе сапфировой трубки с полимерным покрытием проведена серия численных расчётов их волноводных характеристик, в которых рассматривались различные варианты геометрий сечений. Параметры сечения варьировались в пределах:

- внутренний диаметр трубки изменялся в диапазоне $D_c = 3{,}4 – 5{,}0$ мм;
- внешний диаметр трубки изменялся в диапазоне $D_o = 5{,}4 – 7{,}0$ мм;
- шаг перебора отмеченных параметров составлял $\Delta d = 0{,}2$ мм;
- толщина полимерного покрытия сохранялась неизменной $T = 0{,}35$ мм; отметим, что эту толщину можно легко обеспечить в эксперименте с использованием одиночной термоусадочной трубки PTFE.

На Рис. 2.4 представлены результаты оптимизации геометрии, в ходе которой минимизировались потери волновода на нескольких частотах – 0,6, 0,7, 0,8, 0,85, 0,9 и 1,0 ТГц. Из приведенных данных видно, что для определённых размеров трубки на каждой частоте существуют области с низкими потерями. Эффективный индекс принимался за единицу, если для данной конфигурации волновода не поддерживаются моды низких порядков. Из полученных данных видно, что волновод с параметрами, указанными на Рис. 2.3 начинает эффективно передавать излучение с частоты 0,7 ТГц.

На Рис. 2.3(б) представлены эффективный индекс моды n_{eff} и потери по интенсивности α в частотном диапазоне от 0,65 до 1,00 ТГц для выбранной геометрии антирезонансного волновода с параметрами $D_c = 4{,}2$, $D_o = 6{,}0$. Отметим, что здесь также наблюдаются периодические скачки потерь и рост дисперсии волноводной моды, характерные для структур типа ARROW. В результате численного моделирования показано, что для рассмотренного волновода минимальные потери по мощности достигают 1,5 дБ/м для моды HE_{21} на частоте 0,85 ТГц. В целом волновод способен работать с широкополосным излучением, однако области высоких потерь на резонансных частотах ARROW волновода могут значительно осложнить измерения и даже сделать невозможным дистанционные измерения абсолютных физических величин.

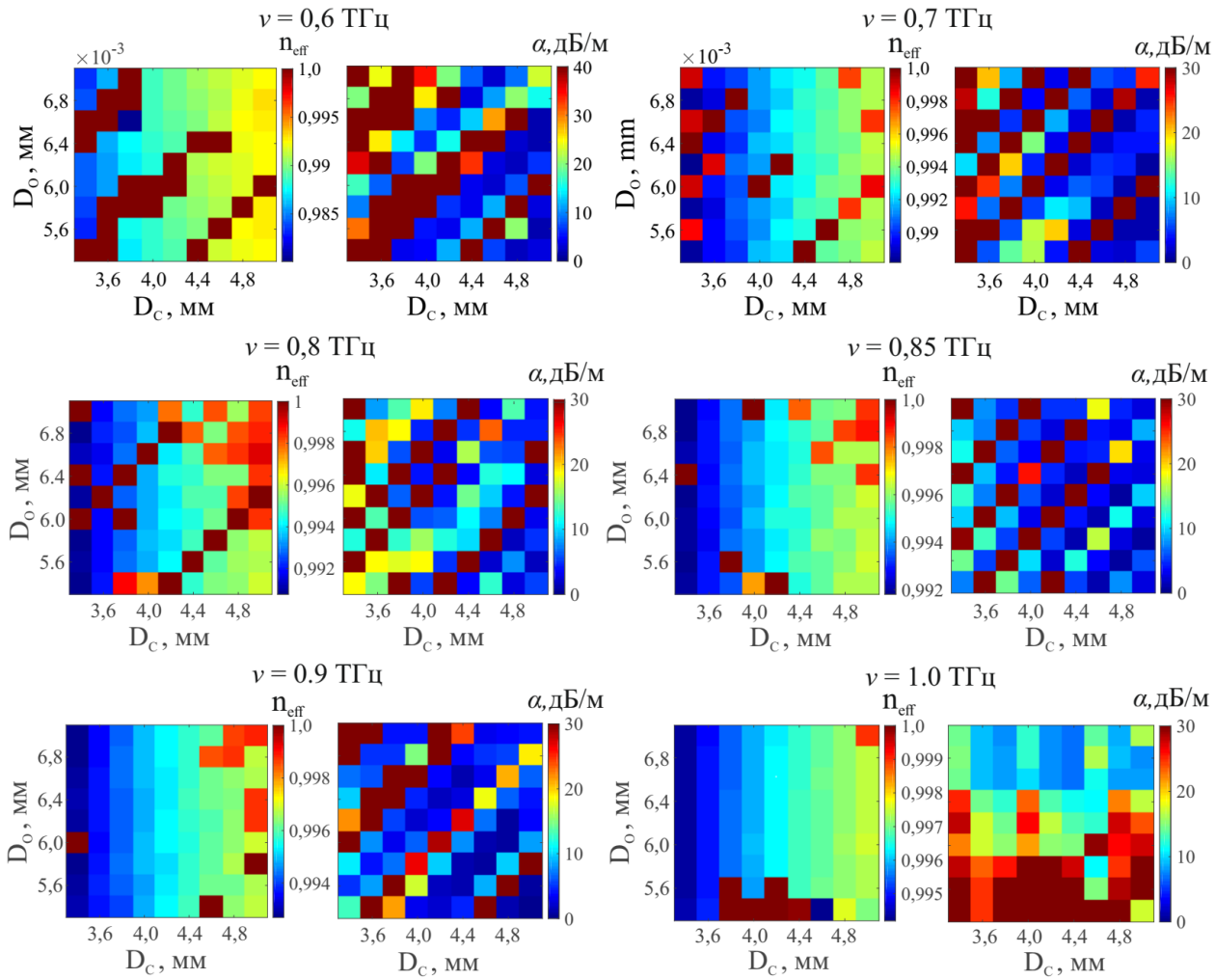


Рисунок 2.4. Иллюстрация процесса оптимизации геометрии поперечного сечения антирезонансного ТГц волновода на основе сапфировой трубки с полимерным (PTFE) покрытием. Эффективный индекс моды n_{eff} и потери по мощности α приведены в зависимости от геометрических параметров волновода D_{c} и D_{o} для определённых частот электромагнитного излучения равных ν.

2.4 Моделирование фотонно-кристаллического сапфирового терагерцового волновода

В рассмотренных выше волноводах антирезонансного типа эффект межмодовой интерференции носит негативный характер. Они могут осложнить ввод (вывод) излучения в волновод (из волновода), а также

сделать невозможным измерения физических свойств труднодоступных объектов. Именно поэтому, для описанных выше волноводов проведена оптимизация с целью обеспечения возможности их работы в режиме одной эффективной волноводной моды, потери которой значительно ниже по сравнению с модами более высокого порядка. В то же время эффект межмодовой интерференции в полых сапфировых волноводах может быть полезен в ряде приложений. Например, обеспечив работу волновода в режиме нескольких эффективных волноводных мод, можно на его основе реализовать различные методики внутриволноводной интерферометрии.

Именно поэтому следующим объектом исследования является фотонно-кристаллический (резонансный) сапфировый ТГц волновод с полой сердцевиной, в котором передача излучения осуществляется в режиме двух эффективных волноводных мод [49]. На Рис. 2.5 (а) показана схема поперечного сечения этого волновода. Он имеет внешний диаметр $D_{\mathrm{o}} = 24{,}0$ мм и диаметр центрального канала D_{c} =7,15 мм. Фотонно-кристаллическая оболочка волновода сформирована двумя рядами полых цилиндрических каналов, имеющих диаметр $d = 1{,}6$ мм и формирующих гексагональную (треугольную) двумерную решетку с периодом $\Lambda = 2{,}8$ мм.

На Рис. 2.5 (б) показаны частотные зависимости эффективного индекса моды n_{eff} для основных мод, локализованных в центральном канале фотонно-кристаллического волновода за счет эффекта брэгговской дифракции на периодической решетке, где цветом показаны потери по мощности α. Наряду с отмеченными модами рассчитаны антирезонансные моды оболочки и моды континуума. Чтобы отделить моды фотонно-кристаллического волновода от антирезонансных мод и мод континуума (моды, локализованные в оболочке волновода) выполнялись два независимых расчета.

- Во-первых, моды фотонно-кристаллического волновода («bandgap modes») определялись для эквивалентной структуры, при этом

внешний диаметр волновода был заведомо больше, чем размер области моделирования. В этом случае вычисляются моды, локализованные в сердцевине волновода исключительно за счет эффекта дифракции Брэгга на фотонно-кристаллической структуре. Потери для данных мод показаны на Рис. 2.5 (б) градиентным переходом от красного к синему цвету.

- Во-вторых, при рассмотрении сечения волновода конечных размеров были рассчитаны фотонно-кристаллические, антирезонансные и моды континуума в совокупности, рассматривая структуру сечения в целом. Результаты этого моделирования показаны на Рис. 2.5 (б) в градациях серого.

Подобный подход позволяет подтвердить, что разработанный волновод работает в фотонно-кристаллическом режиме, а также выделить область спектра, в которой существует эффективная запрещенная зона. Как видно из Рис. 2.5 (б), антирезонансные моды преимущественно возбуждаются на частотах ниже $0{,}55$ ТГц, в то время как фотонно-кристаллические моды возбуждаются в области частот от $0{,}55$ до $1{,}20$ ТГц, причём для частот $\nu > 0{,}95$ ТГц не существует мод континуума. Следует отметить, что правый край запрещенной зоны лежит на частотах выше $1{,}2$ ТГц. Моделирование волновода в области более высоких частот и оценка положения высокочастотной границы фотонной запрещенной зоны представляется затруднительной задачей из-за уменьшения длины волны излучения и, соответственно, резкого роста требуемых вычислительных мощностей. Более того, представляется затруднительным экспериментальное использование подобного волновода для передачи ТГц излучения при $\nu > 1{,}2$ ТГц с использованием имеющихся в распоряжении методов и инструментов.

Среди всех существующих мод в центральном канале можно отметить две моды наиболее низкого порядка, которые можно обозначить как HE_{11} и HE_{21}, используя классификацию волноводных мод фотонно-

кристаллического волновода типа OmniGuide [139]. Для этих мод эффективный индекс наиболее близок к $n_{\mathrm{eff}} = 1{,}0$, а потери по мощности на порядок ниже по сравнению со всеми остальными модами, распространяющимися в центральном канале. Таким образом, именно эти моды оказывают основной вклад в передачу излучения по волноводу. Более того, эти моды имеют различные эффективные индексы и распределение энергии, что позволяет использовать их для решения задач внутриволноводной интерферометрии. На Рис. 2.5 (в) и (г) представлены распределения интенсивности фундаментальной моды HE_{11} и «кольцевой» моды HE_{21} в сечении волновода для частоты 1,1 ТГц. В частотном диапазоне $0{,}65 - 1{,}20$ ТГц дисперсия этих мод D изменяется в интервале $0{,}06 - 1{,}00$ пс/(ТГц см), в то время как их потери по мощности α не превышают 10,0 дБ / м и достигают своего минимума в 3,0 дБ / м для HE_{11} и 1,0 дБ⁄м для HE_{21} вблизи 1,2 ТГц.

На Рис. 2.5 (б) и (д) показаны результаты аппроксимации эффективного комплексного индекс моды $\tilde{n}_{\mathrm{eff}}$ и коэффициента затухания по интенсивности α с использованием следующей модели:

$$\tilde{n}_{\mathrm{eff}} = n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{R}} - i n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{I}}, \tag{2.8}$$

$$\tilde{n}_{\mathrm{eff}}^{2} = 1 - \frac{\nu_{\mathrm{A}}^{2}}{\nu^{2} - i\nu_{\mathrm{B}}\nu}, \tag{2.9}$$

$$\alpha = \frac{4\pi\nu}{c_0} n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{I}}, \tag{2.10}$$

где ν_A и ν_B – подгоночные параметры модели, имеющие размерность [Гц], $n_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{R}} \equiv n_{\mathrm{eff}}$. Дисперсия D в таком случае задаётся выражением (1.8) при помощи модельной зависимости $n_{\mathrm{eff}}(\nu)$ (см. Рис. 2.5 (е)). Представление эффективного комплексного показателя преломления имеет Лоренцовский вид [169] и подчиняется соотношениям Крамерса-Кронига как функция отклика физической системы [170]. В Таблице 3 приведены значения этих параметров, обеспечивающие наилучшее описание данных численного моделирования.

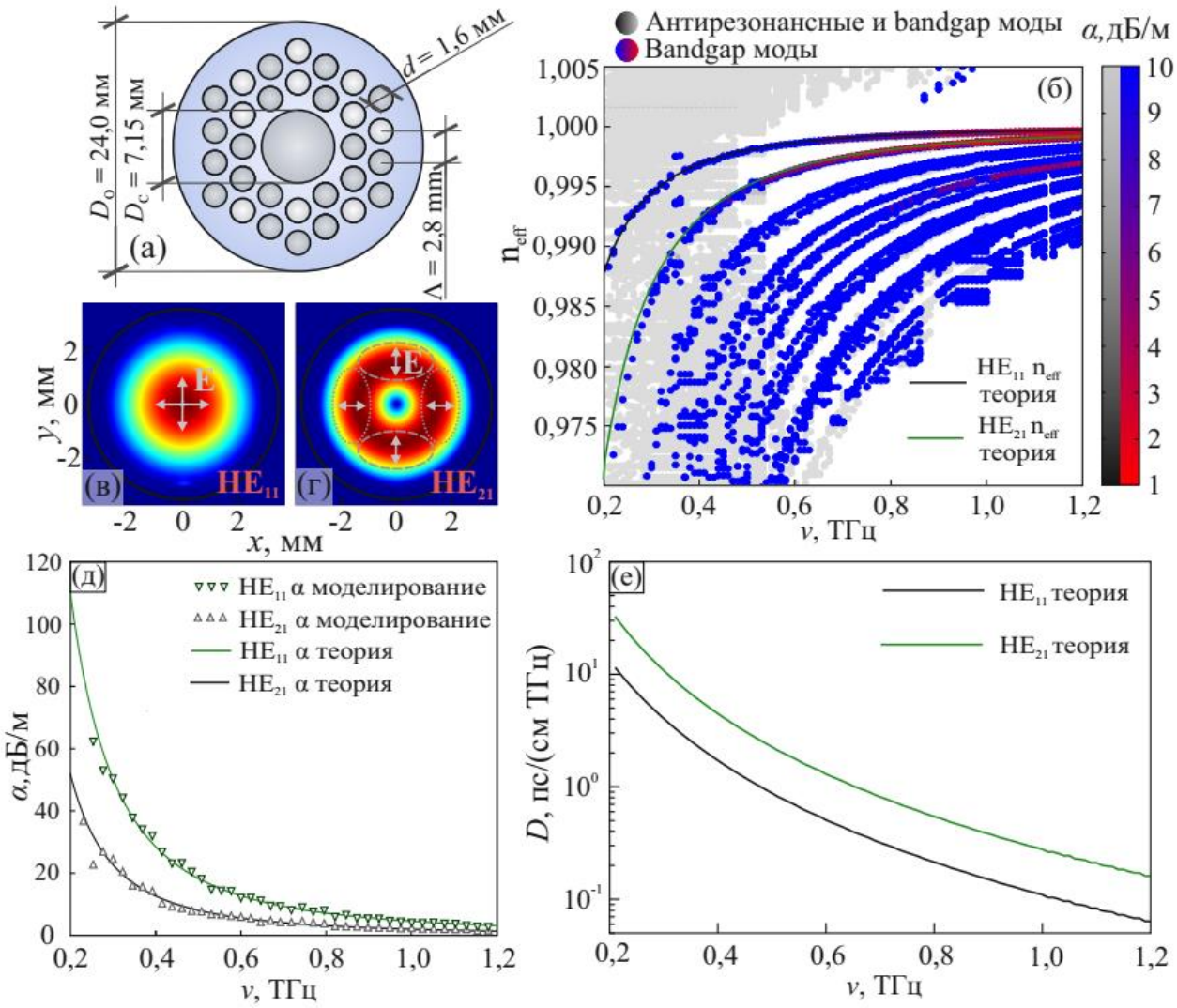


Рисунок 2.5. Результаты численного моделирования фотонно-кристалического (резонансного) сапфирового ТГц волновода: (а) – схема поперечного сечения волновода; (б) – эффективный индекс n_{eff} и потери α для волноводных мод; (в) и (г) – распределение $|\mathbf{E}|^2$для мод HE_{11} и HE_{21} на частоте $\nu = 1{,}1$ ТГц; (д) и (е) – коэффициент затухания α и дисперсия D этих мод с наложением модельного полинома.

Таблица 3. Параметры модельной аппроксимации для $\tilde{n}_{\text{eff}}(\nu)$ и α.

	HE_{11}	HE_{21}
ν_A, ТГц	0,0323	0,0511
ν_B, ТГц	0,0486	0,0085

Следует отметить, что мода HE_{21} имеет «нечётную» симметрию, и, следовательно, она может возбуждаться только при использовании падающего ТГц поля с нарушенной симметрией, например, нецентрированного линейно поляризованного Гауссовского пучка.

2.5 Моделирование сапфирового волокна субволнового диаметра

Как показано в разделе 1.3.4, ТГц волокна с твёрдой сердцевиной характеризуются высокими потерями и дисперсией, что делает их неоптимальными для задач передачи ТГц излучения и эндоскопических исследований. Однако они могут использоваться в качестве кантилеверов (зондов) для ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии. Преимущество этих волокон заключается в высоком показателе преломления сапфира в ТГц диапазоне, что позволяет обеспечить существенную локализацию поля в их сечении.

Для демонстрации сильной локализации излучения в сечении сапфирового волокна проведена серия численных расчётов распространения излучения в сапфировом волокне (зонде) с субволновым диаметром. В частности, рассмотрено сапфировое волокно диаметром 300 мкм. На Рис. 2.6 (а) и(б) показана схема поперечного сечения волокна, а также эффективный индекс и потери фундаментальной моды HE_{11} в диапазоне $0,25 - 1,0$ ТГц. Минимум потерь по мощности составляет 95 дБ/м. Значительная часть ТГц поля выходит за пределы волокна в виде эванесцентной волны (волны полного внутреннего отражения), поэтому для ТГц сканирующего зондового микроскопа на основе рассматриваемого волокна ожидается несколько меньшее пространственное разрешение, чем простое отношение диаметра сапфирного волокна к длине волны. В первом приближении оно будет равным величине полной ширины на уровне половинной интенсивности (Full-Width at Half-Maximum – FWHM) для поперечного сечения

интенсивности поля в волокне вдоль направления поляризации. Для моды TE_{01} $FWHM_{OY} = 0{,}348\,\lambda$ в направлении оси OY и $FWHM_{OX} = 0{,}2\,\lambda$ в направлении OX при работе вблизи частоты/длины волны отсечки 0,25 ТГц, см. Рис. 2.6 (в) и (г). Это разрешение позволяет преодолеть дифракционный предел Аббе.

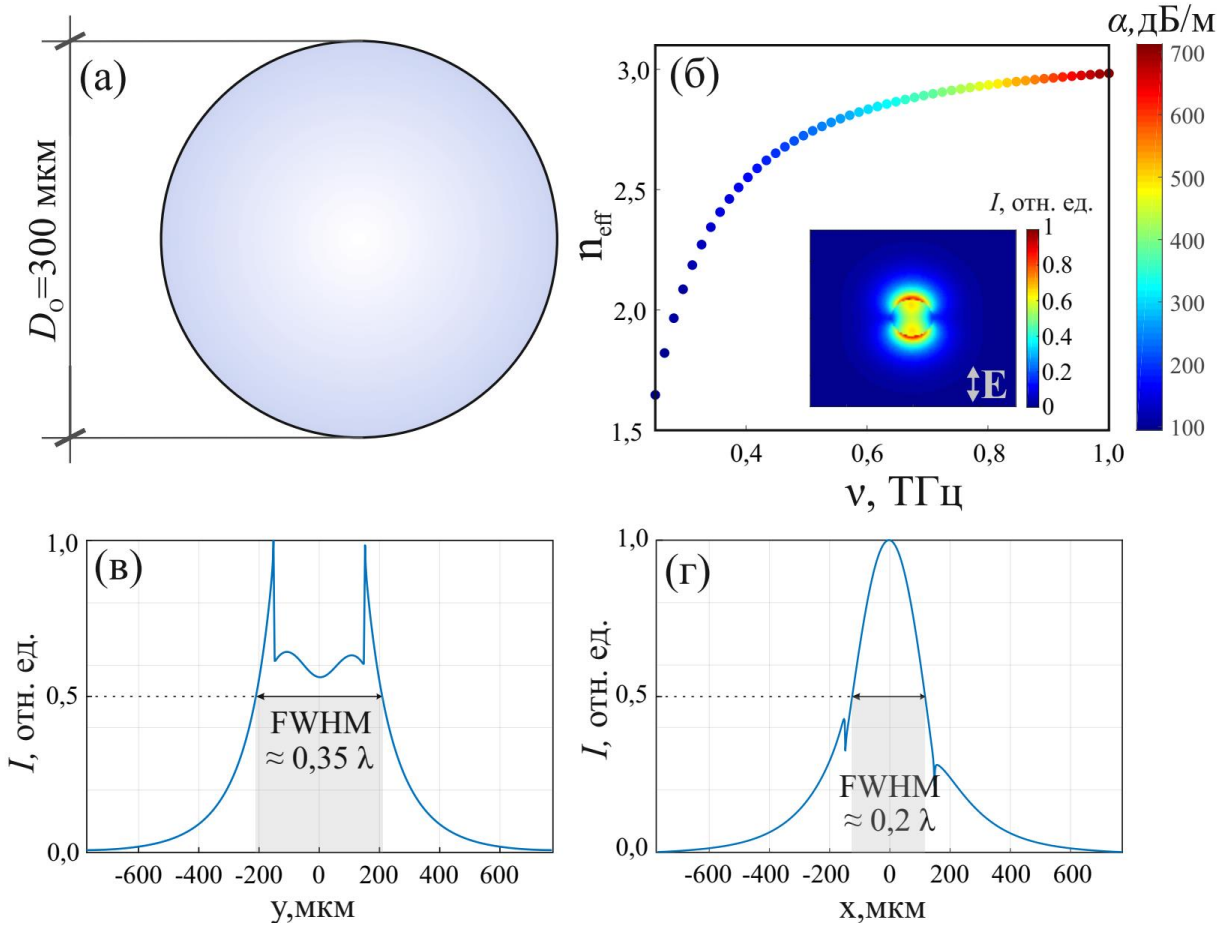


Рисунок 2.6. Результаты численного моделирования распространения ТГц излучения в сапфировом волокне: (а) – схема поперечного сечения волокна; (б) – эффективный индекс моды n_{eff} и потери по мощности α для фундаментальной моды TE_{01}, на вставке – распределение $|\mathbf{E}|^2$ в сечении волокна для моды TE_{01}, электрическое поле моды поляризовано вдоль оси OY.; (в) и (г) – поперечное сечение интенсивности моды TE_{01} в направлении OY и OX, соответственно.

Еще одним недостатком подобных сапфировых волокон являются

высокие потери на ввод и вывод излучения в/из волокна на низких частотах. Величина коэффициента, определяющего эффективность ввода пучка из свободного пространства в волноводную моду TE_{01} (coupling coefficient), определяется выражением [94]

$$\mathrm{C}_{01}(\nu) = \iint_S \boldsymbol{E}_{\mathrm{inp}}(\nu, \boldsymbol{r}) \boldsymbol{E}_{10}(\nu, \boldsymbol{r})\, d\boldsymbol{r}, \tag{2.11}$$

где $\boldsymbol{E}_{\mathrm{inp}}(\nu, \boldsymbol{r})$ – поле вводимого в волновод пучка, $\boldsymbol{E}_{10}(\nu, \boldsymbol{r})$ – поле моды TE_{01}, зависящие от координаты $\boldsymbol{r}$ и от частоты ν. Интеграл берётся по всей площади волновода. В выражении не учитываются френелевские потери, для их учёта перед интегралом нужно добавить коэффициент $T(\nu)$, учитывающий отражение поля от торца волокна при вводе.

Для частот ~0,3 ТГц, согласно выражению (2.11), $\mathrm{C}_{01}(\nu) \approx 0{,}3$ и с этим фактором преимущественно и был связан выбор размеров волокна: если диаметр будет чересчур мал, то эффективность ввода излучения будет низкой, если больше – волокно будет плохо гнуться, а разрешение системы будет меньше.

2.6 Выводы по Главе 2

В результате проведённого численного моделирования показано:

1) В предложенных многоканальных сапфировых волноводах реализуются различные физические принципы передачи излучения, как антирезонансный, так и резонансный. Передача излучения в сапфировом волокне основана на основе эффекта полного внутреннего отражения.

2) Разрабатываемые полые волноводы будут иметь низкие потери и дисперсию.

3) Сапфировые волокна со ступенчатым показателем преломления характеризуются большими потерями ($\alpha_{\min} = 95$ дБ/м). Однако, перспективным представляется их использование в качестве зондов в ТГц

сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с разрешением за пределом Аббе.

Глава 3. Получение сапфировых терагерцовых волноводов различной геометрии

В настоящей главе рассматриваются методики получения сапфировых антирезонансных и фотонно-кристаллических волноводов, а также сапфировых волокон.

В разделе 3.1 приведена информация об ростовой установке, дизайне тепловой зоны и основных особенностях EFG метода. Разделы 3.2, 3.3 и 3.4 посвящены изготовлению антирезонансных волноводов револьверного типа, фотонно-кристаллических волноводов и гибких сапфировых волокон, соответственно. В разделе 3.5 будут сделаны промежуточные выводы по результатам выполненных ростовых экспериментов.

3.1 Описание установки и тепловой зоны для выращивания из расплава профилированных кристаллов сапфира методом EFG.

Для выращивания из расплава сапфировых ТГц волноводов и волокон с рассчитанной ранее геометрией поперечного сечения (см. Главу 2) использовался метод EFG [157], основанный на концепции, предложенной А.В. Степановым [158]. Особенность метода состоит в использовании формообразователя, в котором расплав из тигля подается через капиллярные каналы на торцевую поверхность формообразующего устройства. Схема процесса выращивания профилированных кристаллов сапфира показана на Рис. 3.1.

Поперечное сечение кристаллов задается геометрией рабочей части формообразователя и в случае стационарного процесса выращивания при условии зацепления за его кромки может варьироваться в узком диапазоне, определяемом формой мениска расплава. Для выращивания профилированных кристаллов сапфира в качестве материала тигля и формообразователя используется молибден, который обладает высокой

химической стойкостью к расплаву оксида алюминия и смачивается им, существенно легче механически обрабатывается по сравнению с вольфрамом и иридием, а также существенно дешевле иридия. Формирование оптимальной поверхности фронта кристаллизации и гидродинамических потоков расплава перед фронтом кристаллизации определяются геометрией формообразователя, скоростями выращивания, а также размером и расположением капиллярных каналов для подачи расплава к торцу формообразователя. Для выращивания из расплава сапфировых трубок, многоканальных стержней различного сечения и волокон были разработаны, изготовлены и опробованы различные конструкции формообразователей.

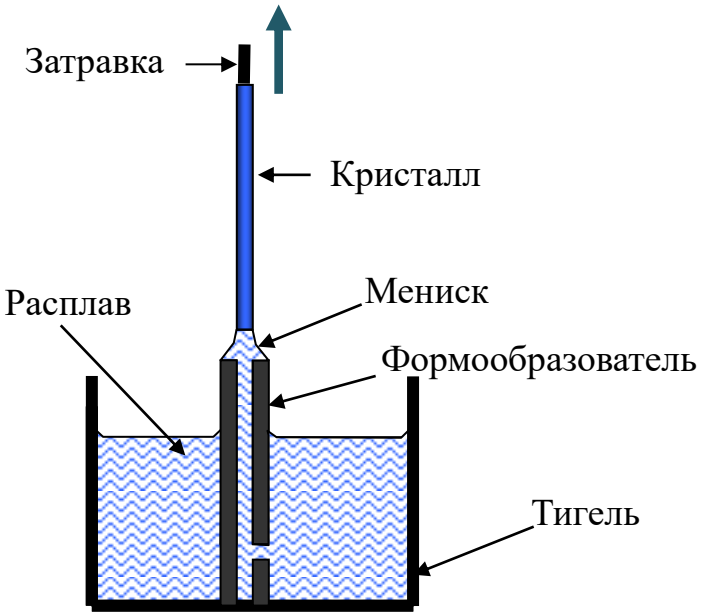


Рисунок 3.1 Схема выращивания из расплава профилированных кристаллов сапфира методом EFG.

Выращивание профилированных кристаллов сапфира проводилось в защитной атмосфере аргона (1,1 – 1,3 атм.) на установке индукционного нагрева «НИКА» (60 кВт, 22 кГц), снабженной датчиком веса с чувствительностью 20 мг, см. Рис. 3.2(а). Схема тепловой зоны для выращивания сапфировых волноводов показана на Рис. 3.2(б). Нагрев в индукционной тепловой зоне осуществляется через графитовый концентратор с пироуглеродным покрытием и молибденовый тигель.

Геометрия концентратора, тигля, формообразователя и системы экранов, изготовленных из молибдена, была подобрана с учетом получения близкого к линейному температурного градиента в зоне кристаллизации для минимизации термоупругих напряжений в растущих кристаллах. В качестве исходного материала использовались кристаллы сапфира, выращенные методом Вернейля. Ось *C* была ориентирована вдоль направления выращивания и оптической оси для всех вариантов волноводов.

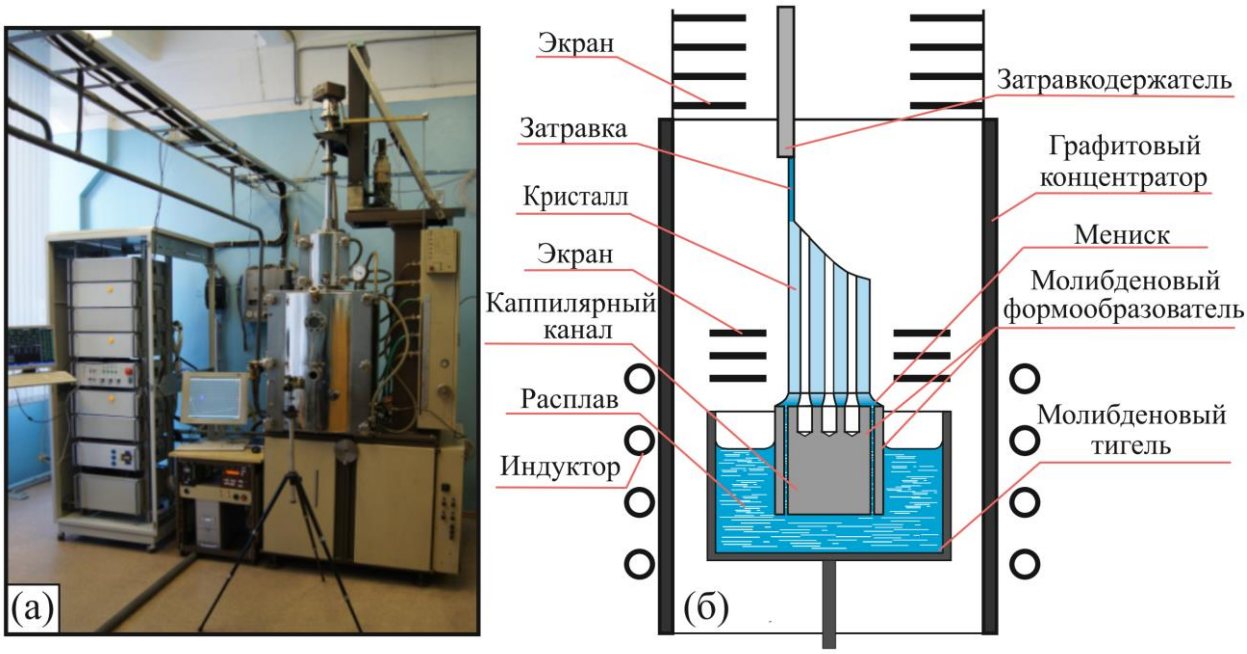


Рисунок 3.2 Установка индукционного нагрева «НИКА» (а) и схема тепловой зоны (и) для выращивания сапфировых волноводов.

Для улучшения качества поверхности, контроля поперечного сечения кристаллов и предотвращения образования дефектов, связанных с переохлаждением фронта кристаллизации, разработана система автоматического управления выращивания кристаллов различного поперечного сечения с использованием датчика веса для всех стадий выращивания [171]. Наличие зацепления мениска расплава за рабочие кромки формообразователя принципиально отличает методы выращивания профилированных кристаллов от метода Чохральского [172], в котором выращивание кристалла проводится со свободной поверхности расплава, и

делает невозможным прямое использование принципов управления, которые хорошо разработаны для этого метода. Принципы системы управления при выращивании кристаллов различного профиля основаны на анализе амплитуды колебаний отклонения реальной скорости изменения массы от программной [173].

3.2 Получение сапфировых антирезонансных волноводов

При разращивании сапфировых волноводов антирезонансного типа с гексагональной структурой, состоящей из 7 каналов, основной набор массы осуществляется за счет изменения внешнего контура кристалла, Рис. 3.3 [174]. После процесса затравливания стадия разращивания является одной из наиболее важных этапов для дальнейшего выращивания высококачественного кристалла в стационарном режиме, когда поперечное сечение поддерживается постоянным. Для стадии разращивания сапфировых многоканальных волноводов необходимо в каждый момент времени знать соответствие между необходимым профилем поперечного сечения кристалла и значением датчика веса.

При этом разращивание на внутренней части формообразователя (по сравнению с внешней) имеет существенно меньшую весовую добавку, что усложняет аналитический анализ процесса формирования внутренней части кристалла из-за довольно сложной формы натекающего мениска, которую в общем случае невозможно описать аналитически.

Пусть внешний профиль разращиваемого кристалла имеет форму циллиндрической трубки. Тогда запишем выражение для нарастания массы кристалла $\dot{M}_{\mathrm{c,e}}$ через угловую координату указанного профиля $\varphi(z)$ (кривая 1 на Рис. 3.3) [171]

$$\dot{M}_{\mathrm{c,e}} = 2\rho_{\mathrm{s}} r_{\mathrm{c}} \delta_{\mathrm{T}} \varphi(z) V_{\mathrm{c}}(z), \tag{3.1}$$

где ρ_{s} – плотность кристалла, r_{c} – средний радиус внешней разращиваемой трубы, δ_{T} – толщина внешней разращиваемой трубы, $V_{\mathrm{c}}(z)$ – скорость

вытягиваемого кристалла, которая зависит от вертикальной координаты z (z также является функцией времени). Функция нарастающей массы внешней разращиваемой трубы записывается следующим образом:

$$M_{c,e} = 2\rho_s r_c \delta_T \int_0^t \varphi\big(z(\tau)\big) V_c\big(z(\tau)\big) d\tau. \tag{3.2}$$

Уравнение для изменения массы можно представить через площадь поперечного сечения трубы S_c:

$$S_c(z) = 2r_c\delta_T\varphi(z)V_c(z), \tag{3.3}$$

$$\dot{M}_{c,e} = \rho_s S_c(z) V_c(z). \tag{3.4}$$

Фактически, при разращивании кристалла его поперечное сечение меньше поперечного сечения на стационарной стадии выращивания. Однако сигнал скорости изменения веса на этапе разращивания кристалла больше, чем при стационарном росте, как показано на Рис. 3.4.

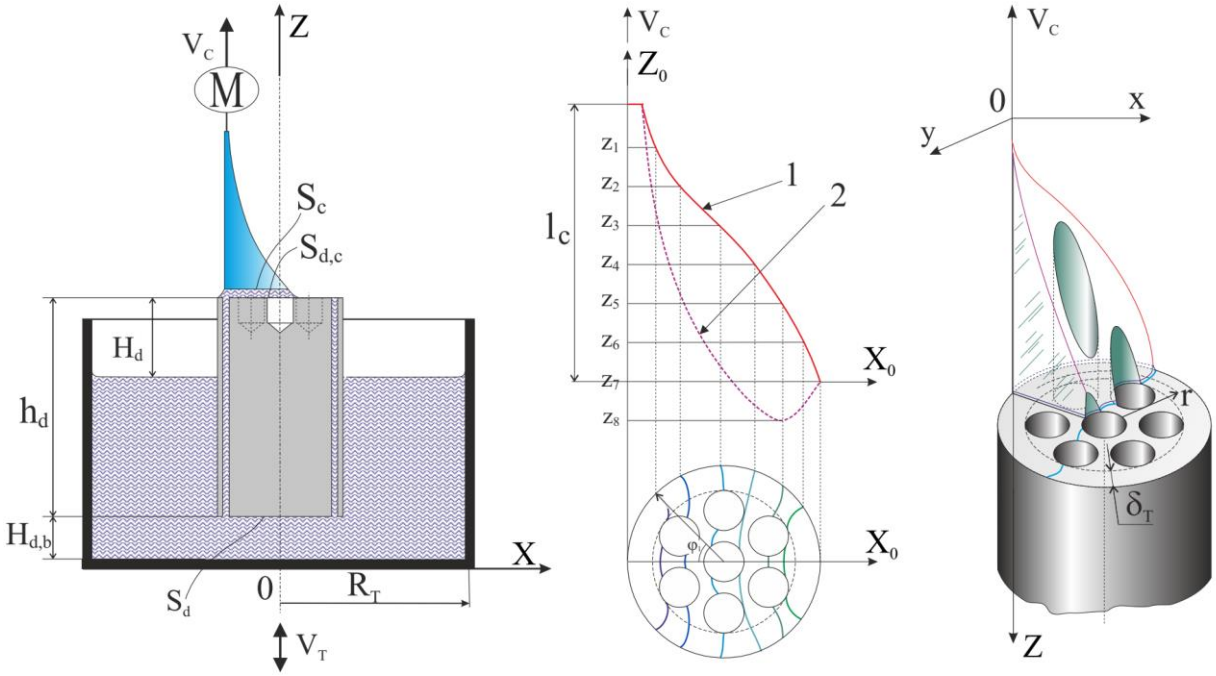


Рисунок 3.3 Схема для расчета программной массы разращивания 7-канального кристалла при одноточечном затравливании. Кривые 1 и 2 представляют внешние и внутренние профили растущего кристалла, соответственно. $Z_1 - Z_8$ – части расширения, соответствующие фрагментам сечений растущего кристалла.

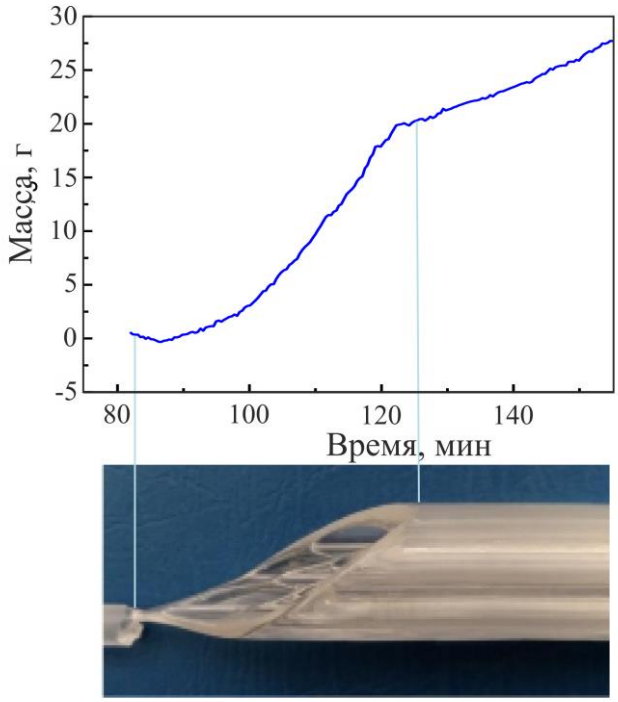


Рисунок 3.4 Изменение массы кристалла, измеряемое датчиком веса для разращивания и стационарного выращивания 7-канального кристалла для случая одноточечного затравливания.

Это можно объяснить тем, что растущее сечение с ненулевым углом разращивания, которое вносит свой вклад в скорость изменения весового сигнала. Суммарная весовая скорость сигнала меньше, но изменение поперечного сечения в процессе разращивания вносит в скорость изменения веса большее значения, чем в случае стационарного выращивания. Аналогичное несоответствие наблюдается при разращивании и стационарном росте объемных кристаллов методом Чохральского [175].

Масса мениска разращиваемого контура трубы рассчитывалась [175] без учета массы части мениска, находящейся под его профильной кривой контакта с формообразователем. Учитывается только масса мениска, находящаяся под фронтом кристаллизации, и площадь подкристалльного мениска принимается приблизительно равной площади зацепляемой части формообразователя. С учетом изменения уровня расплава в тигле масса $M_{m,e}$

мениска разращиваемого контура кристалла записывается следующим образом:

$$M_{\mathrm{m,e}} \approx \frac{\rho_{\mathrm{L}} S_{\mathrm{c}}}{\pi R_{\mathrm{T}}^2 - S_{\mathrm{d}}}\left((h_{\mathrm{m}} + h_{\mathrm{d}})(\pi R_{\mathrm{t}}^2 - S_{\mathrm{d}}) + \pi R_{\mathrm{T}}^2 (H_{\mathrm{d,b,0}} - \int_0^t V_{\mathrm{T}}\big(z(\tau)\big) d\tau) - \frac{M_0 - M_{\mathrm{c,e,}}}{\rho_{\mathrm{L}}}\right), \tag{3.5}$$

где ρ_L – плотность расплава, R_{T} – внутренний радиус тигля, S_{d} – площадь нижней части формообразователя (с вычетом площади капилляров), h_{m} – средняя высота подкристалльной части мениска разращиваемого профиля трубы, h_{d} – высота формообразователя, $H_{\mathrm{d,b,0}}$ – начальное значение высоты $H_{\mathrm{d,b}}$, V_{T} – скорость перемещения тигля ($V_{\mathrm{T}} > 0$ при перемещении тигля вверх, то есть при надвигании на формообразователь), M_0 – начальная масса расплава в тигле, см. Рис. 3.3.

Скорость изменения массы $\dot{M}_{\mathrm{m,e}}$ мениска разращиваемого контура определяется как

$$\dot{M}_{\mathrm{m,e}} = \frac{S_c}{\pi R_T^2 - S_d}\left(\dot{M}_{\mathrm{c,e}} - \pi \rho_L R_T^2 V_T\right). \tag{3.6}$$

Уравнение для программной скорости $\dot{M}_{\mathrm{d,e}}$ нарастания массы, взвешиваемой датчиком веса в ходе разращивания профиля трубы, представляет

$$\dot{M}_{d,\mathrm{e}} = \dot{M}_{\mathrm{c,e}} + \dot{M}_{\mathrm{m,e}}, \tag{3.7}$$

$$\dot{M}_{d,\mathrm{e}} \approx \rho_s S_c V_c \left(1 + \frac{S_c}{\pi R_t^2 - S_d}\right) - \pi \rho_L R_T^2 V_T \frac{S_c}{\pi R_T^2 - S_d}. \tag{3.8}$$

Вклад в весовой сигнал внутренней части разращиваемого многоканального профиля относительно мал. Из-за невозможности аналитического описания этого вклада и в силу его малости общую программную скорость нарастания массы $\dot{M}_d$, взвешиваемой датчиком веса, можно представить в виде

$$\dot{M}_d = \mu \dot{M}_{d,\mathrm{e}}, \tag{3.9}$$

где в рассматриваемом случае μ менялся в ходе процесса разращивания от $\mu_{\min} = 1.0$ до $\mu_{\max} = 1.2$.

Автоматический контроль при разращивании многоканального кристалла осуществляется на основе ПИД-закона относительно скорости нарастания массы кристалла, взвешиваемой датчиком веса, то есть по отклонениям массы и ее первой и второй производной. При этом требуется большая точность регулирования в силу многоконтурного зацепления мениска для предотвращения его примораживания к поверхности формообразователя.

Автоматический контроль при стационарном росте многоканального кристалла осуществляется на основе поддержания программного радиуса эквивалентного цельного стержня. Также в силу многоконтурности зацепления мениска необходима большая точность поддержания заданного сечения многоканального кристалла.

Методом EFG с использованием автоматического контроля были выращены стержни диаметром 12 мм с семью цилиндрическими каналами диаметром 2,5 мм длиной до 500 мм, которые использовались в качестве ARROW волноводов. Из выращенных кристаллов были подготовлены образцы различной длины для их дальнейшей характеризации, Рис. 3.5.

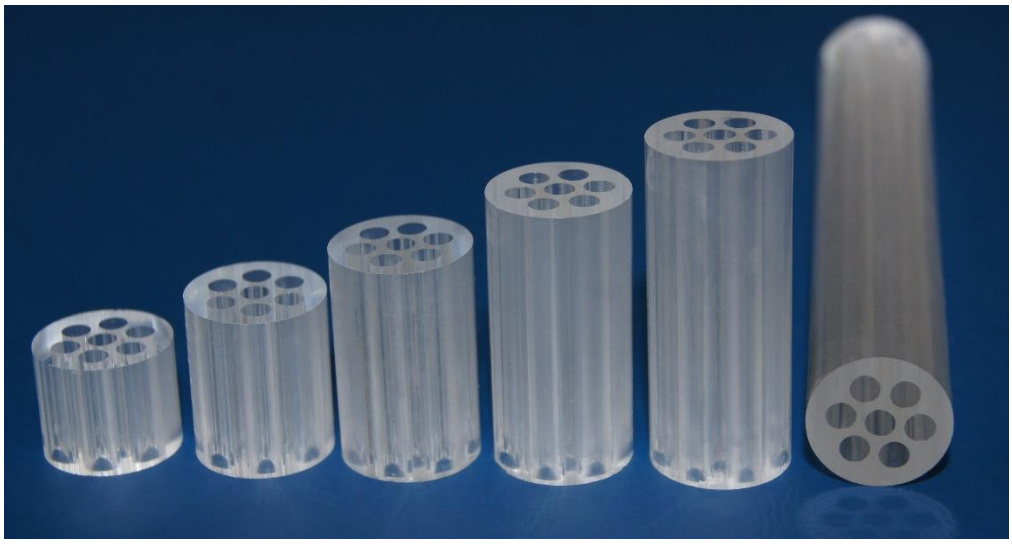


Рисунок 3.5 Сапфировые 7-канальные волноводы ARROW типа,

выращенные из расплава методом EFG в автоматическом режиме.

Также для получения волноводов ARROW типа также были выращены сапфировые трубки с внешним диаметром 6 мм и внутренним диаметром 4,2 мм. Далее на внешнем диаметре этих трубок было сформировано диэлектрическое покрытие с помощью термоусадочной трубки Raychman® PTFE (на основе тефлона).

3.3 Получение сапфировых фотонно-кристаллических волноводов

При выращивании сапфирового фотонно-кристаллического 31-канального волновода с гексагональной двухрядной структурой использовался подход, аналогичный выращиванию в автоматическом режиме 7-канального ARROW волновода. Небольшое отличие состояло в том, что в процессе разращивания после одноточечного затравливания значительный вклад в весовой сигнал привносит внутренняя часть профиля с отверстиями, Рис. 3.6, поэтому задается программная форма вертикального профиля $x_{\mathrm{C}}(z)$ разращиваемого кристалла.

Форма зацепления разращиваемого кристалла с формообразователем (через мениск) близка к форме сегмента. Рассматривая сначала разращивание монолитного кристалла (без отверстий), находим его вклад в весовой сигнал. Скорость $\dot{M}_{seg}$ изменения массы монолитного разращиваемого кристалла находится следующим образом:

$$\dot{M}_{seg} = \rho_s S_{seg}(r_c, x_c) V_c(x_c), \tag{3.10}$$

где S_{seg} – площадь растущего подкристалльного сегмента, которая находится согласно выражению:

$$S_{seg} = r_c^2 \arccos\left(1 - \frac{x_c}{r_c}\right) - (r_c - x_c)\sqrt{2r_c x_c - x_c^2}. \tag{3.11}$$

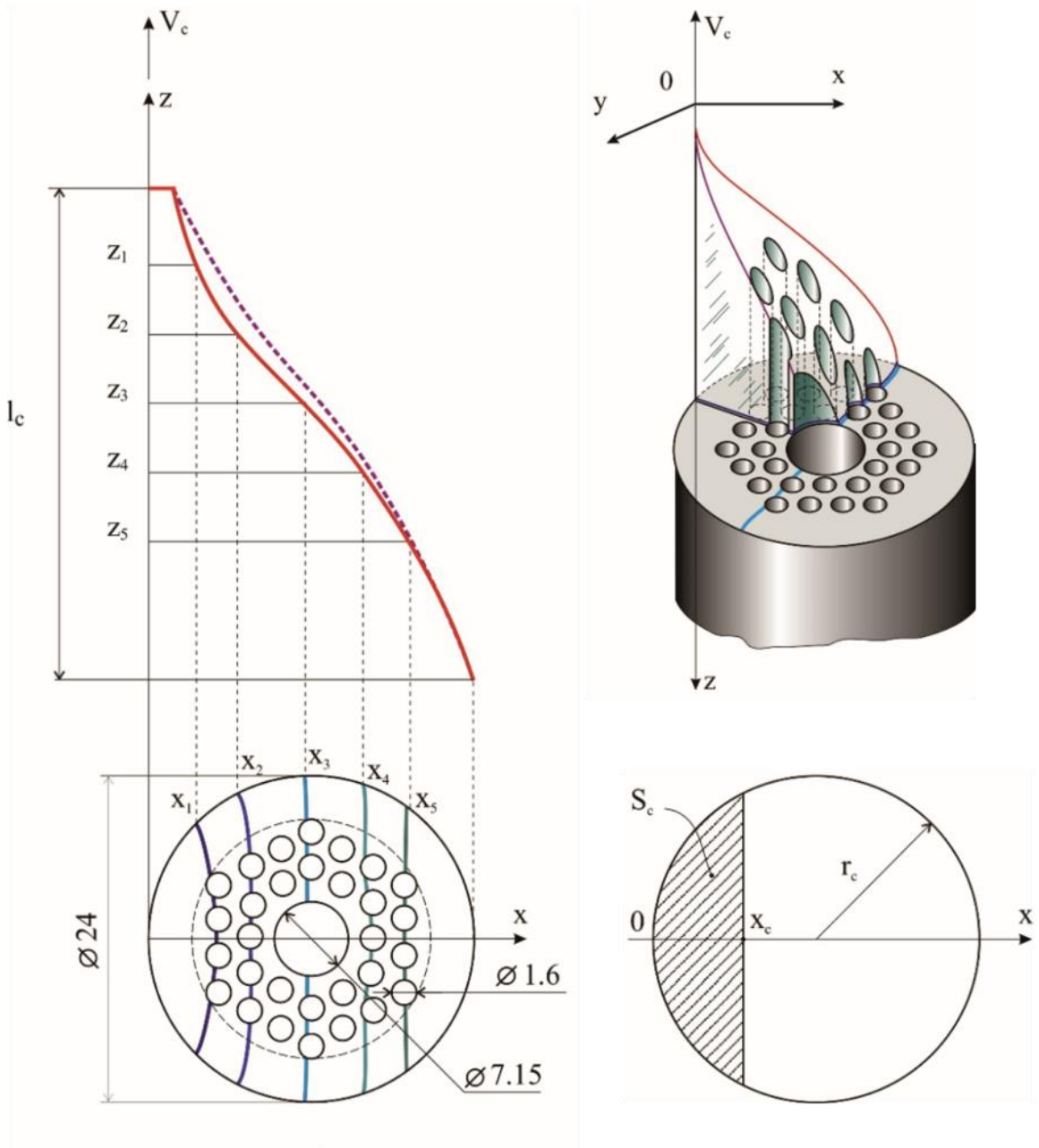


Рисунок 3.6 Схема для расчета программной массы разращивания 31-канального кристалла при одноточечном затравливании. $Z_3 - Z_5$ – части расширения, соответствующие фрагментам сечений растущего кристалла.

Отверстия в кристалле уменьшают скорость $\dot{M}_{seg}$ в μ раз, где μ – это отношение площадей разращиваемого кристалла с каналами и монолитного кристалла. Для рассматриваемого случая с 31 каналами $\mu = 0.82$. Таким образом, скорость нарастания массы $\dot{M}_{\mathrm{c,e}}$ разращиваемого кристалла с 31 каналами приблизительно равна:

$$\dot{M}_{c,e} = \mu \dot{M}_{seg}, \tag{3.10}$$

где μ находится в пределах от 0.8 до 0.85.

Вклад в весовой сигнал мениска и уровня расплава в тигле находится так же, как описано выше для 7-канального разращиваемого кристалла. В случае, например, двухточечного разращивания сапфирового многоканального кристалла программный весовой сигнал умножается на 2.

Оптимальный угол разращивания для многоканальных волноводов, выращиваемых вдоль оси *C*, лежит в пределах 30-40 градусов к оси вытягивания, аналогично процессу разращивания сапфировых труб [176]. Поверхность кривой разращивания в данном случае может ограняться плоскостями ромбоэдра $r(\{10\bar{1}1\},\{0\bar{1}11\},\{\bar{1}101\})$ и бипирамиды $n(\{4\bar{2}\bar{2}3\},\{2\bar{4}23\},\{\bar{2}\bar{2}43\},\{\bar{4}223\},\{\bar{2}4\bar{2}3\},\{22\bar{4}3\})$, Рис. 3.7. Угол между нормалью к грани ромбоэдра *r* и осью *C* составляет 57.6°, а угол между нормалью к грани бипирамиды *n* и осью *C* – 61.2° [177].

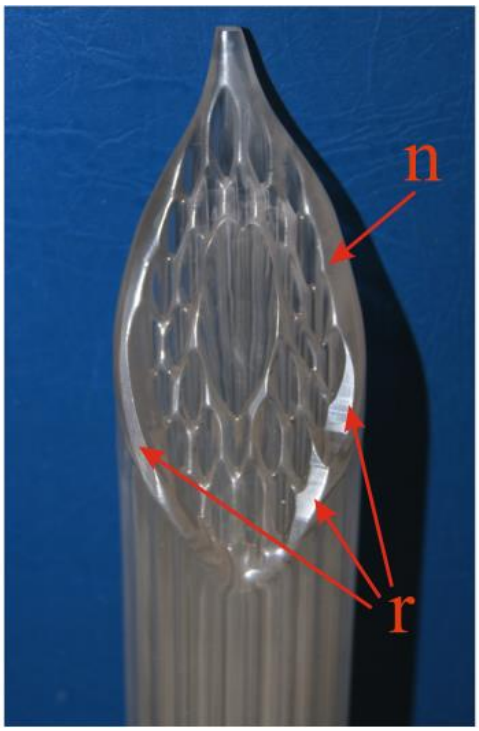


Рисунок 3.7 Огранение поверхности разращивания сапфирового многоканального стержня гранями бипирамиды (*n*) и ромбоэдра (*r*).

Для уменьшения длины переходного участка кроме одноточечного были использованы варианты двухточечного затравливания и затравливания на центральный кольцевой капиллярный канал, который расположен вокруг центрального отверстия формообразователя, см. Рис. 3.8. На графиках изменения веса выделены точки перехода с процесса разращивания на стационарный процесс для различных вариантов затравливания.

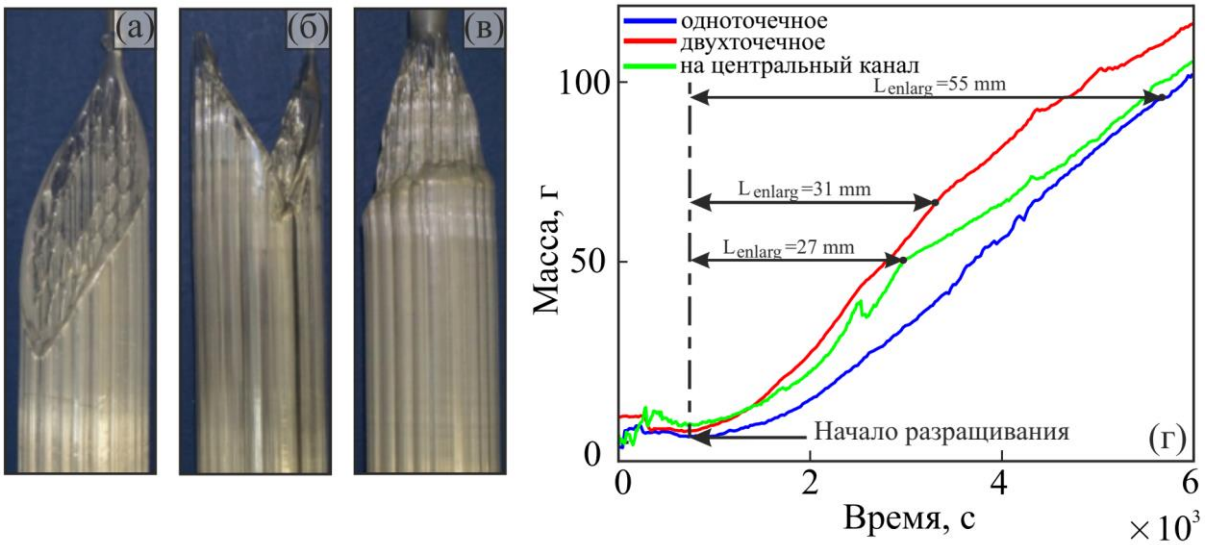


Рисунок 3.8. Изменение массы кристалла, измеряемое датчиком веса для разращивания и стационарного выращивания 31-канального кристалла при одноточечном и двухточечном затравливании, а также затравливании на центральный капиллярный канал.

На Рис. 3.9 показан сапфировый фотонно-кристаллический ТГц волновод длиной 300 мм и диаметром 31 мм (диаметр центрального канала - 7 мм, диаметр 30 каналов двухрядной гексагональной структуры – 2,5 мм).

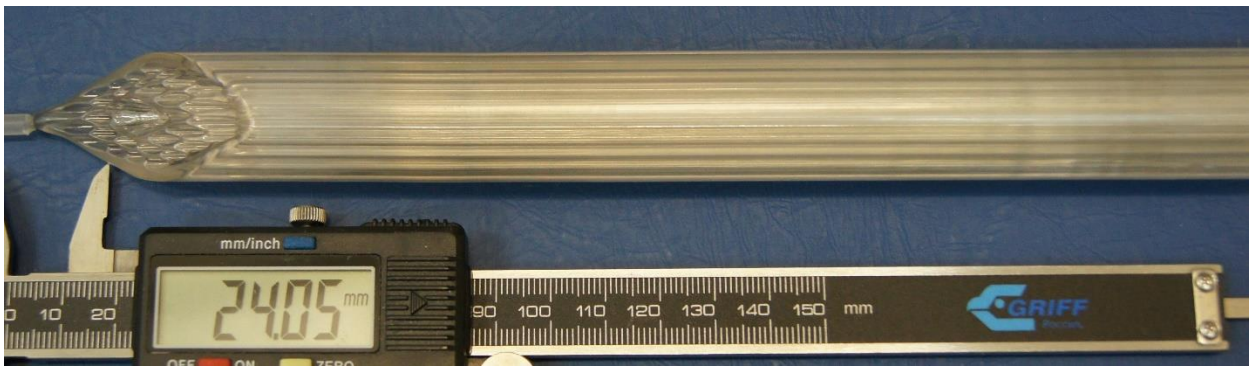


Рисунок 3.9 Сапфировый 31-канальный волновод длиной 300 мм, выращенный с использованием системы весового контроля.

Для выращивания волновода был изготовлен молибденовый формообразователь с двумя кольцевыми капиллярными каналами, благодаря которым фронт кристаллизации обеспечивался необходимым количеством расплава, см. Рис. 3.10(а).

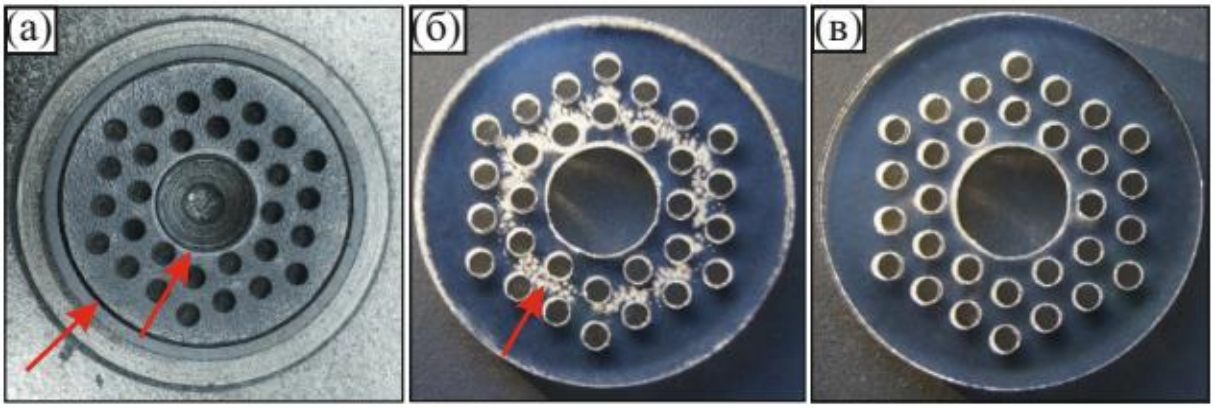


Рисунок 3.10 Образование дефектов в объёме кристалла при выращивании многоканального волновода: (а) – рабочий торец молибденового формообразователя, стрелками указаны кольцевые капиллярные каналы для подпитки расплавом фронта кристаллизации; (б) и (в) – поперечные сечения волновода, выращенного со скоростью 50 мм/час (стрелкой указана область скопления газовых включений) и 20 мм/час, соответственно.

На поперечном сечении сапфирового волновода (Рис. 3.10(б)), выращенного с использованием этого формообразователя, видна область скопления газовых включений, которая обусловлена наличием встречных потоков расплава из центрального и периферийного капиллярных каналов [178]. В месте встречи потоков расплава под фронтом кристаллизации образуются зоны с турбулентным течением расплава, что приводит к конденсации растворенных в расплаве газов и их захвату на межфазной границе.

Газовые включения в зоне между кольцевыми капиллярными каналами и размерами, которые лежат в основном в диапазоне $1-10$ мкм, лишь незначительно меняют характеристики ТГц волновода. Тем не менее была проведена работа по оптимизации режимов выращивания для получения многоканальных кристаллов с минимальным количеством дефектов в их объеме. Уменьшение скорости вытягивания кристаллов приводит к уменьшению области газовых включений и ниже скорости 20 мм/час данные дефекты не наблюдаются, Рис. 3.10 (в).

3.4 Получение сапфировых волокон субволнового диаметра

Как было показано в разделе 2.4, благодаря высокому показателю преломления сапфира в ТГц области можно обеспечить существенную локализацию поля в сечении сапфировых волокон, что открывает возможности их использования в качестве гибких зондов для проведения ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с субволновым разрешением.

Несмотря на использование аналогичной методики выращивания и ростового оборудования, получение сапфировых волокон из расплава имеет ряд технологических особенностей по сравнению с выращиванием многоканальных волноводов. Прежде всего, сложность контроля процесса выращивания сапфировых волокон связана с тем, что допустимые значения

диапазона температуры в зоне кристаллизации и высоты мениска расплава крайне малы. Вклад поверхностного натяжения мениска расплава, обеспечивающего условия устойчивого роста, снижается при уменьшении диаметра сапфировых волокон, что существенно усложняет процесс их выращивания. Выход за границы температурного диапазона приводит либо к переохлаждению фронта кристаллизации, сопровождающемуся появлением структурных дефектов и нарушением геометрии выращиваемых волокон, либо к отрыву волокна от формообразователя.

Для получения уравнения программного изменения веса выращиваемых волокон, которое необходимо для осуществления автоматического контроля, использовались расчеты профильных кривых менисков [179]. Расчётные данные сравниваются с реальными показаниями датчика веса. На основе отклонений этих данных формируется сигнал ПИД-регулятора, изменяющий мощность нагрева и скорость вытягивания кристаллов. При этом колебания отклонений реальной скорости изменения массы от программной могут иметь различный характер. При переохлаждении зоны кристаллизации амплитуда колебаний этого сигнала достаточно большая, тогда как при перегреве – достаточно маленькая [171].

Вторичный контур регулирования автоматизированной системы позволяет управлять амплитудой колебаний этого отклонения, то есть позволяет поддерживать оптимальные тепловые условия в зоне кристаллизации, влияющие на качество растущего волокна. Таким образом, помимо регулирования поперечного сечения волокна, в процессе выращивания осуществляется управление его качеством.

Основная сложность автоматизированного выращивания сапфировых волокон состоит в том, что с помощью вторичного контура регулирования необходимо поддерживать амплитуду колебаний отклонения сигнала датчика веса в достаточно узком диапазоне значений. Это ведет к значительному снижению температурного диапазона в зоне кристаллизации при одновременном сужении диапазона скоростей вытягивания.

Помимо малого поперечного размера сапфирового волокна, дополнительная сложность автоматизированного контроля его выращивания с использованием датчика веса кристаллов связана с большой скоростью вытягивания при достаточно большой инерционности тепловой зоны. Поэтому адекватная реакция автоматического регулятора изменением мощности нагрева доходит до межфазной границы с большим запаздыванием, что потребовало использования других подходов к соотношениям интегральной и дифференциальной составляющих ПИД-закона управления и использованию второго (более быстрого) канала управления – изменения скорости вытягивания кристаллов. Однако при двухканальном управлении большое изменение скорости кристаллизации при глубоком регулировании может снижать качество растущих волокон и уменьшать производительность процесса.

Для выращивания сапфировых волокон методом EFG были разработаны формообразующие устройства, в которых подача расплава к торцевой части формообразователя осуществлялась через центральное отверстие, изготовленное лазерной прошивкой молибденовой заготовки. Для группового режима выращивания был изготовлен составной формообразователь, в котором были установлены формообразующие элементы для одновременного выращивания 14 волокон. На Рис. 3.10(а) показан процесс выращивания сапфировых волокон групповым методом.

Выращивание сапфировых волокон проводилось на установках НИКА и РУМО-1С, снабженных датчиком веса кристаллов. В автоматическом режиме были выращены сапфировые волокна диаметром $200 - 400$ мкм и длиной до 1 м. Скорость выращивания волокон составляла $200 - 500$ мм/час, ориентация волокон совпадала с осью *C*. Радиус изгиба волокна зависит от его диаметра, например, для диаметра 300 мкм он составляет около 8 см, Рис. 3.11(б).

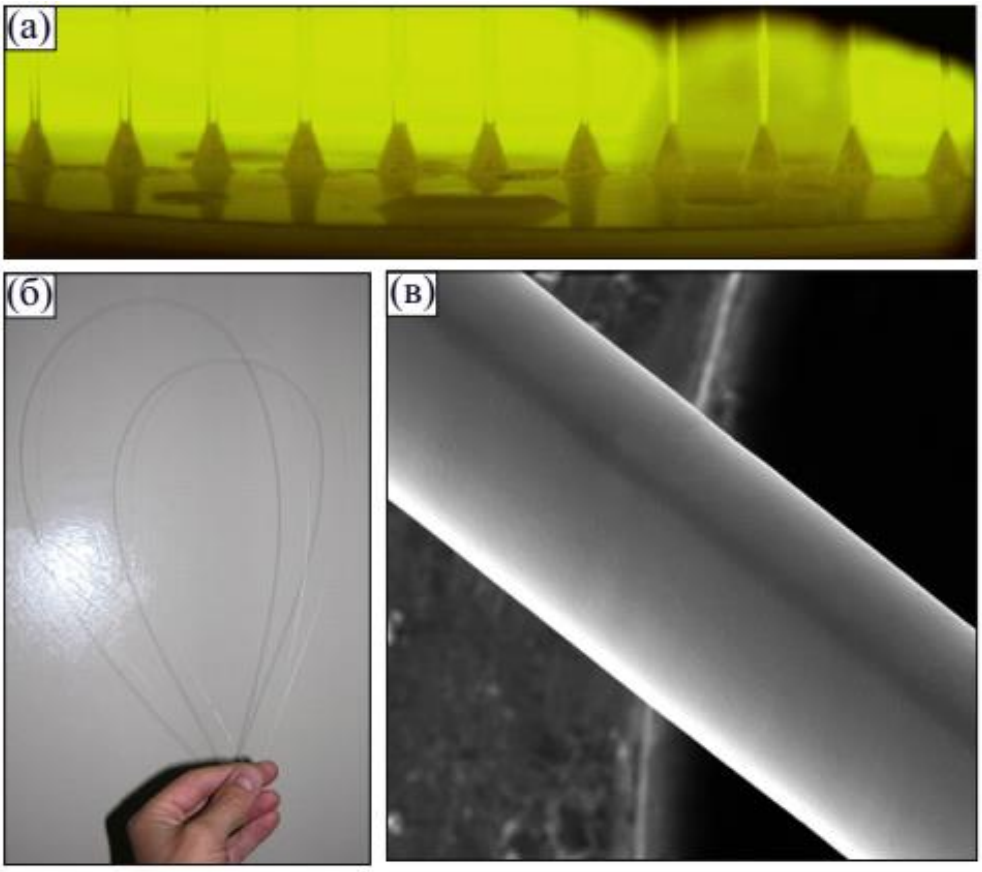


Рисунок 3.11 Сапфировые волокна, выращенные EFG методом: (а) – групповой процесс выращивания сапфировых волокон диаметром 200-300 мкм; (б) – сапфировые волокна диаметром 300 мкм, выращенные методом EFG; (в) – сапфировое волокно диаметром 200 мкм, выращенное с использованием системы стабилизации диаметра.

Для улучшения качества ростовой поверхности волокон использовалась система стабилизации их диаметра, предотвращающая колебания волокон в процессе их выращивания в восходящем газовом потоке тепловой зоны, что, в свою очередь, приводит к изменению поперечного сечения и шероховатости внешней поверхности волокна и, как следствие, существенному снижению его оптических характеристик. Принцип работы системы стабилизации волокна состоит в принудительном контакте выращиваемого волокна (или волокон в случае группового выращивания) с двумя сапфировыми валками, расположенными на высоте 20-50 мм от рабочего торца формообразователя [180,181]. Волокно пропускается между

сапфировыми валками диаметром 4-7 мм, которые могут свободно перемещаться в желобе молибденовой подставки и за счет своего веса немного зажимают волокно между собой, что обеспечивает возможность беспрепятственного прохождения волокна между валками и предотвращает его колебания (и, как следствие, изменение поперечного сечения и шероховатости) в зоне контакта с мениском расплава на рабочем конце формообразователя. В результате получены сапфировые волокна, у которых значение шероховатости ростовой поверхности не превышает нескольких десятков нанометров. На Рис. 3.11(в) показана фотография сапфирового волокна, выращенного с использованием системы стабилизации диаметра волокна.

3.5 Выводы по Главе 3

1) Разработана тепловая зона для выращивания из расплава профилированных кристаллов сапфира на установке индукционного нагрева.

2) Разработаны методы управления выращивания сапфировых многоканальных волноводов и волокон в автоматическом режиме с использованием датчика веса кристаллов. Получено выражение для программной скорости изменения массы при разращивании многоканального профиля произвольно заданной формы, взвешиваемой датчиком веса.

3) Методом EFG были изготовлены рассчитанные ранее сапфировые ТГц волноводы разных типов:

- волноводы ARROW типа с гексагональной решеткой из семи каналов длиной до 500 мм;
- волноводы ARROW типа на основе сапфировых трубок с диэлектрическим покрытием длиной до 500 мм;
- фотонно-кристаллические волноводы с гексагональной решёткой из 31 канала длиной до 300 мм;

- гибкие волокна диаметром 200-400 мкм и длиной до 1 м.

Из выращенных кристаллов были подготовлены образцы для проведения экспериментальной характеризации их оптических свойств, а также для проведения ТГц внутриволноводных измерений и сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии в ТГц диапазоне.

Глава 4. Экспериментальное исследование передачи терагерцового излучения в сапфировых волноводах

Последним этапом исследования свойств ТГц волноводов на основе профилированных кристаллов сапфира является их экспериментальная характеризация при помощи методов ТГц импульсной спектроскопии и ТГц визуализации с использованием ЛОВ в качестве источника непрерывного излучения. Для этого были собраны экспериментальные установки и разработаны методы измерения оптических свойств сапфировых ТГц волноводов и визуализации пространственного распределения интенсивности поля вблизи выходного торца волновода (в ближней зоне) и на некотором расстоянии позади него (в дальней зоне).

В разделе 4.1 приведена информация о применяемых методах исследований, а также о сборке экспериментальных комплексов для характеризации волноводов. В разделе 4.2 представлены результаты экспериментального исследования особенностей распространения ТГц излучения в сапфировых волноводах. В разделе 4.3 изучается возможность применения разработанных жёстких волноводов и гибких волокон. В разделе 4.4 сделаны выводы и даны рекомендации по применению разработанных волноводов в ТГц оптотехнике.

4.1 Экспериментальные методы исследования оптических характеристик сапфировых терагерцовых волноводов

Следует отметить, что проводимые эксперименты направлены на характеризацию объектов с достаточно большой длиной (десятки сантиметров), что требует модификации стандартных лабораторных инструментов ТГц спектроскопии и визуализации, а также внесения определенных усовершенствований в стандартную схему ТГц измерений. Кроме того, поскольку было предложено несколько типов волноводов

различной геометрии, экспериментальные комплексы для их исследования различаются. Ниже приведено подробное описание экспериментальных методов и систем, разработанных для исследования сапфировых ТГц волноводов.

4.1.1 Принцип действия терагерцовой импульсной спектроскопии

Базовая схема ТГц импульсного спектрометра, в котором генерация и детектирование импульсов проводились с использованием фемтосекундного лазера, приведена на Рис. 4.1 [23]. Оптический пучок при помощи светоделителя делится на две части – пучок накачки (pump beam) и пробный пучок (probe beam). Пучок накачки проходит через систему подвижных зеркал для того чтобы создать относительную временную задержку, а затем падает на генератор ТГц импульсов – фотопроводящую антенну (ФПА). ТГц импульсы проходят через исследуемый образец и затем попадают на антенну-детектор. Переходные процессы в ТГц-детекторе измеряются при помощи оптического пробного пучка. За счёт того, что длительность фемтосекундного импульса значительно меньше, чем длительность ТГц импульса, можно с высоким временным разрешением зарегистрировать временную зависимость амплитуды ТГц импульса $E(t)$, плавно меняя временную задержку между пучком накачки и пробным пучком и, соответственно, между ТГц импульсом и пробным фемтосекундным лазерным импульсом. Данные о временной зависимости амплитуды волнового пакета $E(t)$ позволяют рассчитывать частотные зависимости спектра его амплитуды $\left|\tilde{E}(\nu)\right|$ и фазы $\varphi[\tilde{E}(\nu)]$; здесь $\tilde{E}(\nu)$ – фурье-спектр временного сигнала.

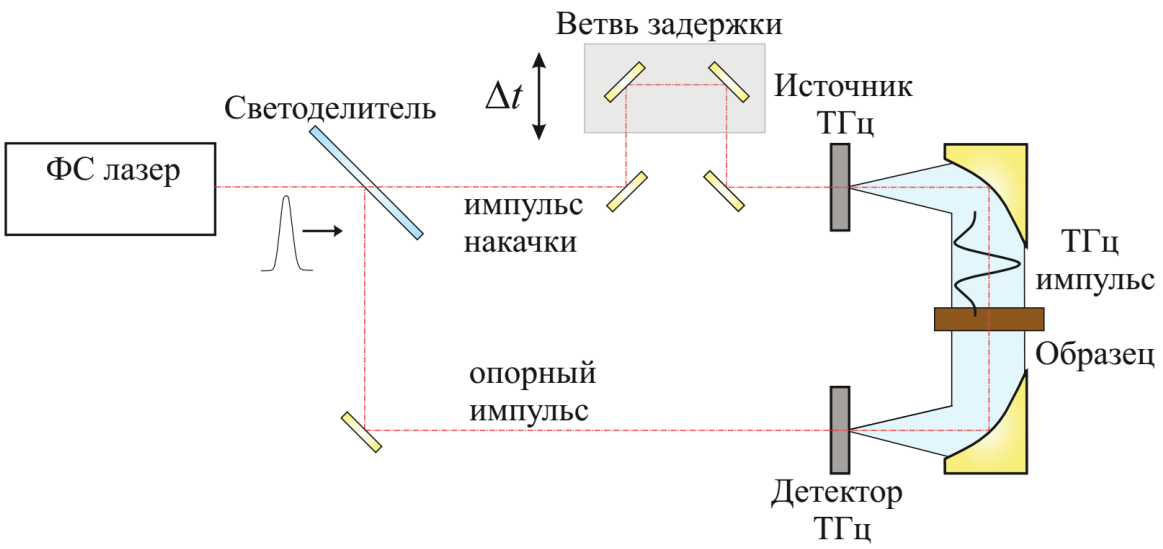


Рисунок 4.1. Принципиальная схема ТГц импульсного спектрометра.

Таким образом, определяя вид ТГц импульса в отсутствии образца (опорный сигнал) и с образцом, можно получить не только коэффициент поглощения в образце, но и дисперсию показателя преломления путём проведения анализа фурье-образа импульсного сигнала. В частности, экспериментальный комплексный коэффициент пропускания по амплитуде будет определяться следующим выражением:

$$\tilde{T}_{\mathrm{exp}}(\nu) = \frac{\tilde{E}_{\mathrm{s}}(\nu)}{\tilde{E}_{\mathrm{r}}(\nu)} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\mathrm{s}}(t,l)\exp(-i2\pi\nu t)\,dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\mathrm{r}}(t)\exp(-i2\pi\nu t)\,dt}, \tag{4.1}$$

где $\tilde{E}_{\mathrm{s}}(\nu)$ – фурье-образ сигнала от образца толщиной l, а $\tilde{E}_{\mathrm{r}}(\nu)$ – опорный сигнал, прошедший через пустую кювету спектрометра. Важно подчеркнуть, что методика измерений ТГц оптических волноводов с разной длиной существенно отличается от стандартной техники измерений ТГц спектров образцов твердых тел, которым для спектроскопических исследований обычно придают вид тонкой ($\geq \lambda$) плоскопараллельной пластины [182,183]. При этом необходимо учитывать многократные переотражения излучения в пластине и связанные с ними интерференционные эффекты. Кроме того, в нашем случае принципиально невозможно описать потери при вводе и

излучения в волновод и выводе излучения из волновода с помощью формул Френеля [183].

Пусть сигнал, проходящий через волновод длиной l_1, имеет вид плоской волны

$$\tilde{E}_1(\nu, l) = \exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0}\tilde{n}_{\text{eff}}l_1\right), \tag{4.2}$$

где $\tilde{n}_{\text{eff}}$ определён в виде (2.8). Используем сигнал $E_2(\nu, l)$, прошедший через более короткий волновод с длиной $l_2 < l_1$ в качестве опорного сигнала. Длина оптического пути ТГц импульса сквозь измерительную кювету спектрометра с первым и вторым волноводом может быть выражена в виде:

$$\begin{gathered} l_{\text{opt1}} = \tilde{n}_{\text{eff}}l_1, \\ l_{\text{opt2}} = \tilde{n}_{\text{eff}}l_2 + n_{\text{air}}(l_1 - l_2). \end{gathered} \tag{4.3}$$

В данном выражении опущено слагаемое с длиной участка кюветы l_0, общей для двух образцов волноводов. Это позволяет записать выражение для отношения комплексных амплитуд ТГц волны, прошедших сквозь первый $\tilde{E}_1(\nu)$ и второй $\tilde{E}_2(\nu)$ волновод как

$$\frac{\tilde{E}_1(\nu)}{\tilde{E}_2(\nu)} = \frac{\exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0}n_{\text{Re}}l_1\right)\exp\left(-\frac{2\pi\nu}{c_0}n_{\text{Im}}l_1\right)}{\exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0}n_{\text{Re}}l_2\right)\exp\left(-\frac{2\pi\nu}{c_0}n_{\text{Im}}l_2\right)\exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0}(l_1 - l_2)\right)} =$$

$$= \exp\left(-\frac{2\pi\nu}{c_0}n_{\text{Im}}(l_1 - l_2)\right)\exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0}(n_{\text{Re}} - 1)(l_1 - l_2)\right). \tag{4.4}$$

Используя данное отношение сигналов от 2-х волноводов разной длины и, полагая, что потери на ввод-вывод излучения для них будут одинаковыми, можно исключить их влияние и оценить эффективный индекс моды n_{eff} (введён в 2.3) и коэффициент затухания по мощности α (введён в 1.6) с помощью следующих выражений:

$$n_{\text{eff}} = 1 + \frac{c_0}{2\pi\nu}\frac{1}{(l_1 - l_2)}\phi\left[\frac{E_{\text{s}}(\nu, l_1)}{E_{\text{s}}(\nu, l_2)}\right], \tag{4.5}$$

$$\alpha = \frac{-20}{(l_1 - l_2)} \lg\left(\left|\frac{E_s(\nu, l_1)}{E_s(\nu, l_2)}\right|\right), \tag{4.6}$$

где ϕ – это оператор фазы, а α выражена в [дБ/м].

Из-за фазовой задержки между модами с разной групповой скоростью в многомодовом волноводе могут возникать неустойчивости при вводе-выводе ТГц излучения. В результате они уже не будут одинаковыми для образцов различной длины и формулы (4.5) и (4.6) для восстановления оптических характеристик волновода будут неприменимы. Для того чтобы исключить возбуждение мод высших порядков и мод оболочки, на входе и на выходе волновода необходимо устанавливать металлические диафрагмы с диаметром немного меньшим, чем центральный канал волновода.

4.1.2 Методы исследования волноводов с помощью терагерцовой импульсной спектроскопии

На Рис. 4.2(а) приведена фотография экспериментальной установки для измерений оптических характеристик сапфировых волноводов большой длины (до 150 мм). Использовалась схема измерений «на пропускание». Также на Рис. 4.2(б) приведён спектр опорного сигнала.

В качестве источника широкополосного ТГц излучения использовались фотопроводящая антенна на основе низко-температурного арсенида галлия (Low-Temperature-grown GaAs – LT-GaAs) производства фирмы BATOP GmbH. В качестве источника фемтосекундного оптического излучения использовался лазер производства фирмы TOPTICA FemtoFErb smart 780 со следующими техническими характеристиками:

- центральная длина волны – 786 нм,
- длительность импульса – 93 фс,
- частота следования импульсов – 98,59 МГц,
- средняя мощность – 68,9 мВт.

Соотношение между мощностью пучка накачки и пробного пучка составляет примерно 1:1, при этом мощность этих пучков в оптической схеме регулируется аттенюатором, в результате чего антенна-источник и антенна-детектор возбуждаются лазерным излучением со средней мощностью ~20 мВт. Ветвь оптической задержки между пробным пучком и пучком накачки построена на базе двухпроходной линейной механической подвижки (транслятора) ZABER с диапазоном перемещения 101,6 мм и точностью позиционирования 3 мкм.

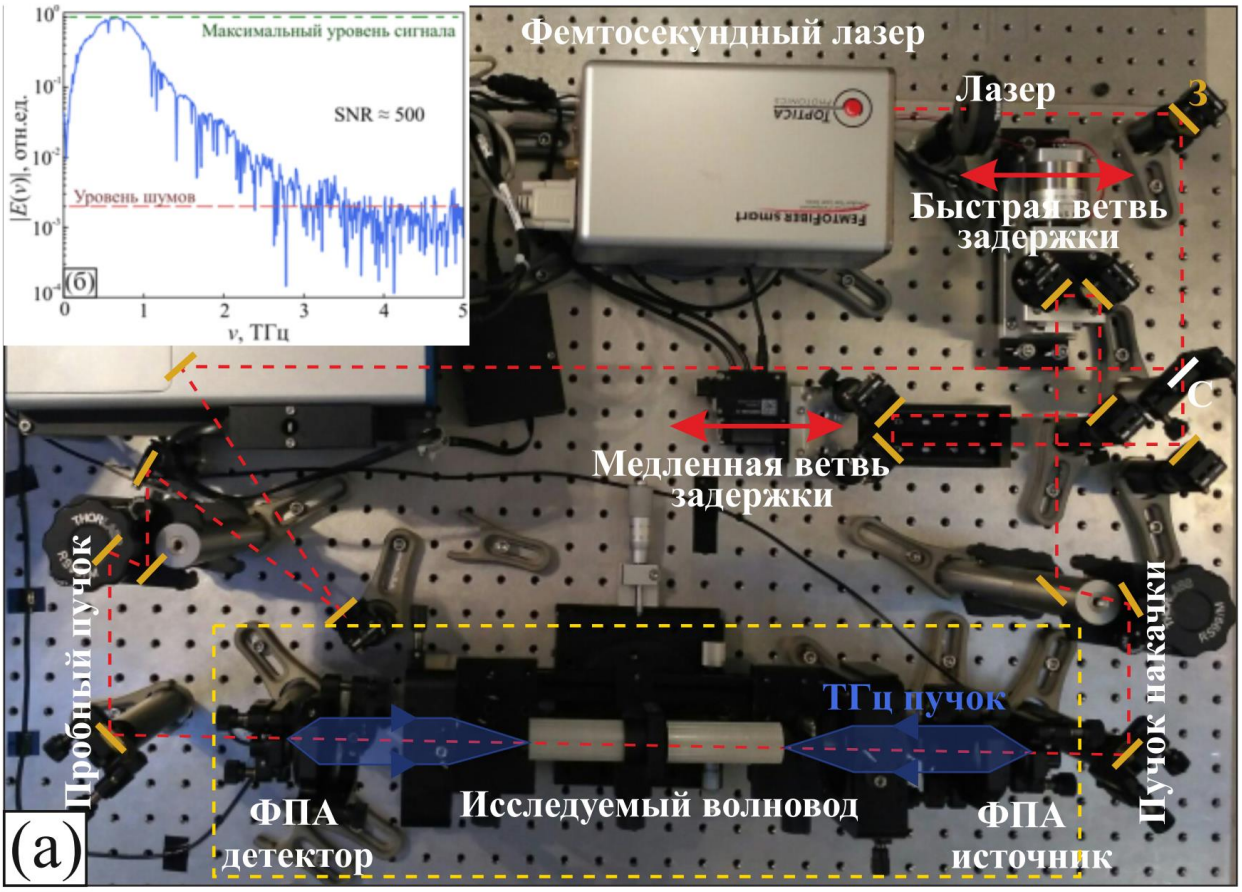


Рисунок 4.2. Экспериментальная установка для исследования оптических характеристик сапфировых волноводов методом ТГц импульсной спектроскопии: (а) – фотография ТГц спектрометра, на которой отмечены основные элементы (жёлтым обозначены зеркала из золота, белым – светоделитель) и показан ход ТГц пучка; (б) – спектр сигнала, прошедшего

через пустую кювету спектрометра (при измерении опорного сигнала коллимирующая и фокусирующая линзы сдвинуты для формирования $1^{\times}$ телескопической системы).

Для повышения отношения сигнал/шум в ТГц импульсном спектрометре использовался принцип синхронной регистрации сигналов фотопроводящей антенны-детектора, при этом поток мощности ТГц излучения модулировался на частоте 10 кГц за счет приложения переменного напряжения питания к антенне-генератору. Амплитуда ТГц импульса регистрировалась с шагом во временной области $\Delta t = 0{,}05$ пс и временем накопления сигнала (на каждом шаге) 100 мс, при этом усреднения возбуждающих импульсов не проводилось. Величина временного окна регистрации ТГц сигнала $E(t)$ составляла 100 пс, что позволяло достичь спектрального разрешения $\Delta\nu = 10$ ГГц. Все измерения проводились без вакуумирования измерительной камеры или ее продувки инертным газом. Именно поэтому на спектре опорного сигнала видны резкие пики поглощения ТГц излучения парами воды.

Рассмотрим подробнее процесс прохождения ТГц излучения через волновод в ТГц импульсном спектрометре, Рис. 4.3. Следует отметить, что при измерении различных типов волноводов схема подвергалась определённым модификациям.

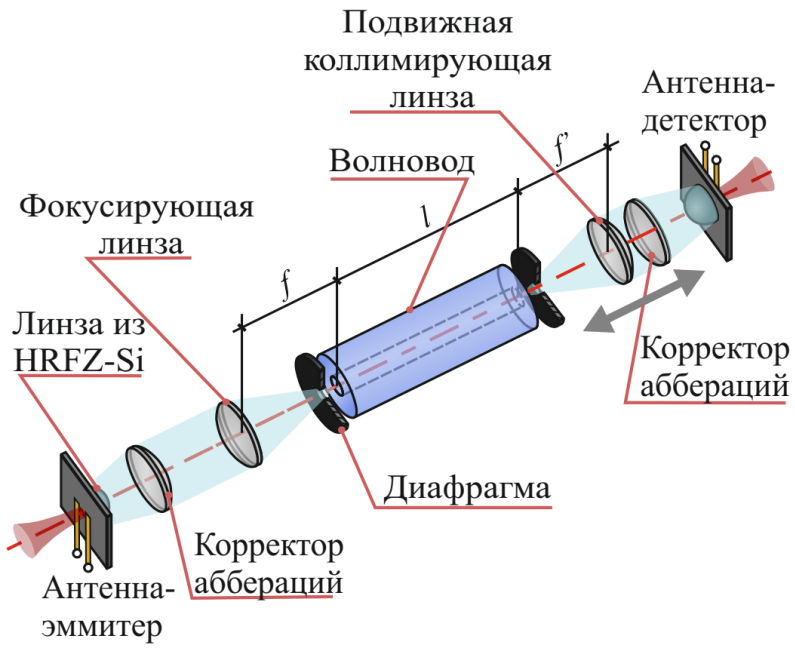


Рисунок 4.3 Схема прохождения ТГц излучения через сапфировый волновод в измерительном отсеке ТГц импульсного спектрометра.

Расстояние между антенной-источником и антенной-детектором составляет 45 см. ТГц пучок, сгенерированный антенной, коллимируется и имеет диаметр $\cong 25{,}4$ мм, причем для коллимации используется сочетание полусферической линзы на основе HRFZ-Si (она закреплена непосредственно на антенне-генераторе) и линзы из ТРХ (она выступает в качестве корректора аберраций). Далее установлена плоско-выпуклая линза из ТРХ с фокусным расстоянием f' – она используется для фокусировки излучения в центральный канал волновода. В случае характеризации ARROW волноводов использовалась короткофокусная линза с $f' = 25{,}4$ мм, числовая апертура NA составляла $\approx 0{,}35$, а при исследовании пропускания фотонно-кристаллического волновода – линза с $f' = 76{,}2$ мм и NA $\cong 0{,}16$. Перед волноводом и после него устанавливалась металлическая диафрагма для исключения возбуждения мод оболочки и снижения влияния эффекта межмодовой интерференции. После прохождения через волновод с длиной l ТГц излучение коллимировалось идентичной системой линз и фокусировалось на антенну-детектор. Фокусирующая линза жёстко

зафиксирована, а коллимирующая линза установлена на рельсовой платформе и может перемещаться вдоль оптической оси ТГц пучка. Это позволяет изучать прохождение излучения через образцы волноводов разной длины. Стоит отметить важность использования линз-корректоров аберраций, которые позволяют сформировать однородный коллимированный пучок ТГц излучения. Они применялись для измерений волноводов на основе полых сапфировых трубок и фотонно-кристаллических волноводов. Это необходимо для обеспечения эквивалентности условий ввода-вывода излучения для всех возможных задержек пробного пучка спектрометра относительно пучка накачки, соответственно, при изучении волноводов различной длины.

4.1.3. Методы визуализации интенсивности терагерцового поля в ближней и дальней зоне

Как упоминалось в Главе 1, системы на основе ЛОВ до сих пор широко используются для проведения спектроскопии в миллиметровом и суб-миллиметровом диапазонах. Выходная мощность ТГц непрерывного ТГц излучения ЛОВ может достигать нескольких десятков мВт, позволяя изучать даже сильно поглощающие образцы. В то же время, благодаря относительно широкому диапазону перестройки выходной частоты ЛОВ ($\sim 10^{-1}\,\nu$), используя серию ЛОВ, работающих в нескольких перекрывающихся спектральных диапазонах, можно проводить измерения в диапазоне $\nu = 0.05 \ldots 1.5$ ТГц. В зависимости от выбранной рабочей частоты ЛОВ выходная мощность лампы может меняться в пределах 10^{-1}–10^{-3} Вт. На Рис. 4.4 показана принципиальная схема и фотография ЛОВ без магнитной системы.

Схема установки для проведения исследований ТГц волноводов при помощи ЛОВ приведена на Рис. 4.5, причём она может быть собрана в двух модификациях, позволяющих проведение:

- ТГц спектроскопии,
- визуализации мод в центральном канале.

В обоих случаях возможно проведение высокотемпературных измерений. Также на основе базовой установки был собран стенд для проведения ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с использованием гибкого сапфирового волокна в качестве зонда, см. раздел 4.3.

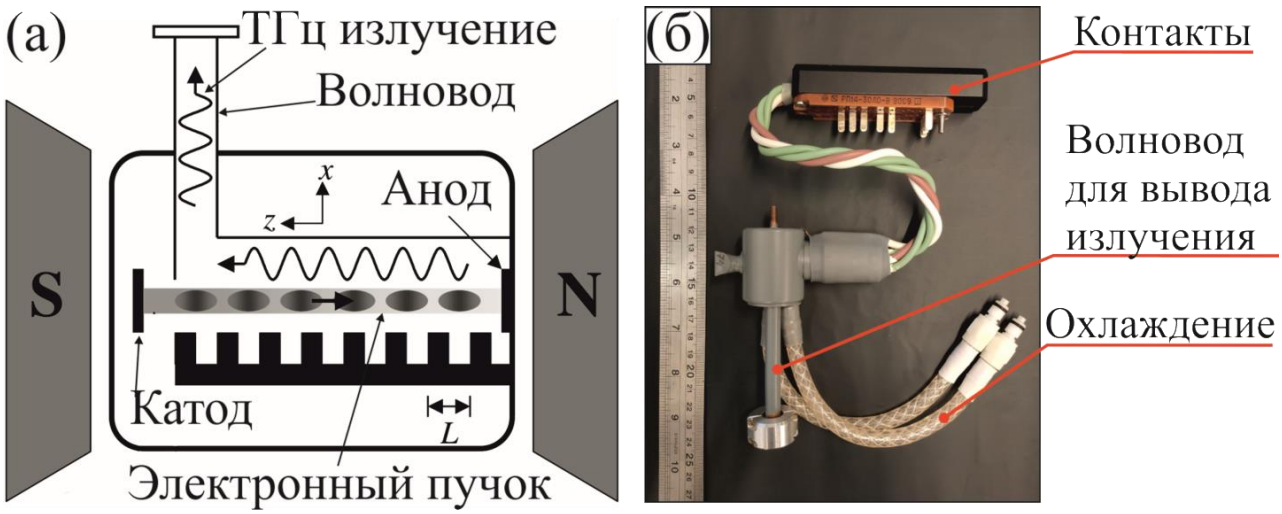


Рисунок 4.4. Генерация непрерывного ТГц излучения в ЛОВ: (а) схема ЛОВ [23]; (б) – фотография ЛОВ вне магнитной системы.

Разработанный нами экспериментальный стенд на основе ЛОВ укомплектован сеточным поляризатором, позволяющим на выходе получать пучок линейно поляризованного излучения, частота которого может варьироваться в пределах $0{,}2 - 0{,}4$ ТГц. В частности, при внутриволноводных измерениях использовалась выходная частота $0{,}355$ ТГц, а при проведении зондовой микроскопии – $0{,}25$ ТГц. При помощи линзы на основе тефлона с фокусным расстоянием $f = 50$ мм формируется параллельный ТГц пучок, который после прохождения аттенюатора фокусируется на переднем торце волновода. Для регистрации интенсивности ТГц поля $|\mathbf{E}|^2$ на выходе волновода использовался оптоакустический преобразователь (ячейка Голея) [184] с чувствительностью $\sim 10^{-5}$ В/Вт и

постоянной времени $\sim 10^{-1}$ с. Поток мощности ТГц излучения ЛОВ модулируется на частоте 22 Гц и затем регистрируется ячейкой Голея с использованием принципов синхронного детектирования

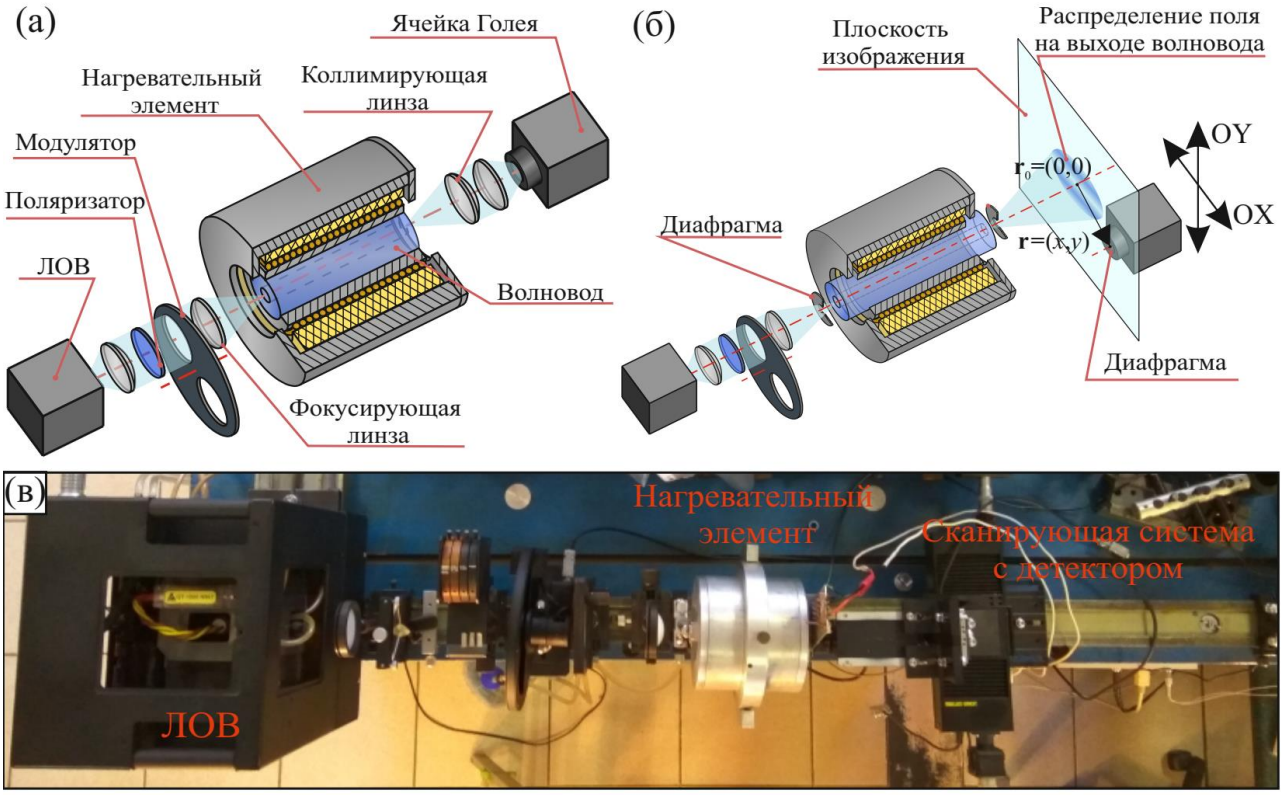


Рисунок 4.5 Экспериментальная установка для характеризации сапфировых волноводов на основе ЛОВ с возможностью высокотемпературных измерений: (а) – схема установки для измерения коэффициента пропускания волновода; (б) – схема установки для визуализации интенсивности ТГц поля в латеральном направлении в ближней и дальней зонах; (в) – фотография установки для проведения высокотемпературной внутриволноводной интерферометрии.

Для визуализации пространственного распределения интенсивности ТГц поля в латеральном направлении на выходе волновода использовалась двумерная механическая сканирующая система (см. Рис. 4.5(б)). Разрешение системы составляет 0,5 мм по двум направлениям, что определяется размером диафрагмы, установленной перед ячейкой Голея. В ходе измерения выполнялось растровое сканирование интенсивности ТГц поля либо

непосредственно вблизи выходного торца (в ближней зоне, на расстоянии $\ll \lambda$), либо на значительном удалении от него (в дальней зоне, на расстоянии $\gg \lambda$), при этом точность позиционирования составляла < 2 мкм. Как и в случае спектроскопических измерений во временной области, на входе и выходе волновода устанавливались диафрагмы для предотвращения возбуждения оболочечных мод и несимметричных мод высших порядков. Диафрагмы изготавливались из тонкой фольги толщиной около 100 мкм, так как при сканировании поля в ближней зоне было необходимо подвести детектор как можно ближе к выходному торцу волновода.

Для проведения высокотемпературных измерений образец сапфирового волновода закреплялся в специальной кювете, которая затем помещалась в нагревательный элемент с системой водяного охлаждения. Она позволяла проводить измерения при температурах от комнатной до $T = 700$ ℃ на открытом воздухе, при этом температура образца контролировалась с помощью термопары.

4.2 Экспериментальное исследование распространения терагерцового излучения в сапфировых волноводах

Для антирезонансных и фотонно-кристаллических волноводов определен эффективный индекс и коэффициент затухания методами ТГц импульсной спектроскопии. Кроме того для фотонно-кристаллического волновода проведена визуализация мод в центральном канале при помощи оригинальной изображающей системы на базе ЛОВ.

4.2.1 Экспериментальная характеризация антирезонансного сапфирового волновода револьверного типа

Для характеризации волновода револьверного типа подготовлены образцы длиной 30, 35 и 40 мм. В процессе эксперимента регистрировались

ТГц импульсы, прошедшие сквозь образцы разной длины l, а падающее излучение для всех случаев считалось идентичным. Поскольку корректоры аббераций не применялись в этих исследованиях, то максимальные размеры измеряемого волновода ограничились небольшой областью, в которой обеспечивались одинаковые условия ввода и вывода излучения для фрагментов волновода разной длины. На входной и выходной торец волновода устанавливались диафрагмы, диаметр которых равнялся диаметру его центрального канала – 2,5 мм.

На Рис. 4.6 и приведена фотография поперечного сечения волновода, формы сигналов, прошедшие через волноводы различной длины, а также их фурье-спектры.

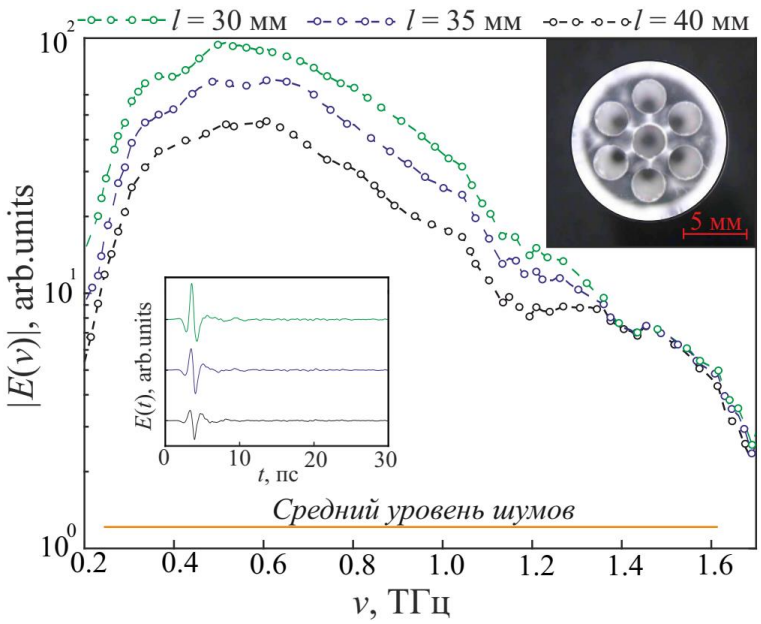


Рисунок 4.6. Экспериментальные исследования распространения ТГц излучения в сапфировом волноводе револьверного типа: фурье-спектры сигналов спектрометра, прошедших через фрагменты волновода длиной $l = 30, 35$ и 40 мм. На вставках показано сечение волновода, а также временные сигналы спектрометра $E(t)$ на выходе волноводов различной длины.

Для того чтобы дополнительно увеличить отношение «сигнал-шум» проводилось несколько измерений сигнала, затем совокупность сигналов от волновода одной длины усреднялась (уровень шумов в частотной области отмечен на Рис. 4.6). Видно, что форма импульса сильнее искажается с увеличением l. Для частот ниже $\nu < 1{,}0$ наблюдается значительное подавление сигнала, а высокочастотные спектральные компоненты передаются по волноводу с малым затуханием, что согласуется с предсказанием численного моделирования, см. Рис. 2.2. Отметим, что наблюдаемая в эксперименте волноводная дисперсия D мала.

Для восстановления оптических характеристик волновода в ТГц области применялись выражения (4.5) и (4.6); похожие методы постобработки сигналов использовались в работах [100,133,185]. Для учёта возможных флуктуаций потерь на ввод и вывод излучения из-за межмодовой интерференции выполнены 50 независимых измерений прохождения ТГц импульса через образцы волноводов различной длины. Полученные в результате экспериментов эффективный индекс моды и коэффициент затухания по мощности представлены на Рис. 4.7. Погрешности измерений неоднородны по спектру и соответствуют доверительному интервалу 3σ, здесь σ – среднеквадратичное отклонение, учитывающее нестабильности измерения, связанные с шумами сигнала спектрометра, межмодовое биение и другие факторы. Спектральная ошибка измерений мала в области прозрачности волновода для частоты $\nu \approx 1{,}4$ ТГц. Напротив, для частот $\nu < 1{,}2$ ТГц и $\nu > 1{,}5$ ТГц ошибка сильно возрастает из-за роста потерь мощности в волноводе и снижения спектральной чувствительности.

Частотные зависимости для n_{eff} и α, приведенные на Рис.4.7 (а) и (б), согласуются с данными численного моделирования (см. Главу 2) вплоть до погрешностей измерений. Однако в эксперименте не наблюдалось резких пиков потерь излучения из-за эффекта межмодовой интерференции в ARROW волноводе. Предположительно это связано с тем, что фазовый набег

между двумя наиболее низкопоглощающими модами мал как из-за близких значений эффективного индекса для этих мод, так и небольшой длины исследуемых образцов (Рис. 2.2). Кроме того, на таком расстоянии от переднего края волновода все ещё существуют моды высших порядков с другим значением эффективного индекса и коэффициента затухания. Поэтому в области резонансных частот волновода не будет наблюдаться столь резких пиков потерь.

Для рассматриваемого антирезонансного волновода минимальная волноводная дисперсия наблюдается в частотном диапазоне 1,0– 1,55 ТГц, в то время как коэффициент затухания по мощности достигает $2{,}0 \pm 1{,}5$ дБ/м на частоте 1,45 ТГц, что объясняется низким поглощением ТГц излучения в сапфире и сильным отражением от стенок оболочки волновода. Суммарные потери на ввод и вывод излучения имеют среднюю величину $10 - 15$ дБ и являются существенно неоднородными по спектру.

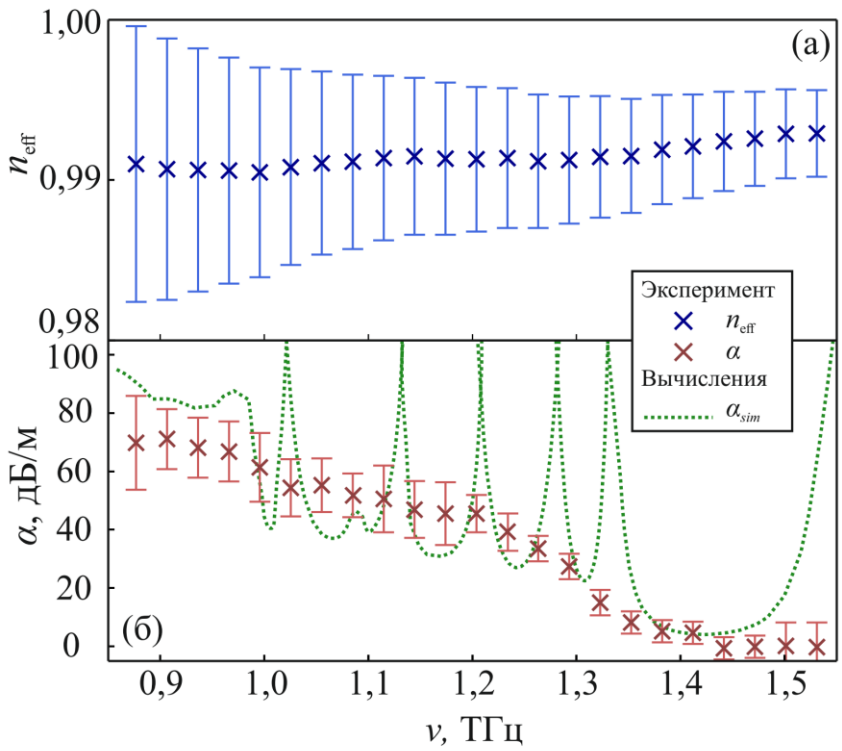


Рисунок 4.7. Экспериментальные исследования распространения ТГц излучения в сапфировом волноводе револьверного типа: (а) – эффективный

индекс n_{eff}; (б) – потери излучения по мощности α с наложенными потерями волноводной моды, полученными при помощи численного моделирования.

4.2.2 Экспериментальная характеризация антирезонансного волновода на основе сапфировой трубки с полимерным покрытием

Для проведения измерений в экспериментальную схему, использующуюся для характеризации волновода револьверного типа, были добавлены корректоры аберраций, которые предназначены для улучшения качества пучка. Это позволило изучать волноводы значительно большей длины – 100 и 150 мм. Тем не менее многомодовый характер распространения излучения приводит к межмодовому биению, что делает затруднительным восстановление оптических характеристик волновода. Чтобы уменьшить эффект межмодовой интерференции, на оба торца волновода были установлены диафрагмы диаметром 2,5 мм; из-за этого мода HE_{21} возбуждалась слабо, а волновод имел большие потери по сравнению с результатами моделирования. На Рис. 4.8 показаны эффективный индекс n_{eff} и потери по мощности α для волновода с диэлектрическим покрытием в частотном диапазоне 0,65–1,0 ТГц. В среднем, потери в таком волноводе значительно больше, чем в волноводе револьверного типа, однако спектральный диапазон его работы удалось сдвинуть в низкочастотную область. Также необходимо отметить, что для частот $\nu = 0{,}67$ и $\nu = 0{,}85$ ТГц оптические характеристики восстановить не удалось.

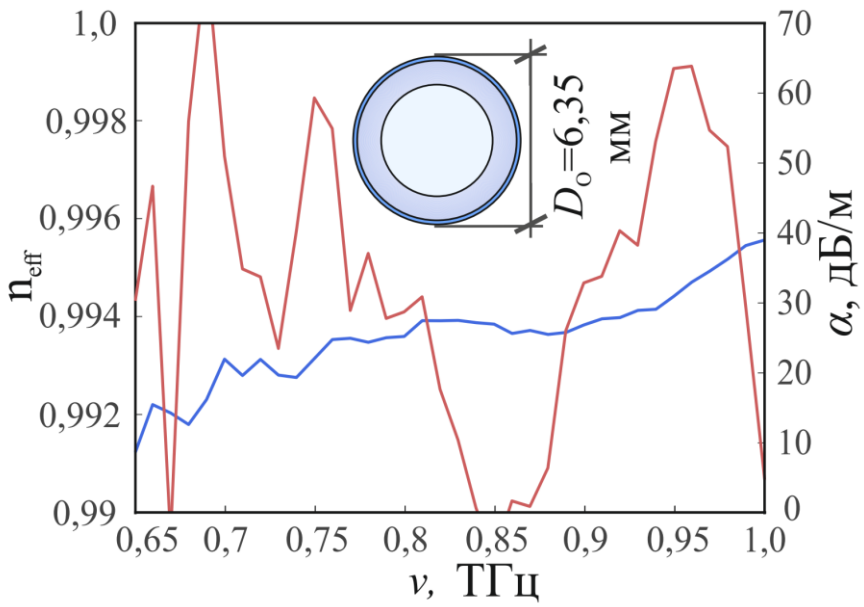


Рисунок 4.8. Экспериментальные исследования распространения ТГц излучения в антирезонансном волноводе на основе сапфировой трубки с полимерным покрытием: эффективный индекс n_{eff} (синий цвет) и потери по мощности α (красный цвет). Вставка иллюстрирует геометрию сечения волновода.

4.2.3 Экспериментальная характеризация фотонно-кристаллического сапфирового волновода

Для характеризации фотонно-кристаллического ТГц волновода изготовлены два образца длиной 100 и 150 мм. Важно подчеркнуть, что в данном волноводе поддерживается распространение двух устойчивых мод с малыми потерями и достаточно большой разницей эффективного индекса. Поэтому в экспериментальных исследованиях требуется изучить передачу ТГц импульсов по волноводу в двухмодовом режиме. Для одновременного возбуждения «нечётной» HE_{21} и «чётной» HE_{11}мод использовался нецентрированный относительно волновода входящий пучок. В этом случае, в отличие от предыдущих образцов сапфировых волноводов, сильный эффект межмодового биения не позволяет восстановить оптические характеристики, используя простые соотношения (4.5) и (4.6).

На Рис. 4.9 показаны спектры сигналов, прошедших через образец, которые определялись по формуле (4.7), а также спектр эталонного сигнала. В качестве эталонного сигнала принимался импульс, прошедший сквозь вышеописанную систему в отсутствие волновода, когда коллимирующая линза была сдвинута к фокусирующей линзе для формирования телескопической системы с увеличением 1^{x}. В фокальной плоскости между двумя линзами устанавливалась диафрагма диаметром 5,5 мм, идентичная диафрагмам на входе и выходе волновода. Для эталонного ТГц сигнала отношение «сигнал-шум» в частотной области [186] составляет $\cong 500$ по амплитуде (см. Рис. 4.2(б)). Это позволяет проводить характеризацию волноводов в частотном диапазоне 0,2–1,2 ТГц.

Нормируя спектр сигнала образца на спектр опорного сигнала, можно определить частотную зависимость для экспериментального коэффициента пропускания $T_{\exp}(\nu)$. На Рис. 4.9 (б) и (в) представлен модуль коэффициента пропускания образцов волновода длиной 100 и 150 мм. Сравнивая их с опорным ТГц спектром, можно сделать вывод, что эти зависимости характеризуются периодическими модуляциями, которые являются следствием эффекта межмодовой интерференции. В частности, на определенных частотах конструктивная интерференция основных мод центрального канала приводит к увеличению коэффициента пропускания ТГц волновода. Эти модуляции не наблюдались бы в случае работы ТГц волновода в одномодовом режиме. Также стоит отметить, что положение максимумов функции $T_{\exp}(\nu)$ различается для волноводов разной длины, что обусловлено различным относительным фазовым набегом двух волноводных мод.

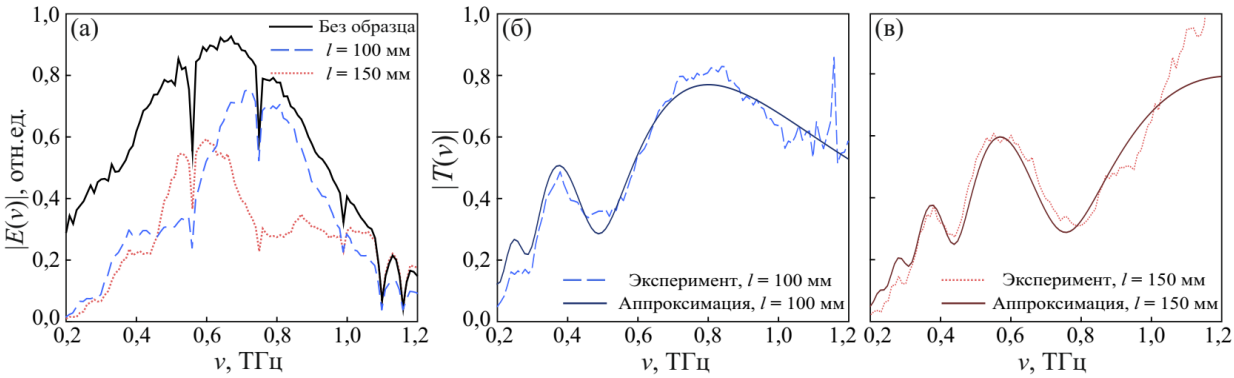


Рисунок 4.9. Экспериментальные исследования распространения ТГц излучения в фотонно-кристаллическом сапфировом волноводе: (а) – спектры сигналов, прошедших через образцы волноводов разной длины, и спектр опорного сигнала; (б) и (в) – сравнение модуля спектра пропускания $|T_{\mathrm{exp}}(\nu)|$ и аналитической аппроксимации $|T_{\mathrm{th}}(\nu)|$ для образцов волновода с длиной 100 и 150 мм, соответственно. Аналитическая аппроксимация $T_{\mathrm{th}}(\nu)$ получена на основе выражения (4.8)

Для решения обратной задачи восстановления оптических характеристик волновода предложена аналитическая модель коэффициента пропускания, в рамках которой рассматривается когерентная суперпозиция двух волноводных мод (похожий подход использовался в работе [187]). Учитывая, что эти моды имеют разные комплексные амплитуды, начальные фазы, потери на ввод-вывод, эффективный индекс и потери, выражение для теоретического коэффициента пропускания $T_{\mathrm{th}}(\nu)$ можно записать в виде

$$T_{\mathrm{th}} = C_{\mathrm{F}} \exp(-\varphi_{\mathrm{F}}) \exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0} n_{\mathrm{eff,F}} l - \alpha_F l\right) + C_{\mathrm{HO}} \exp(-\varphi_{\mathrm{HO}}) \exp\left(-i\frac{2\pi\nu}{c_0} n_{\mathrm{eff,HO}} l - \alpha_{\mathrm{F,HO}} l\right), \quad (4.8)$$

где l – длина волновода, $n_{\mathrm{eff,F}}$, $n_{\mathrm{eff,HO}}$, α_{F} и α_{HO} – эффективные индексы и коэффициенты затухания по мощности для фундаментальной моды HE_{11} и моды высокого порядка HE_{21} в параметрической форме, задаваемой уравнениями (2.9) и (2.10), соответственно. Комплексные коэффициенты

$C_{\mathrm{F}}\exp(-\varphi_{\mathrm{F}})$ и $C_{\mathrm{HO}}\exp(-\varphi_{\mathrm{HO}})$ определяют эффективность ввода пучка из свободного пространства в волноводные моды и его последующего вывода из волновода. В общем случае эти коэффициенты зависят от частоты, однако для упрощения задачи мы считаем их константами во всём частотном диапазоне.

Для проведения аппроксимации экспериментального коэффициента пропускания волновода при помощи модели (4.8) и дисперсионных соотношений (2.9) и (2.10) необходимо определить $C_{\mathrm{F.HO}}$ и $\varphi_{\mathrm{F.HO}}$, а также подгоночные параметры модели ν_A, ν_B, которые также будут различаться для каждой моды (всего 8 независимых параметров). Введём усреднённый по всему спектральному диапазону оператор среднеквадратичного отклонения для теоретического и экспериментального коэффициента пропускания

$$\Phi = \frac{1}{N_\nu}\sum_{\nu_{\mathrm{min}}}^{\nu_{\mathrm{man}}}\frac{1}{N_l}\sum_{l=1,2}\left|T_{\mathrm{exp}}(\nu,l) - T_{\mathrm{th}}(\nu,l)\right|^2, \tag{4.9}$$

где N_ν – число отчётов по частоте, N_l – число значений l, используемое для аппроксимации (в нашем случае $N_l = 2$). Для минимизации оператора (4.9) использовался нелинейный метод наименьших квадратов [188], а полученные значения параметров модели указаны в Таблице 4.

Таблица 4. Параметры аппроксимации, полученные в результате минимизации оператора (4.9).

	HE_{11}	HE_{21}	δ_{HE11}, %	δ_{HE21}, %
ν_A, ТГц	0,0332	0,0557	2,78	9,0
ν_B, ТГц	0,0505	0,0088	3,9	3,53
C	0,3113	0,6485	–	–
φ	0,8947	0,0291	–	–

Принимая значения параметров, полученные в ходе моделирования за истинные, можем вычислить относительную погрешность определения

оптических характеристик мод. Из данных таблицы видно, что относительное отклонение от данных моделирования не превышает 10 %.

На Рис. 4.9(б) и (в) сравниваются теоретическая аппроксимация $T_{\mathrm{th}}(\nu)$ и экспериментальная зависимость коэффициента пропускания $T_{\mathrm{exp}}(\nu)$ для образцов волновода длиной 100 и 150 мм (пунктирные и сплошные линии, соответственно). Очевидно, что вид экспериментальной зависимости воспроизводится моделью практически во всём спектральном диапазоне для двух рассматриваемых длин волновода. Расходимость данных на Рис. 4.9(в) в высокочастотной области $\nu > 1{,}0$ ТГц может быть связана с несколькими факторами.

- На высоких частотах количество мод с достаточно малыми потерями увеличивается, они начинают влиять на интерференционную картину на выходе волновода. Иными словами, волновод на частотах близких к 1,2 ТГц и выше нужно рассматривать как многомодовый.
- Погрешности эксперимента, связанные с неидеальным качеством коллимированного ТГц пучка, могут приводить к различным условиям ввода и вывода излучения для фрагментов волновода разной длины.

Сравним параметры для мод HE_{11}и HE_{21}, полученные при помощи численного расчёта методом FDE с последующей аппроксимацией моделью (2.9)–(2.10), и параметры, полученные аппроксимацией экспериментального коэффициента пропускания моделью (4.9). Из Рис. 4.10 видно, что теоретические и экспериментальные зависимости для n_{eff}, α и D для обоих случаев согласуются, что подтверждает применимость предложенной модели передачи ТГц излучения с низкими потерями и дисперсией в двухмодовом режиме.

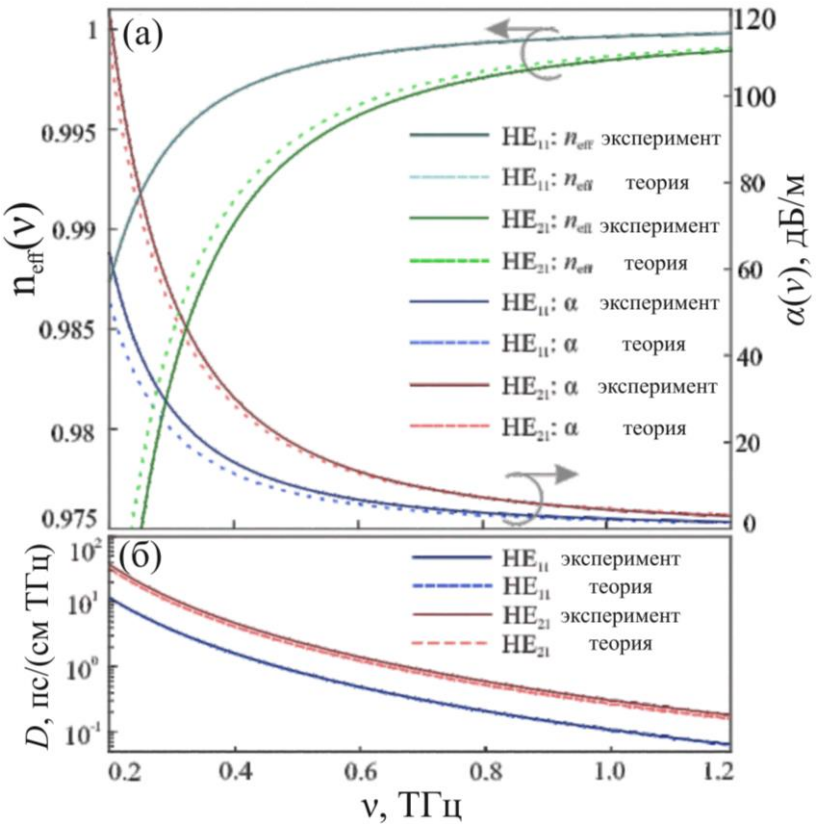


Рисунок 4.10. Оптические характеристики фундаментальной моды HE_{11} и несимметричной моды высокого порядка HE_{21}, построенные на основе двух наборов параметров. Первый получен путём аппроксимации данных численного моделирования (Глава 2), второй – аппроксимацией экспериментальных зависимостей коэффициента пропускания волноводов с использованием модели (4.8). Здесь, (а) – частотные зависимости эффективного индекса моды n_{eff} и коэффициента затухания по мощности α; (б) – частотные зависимости дисперсии D волноводных мод.

Наконец, приведём результаты экспериментальной визуализации мод в центральном канале фотонно-кристаллического сапфирового волновода при помощи системы ТГц визуализации на основе ЛОВ, см. Рис. 4.5(б). Длина волны ТГц пучка была установлена на $\lambda = 844$ мкм, что соответствует частоте $\nu = 0{,}355$ ТГц. Выбор рабочей длины волны обусловлен двумя факторами:

- с одной стороны, наличием у используемой ЛОВ на указанной частоте локального максимума интенсивности генерации излучения (ЛОВ характеризуется сильно неоднородной зависимостью выходной мощности от частоты [36]);
- с другой стороны, $T_{\exp}(\nu)$ в этой области характеризуется значительными модуляциями, а значит на указанной частоте можно возбудить интересующие нас моды.

Плоскость изображения устанавливалась на расстоянии $\ll \lambda$ от заднего торца волновода, а измерения проводились при комнатной температуре.

На Рис.4.11 представлены примеры зарегистрированного распределения интенсивности поля на выходе волновода длиной 150 мм при различных режимах накачки. На Рис. 4.11(а) входящий пучок был сфокусирован в центр основного канала волновода, поэтому преимущественно возбуждается мода HE_{11}. Исходное излучение лампы имеет слабую эллиптическую поляризацию, поэтому, чтобы обеспечить линейную поляризацию излучения используется сеточный поляризатор. Отметим, что при изменении плоскости поляризации излучения на $90°$ путём установки перед волноводом фазовой пластинки $\lambda/2$, распределение интенсивности меняется, см. Рис.4.11(б). Это значит, что фундаментальная мода HE_{11} дважды вырождена по поляризации (ранее похожие результаты были получены для моды в револьверном волноводе). В дальнейших экспериментах по внутриволноводной интерферометрии использовалась вертикальная поляризация вектора **E**, таким образом, вырождение этой моды снималось.

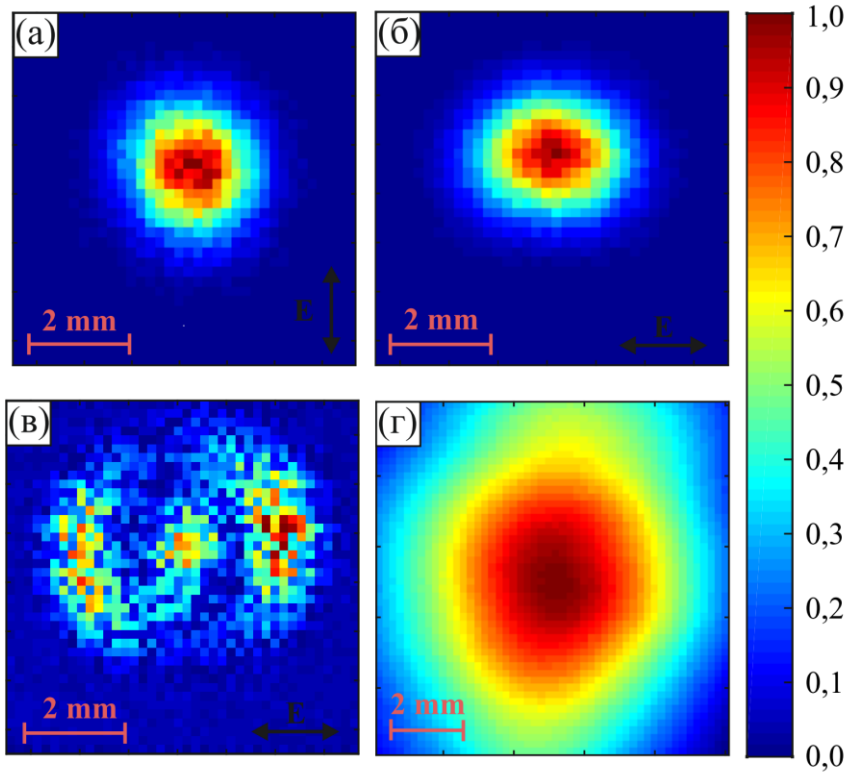


Рисунок 4.11 Нормированное распределение интенсивности ТГц поля на выходе фрагмента волновода длиной 150 мм при различных конфигурациях падающего пучка: (а) – симметричный пучок при горизонтальной поляризации вектора **E**; (б) – симметричный пучок при вертикальной поляризации вектора **E**; (в) – пучок с нарушенной симметрией при горизонтальной поляризации вектора **E**; (г) – распределение интенсивности поля ТГц пучка ЛОВ в отсутствии поляризатора.

На Рис. 4.11(в) падающий пучок имел нарушенную симметрию, это достигалось путём небольшого изменения пространственного положения волновода относительно оптической оси ТГц пучка. Эффективность ввода излучения для моды HE_{11} значительно снизилась, а для моды HE_{21} – наоборот, выросла. Очевидно, что потери на ввод и вывод излучения для моды высокого порядка больше, чем для фундаментальной моды. Для сравнения на Рис. 4.11(г) приведена структура ТГц пучка, генерируемого ЛОВ, в отсутствии поляризатора. Плоскость изображения устанавливалась вблизи лампы и примерно совпадала с плоскостью переднего торца

волновода. Пучок имел достаточно однородную структуру, поэтому применение различных устройств для повышения его качества (таких как гомогенизатор пучка [65]) не требовалось.

4.3 Применение разработанных сапфировых волноводов в различных областях терагерцовой техники

Ниже приводятся применение предлагаемых сапфировых волноводов и волокон для внутриволноводной спектроскопии и интерферометрии, а также ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии.

4.3.1 Применение фотонно-кристаллических сапфировых волноводов для высокотемпературной внутриволноводной спектроскопии и интерферометрии

Для демонстрации возможности применения ТГц фотоно-кристаллического волновода на основе профилированного сапфира для измерений в агрессивной среде (в первую очередь, при высоких температурах), проведены эксперименты по внутриволноводной спектроскопии и интерферометрии фазовых превращений небольшого количества вещества. В качестве модельного вещества использовался порошок нитрита натрия ($NaNO_2$). Установка для внутриволноводных измерений построена на базе ЛОВ, см. Рис 4.5. Многоканальный профилированный кристалл сапфира устанавливался внутри нагревательного элемента и использовался одновременно в качестве кюветы для анализируемого вещества и в качестве ТГц волновода [189,190].

Как показано на Рис. 4.5 (а), ТГц пучок фокусировался на переднем торце волновода длиной 50 мм и, затем, проходил сквозь центральный канал с анализируемым веществом. Перед началом измерений небольшое количество полидисперсного порошка $NaNO_2$ помещалось в центральный

канал, Рис. 4.12 (д). Измерения интенсивности спектра пучка, прошедшего через волновод, проводились при увеличении температуры от комнатной до $400\,°\mathrm{C}$ с шагом $5\,°\mathrm{C}$, при этом используемая ЛОВ перестраивалась в диапазоне частот $0{,}3$–$0{,}55$ ТГц.

На Рис. 4.12 (а)–(г) показаны результаты измерений нормированной спектральной интенсивности сигнала, прошедшего через волновод, в форме

$$I_{\mathrm{norm}} = \frac{I(\nu, T)}{I_r(\nu)}, \tag{4.10}$$

где $I_r(\nu) = I(\nu, T = 25\,°\mathrm{C})$ – опорная спектральная интенсивность опорного сигнала при комнатной температуре. Опорные сигналы различаются для измерений пустого волновода (Рис. 4.12(а)) и волновода, содержащего $10, 20$ и 30 мг порошка $\mathrm{NaNO_2}$, Рис. 4.12 (б)–(г). Можно заметить значительные различия спектра пропускания, особенно при достижении температуры плавления $\mathrm{NaNO_2}$ $T_{\mathrm{m}} \cong 284\,°\mathrm{C}$.

В то же время спектры ТГц сигналов подвержены существенным модуляциям из-за сильной частотной зависимости выходной мощности ЛОВ [36]. Для того чтобы избежать указанных проблем и представить результаты измерений в более наглядном виде, проведено усреднение температурных зависимостей нормированного коэффициента пропускания по всему спектральному диапазону $\nu = 0{,}3 \ldots 0{,}55$ ТГц

$$\frac{I(T)}{I_r} = \left\langle \frac{I(\nu, T)}{I_r(\nu)} \right\rangle_{\nu}. \tag{4.11}$$

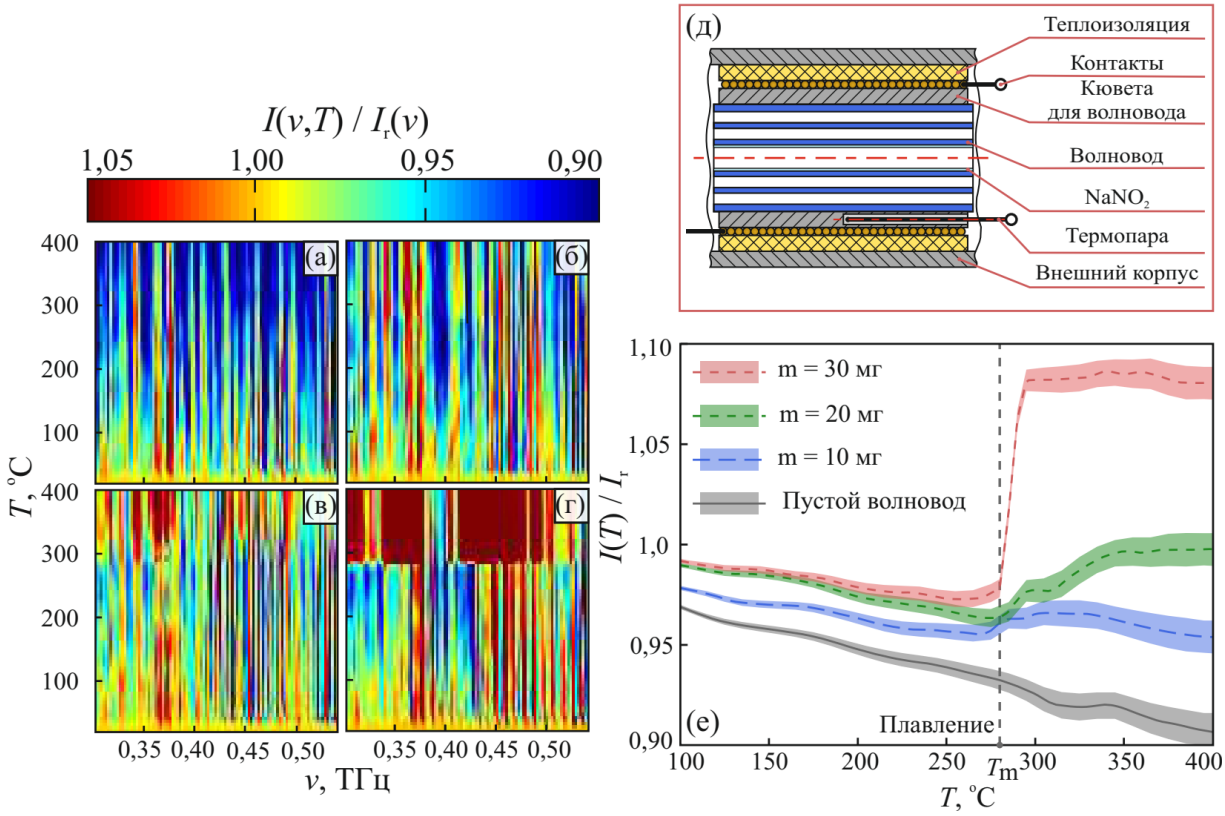


Рисунок 4.12 Результаты внутриволноводной ТГц спектроскопии порошка $NaNO_2$: (а)–(г) – температурная зависимость нормированного спектра пропускания $I(\nu,T)/I_r(\nu)$ пустого волновода и волновода, содержащего $10, 20$ и 30 мг порошка $NaNO_2$, соответственно; (д) – схема нагревательного элемента с помещённым внутри него волноводом; (е) – температурная зависимость пропускания волновода $I(\mathrm{T})/I_r$, усреднённого в пределах частотного диапазона $0{,}3 - 0{,}55$ ТГц. Указанные на графике погрешности измерений соответствуют доверительному интервалу $\pm\sigma$. Вертикальная пунктирная линия соответствует температуре плавления порошка $NaNO_2$ – $T_m \cong 284$ °C.

На Рис. 4.12(е) заметно резкое изменение пропускания волноводов с $NaNO_2$ при достижении температуры плавления анализируемого вещества T_m , даже при небольшом его содержании в центральном канале волновода. Изменение спектра пропускания волновода для температур ниже температуры плавления можно объяснить, как незначительным смещением

волновода из-за температурного расширения кюветы, так и изменениями динамики решетки $NaNO_2$ вследствие его сегнетоэлектрического фазового перехода из нецентросимметричной в центросимметричную фазу при 160 ℃ [191]. Изменение пропускания выше точки плавления может происходить из-за окисления $NaNO_2$ до $NaNO_3$ [192]. Результаты этого эксперимента показывают возможность исследования температурной зависимости пикосекундной динамики среды, а также фазовых превращений даже небольшого количества анализируемого вещества.

Ещё один тип ТГц измерений, проведённый с помощью разработанного фотонно-кристаллического волновода – это высокотемпературная внутриволноводная интерферометрия $NaNO_2$ в процессе его плавления [49,193]. В рамках этого подхода проведена визуализация распределения интенсивности ТГц поля в дальней зоне – на расстоянии 7,0 мм позади волновода. Для этого использовалась сканирующая система с программным управлением, Рис. 4.5(б) и (в).

Интерференционная картина на выходе волновода зависит от температуры и резко меняется при плавлении вещества. Её наблюдение позади волновода в режиме колец (моды могут быть рассмотрены как два точечных источника на оптической оси волновода) представляется затруднительным благодаря малой разницы эффективного индекса волноводных мод и сравнительно малой длине волновода. Поэтому реализована схема наблюдения интерференционной картины в режиме полос, для чего на выходной торец волновода помещена асимметричная диафрагма из тонкой фольги (в данном случае моды могут быть рассмотрены как два точечных источника с различными положениями на выходном торце волновода).

На схеме проведения эксперимента (Рис. 4.13) видно, что интерференционная картина формируемая модой HE_{11} и нижней частью

моды HE_{21} представляет собой резкие полосы максимумов и минимумов. Положение этих максимумов можно определить следующим образом:

$$d_{\mathrm{F}} - d_{\mathrm{HO}} + \left(n_{\mathrm{eff,F}} - n_{\mathrm{eff,HO}}\right)l + \varphi_0 = m\lambda\ , \qquad (4.12)$$

где $n_{\mathrm{eff,F}}$ и $n_{\mathrm{eff,HO}}$ – эффективные индексы двух волноводных мод, определяющие разность фаз между ними, l – длина волновода, λ – длина волны передаваемого излучения, m – целое число, d_{F} и d_{HO} – расстояние между точкой наблюдения и положением максимума интенсивности мод HE_{11}и HE_{21}в плоскости выходной диафрагмы, φ_0 – постоянная разность фаз между модами, возникающая при их возбуждении. Отметим, что чем дальше от волновода будет располагаться плоскость локализации интерференционной картины (плоскость изображения), тем на большее расстояние будут разнесены полосы интерференционной картины.

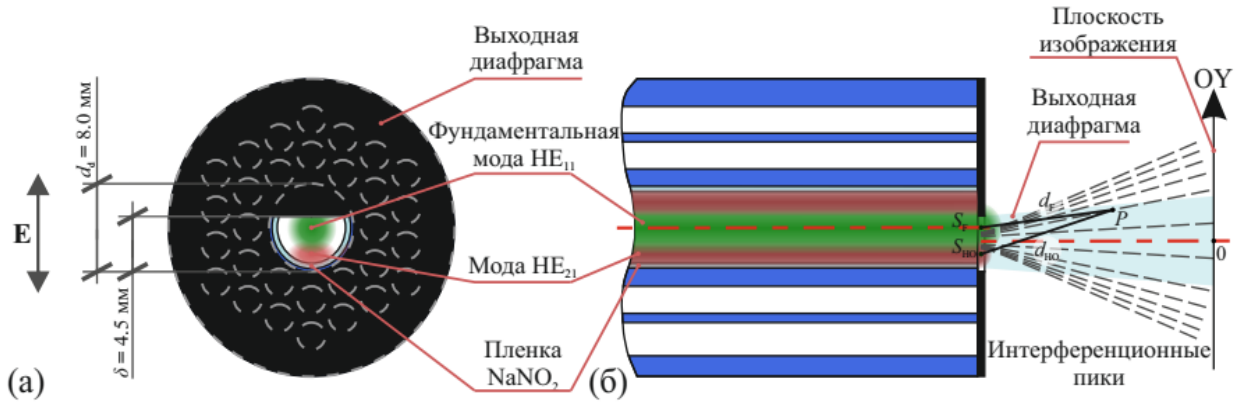


Рисунок 4.13 Схема формирования интерференционной картины между модами HE_{11} и HE_{21} позади волновода при помощи асимметричной выходной диафрагмы: (а) – схема асимметричной диафрагмы на выходном торце волновода для формирования интерференционной картины в виде полос; (б) – схема формирования максимумов и минимумов интерференционной картины в плоскости изображения.

На Рис. 4.14 представлены результаты внутриволноводной интерферометрии фазового состояния плёнки $NaNO_2$ в зависимости от

температуры. В этих измерениях небольшое количество $NaNO_2$ осаждалось на стенке внутреннего канала волновода:

- 20 мг порошка $NaNO_2$ растворены в дистиллированной воде;
- затем водный раствор при помощи тонкого шприца введён в центральный канал волновода и равномерно распреден по всей его длине;
- после испарения воды на дне центрального канала образуется осадок поликристаллического $NaNO_2$.

Измерения проводились на частоте 0,355 ТГц и сравнивались с результатами для пустого волновода длиной 150 мм.

Зарегистрирована серия ТГц интерференционных картин поля $I(\boldsymbol{r})$ позади волновода при разных температурах в диапазоне $170 - 300$ °C. Интенсивность ТГц поля характеризуется резкими неоднородностями в направлении OX. На Рис. 4.14 (б) и (в) показано изменение интенсивности поля $\langle I(\boldsymbol{y})\rangle|_x$, усреднённой вдоль оси OX для пустого волновода и волновода, содержащего $NaNO_2$. Представление результатов в такой форме позволило увеличить отношение сигнал/шум в интерференционной картине. Положение и величина максимумов распределения $I(y)$ зависят от наличия и фазового состояния плёнки $NaNO_2$. В частности, в отличие от незаполненного волновода, взаимное положение этих максимумов резко меняется в температурном диапазоне $250 - 280$ °C, что свидетельствует о плавлении $NaNO_2$. В противоположность этому, на Рис. 4.14 (г) и (д) показано, что средняя интенсивность поля $\langle I(x)\rangle|_y$, усредненная вдоль направления OY, не имеет ярко выраженных особенностей.

На Рис. 4.14(е) пунктирной линией показано изменение положения побочного интерференционного максимума вдоль оси OY в зависимости от температуры. Для пустого волновода наблюдаемые монотонные изменения связаны с изменением свойств мод HE_{11} и HE_{21} по нескольким причинам:

- незначительное изменение пространственного положения волновода при повышении температуры вследствие температурного расширения кюветы;
- изменение оптических свойств сапфира при повышении температуры;
- изменение геометрии волновода при повышении температуры.

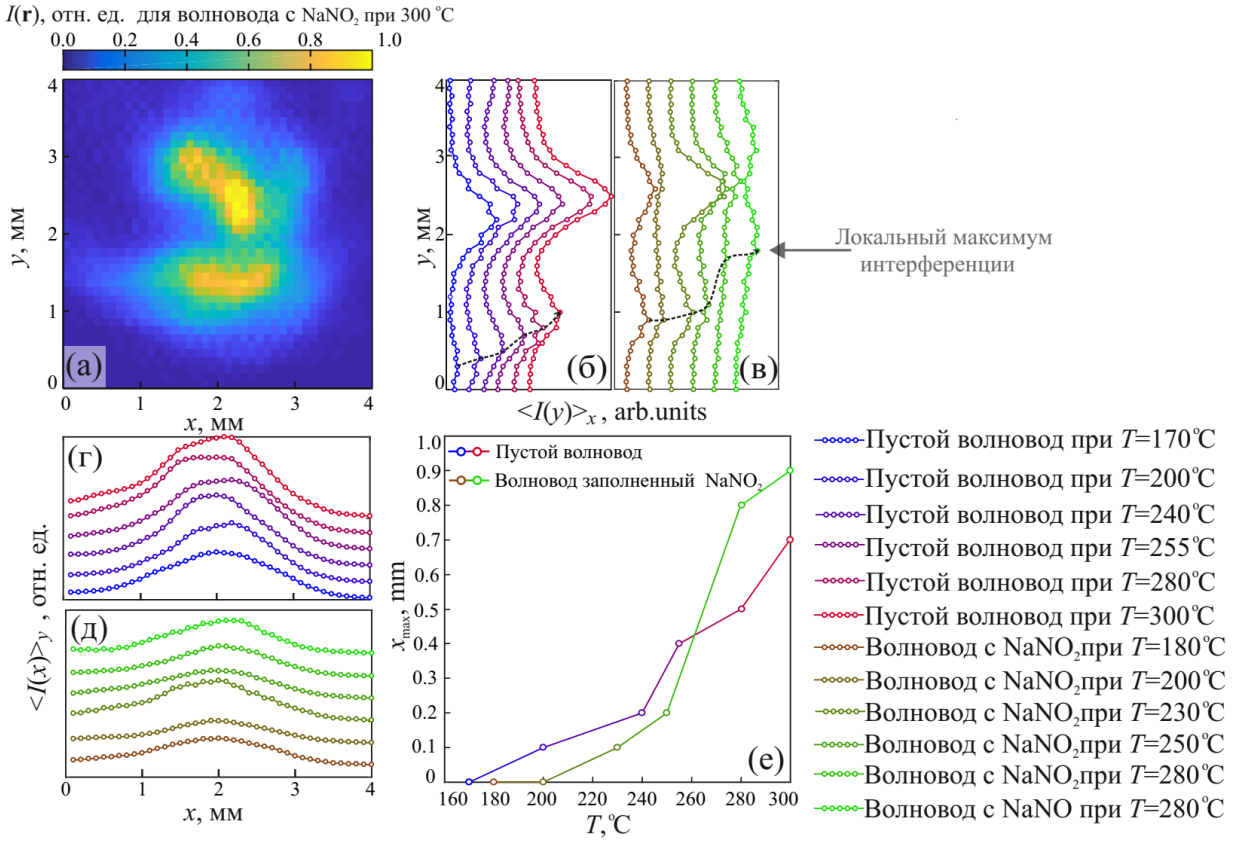


Рисунок 4.14 Результаты высокотемпературной внутриволноводной интерферометрии $NaNO_2$: (а) – пример интерференционной картины $I(\boldsymbol{r})$ на выходе волновода с расплавом $NaNO_2$ при $T = 300$ °C; (б)–(в) – зависимости пространственно усреднённых (вдоль оси x) интерференционных картин $\langle I(y)\rangle|_x$ при различных температурах для пустого волновода (от синего к красному) и волновода с $NaNO_2$ (от коричневого к зелёному);(г)–(д) – соответствующие зависимости для усреднённой вдоль оси y интерференционной картины $\langle I(x)\rangle|_y$; (е) – изменение положения второго максимума вдоль оси OY с ростом температуры.

Для волновода, содержащего $NaNO_2$, пространственное положение пиков интенсивности с ростом температуры имеет принципиально иной характер. Следует обратить особое внимание на резкий сдвиг локального максимума интенсивности между $T = 250°C$ и $T = 280\ °C$, Рис. 4.14(в). Очевидно, что его наличие связано с началом процесса плавления $NaNO_2$ и, как следствие, изменением разности фаз между модами HE_{11} и HE_{21}, по-разному взаимодействующими с анализируемой средой. Отметим, что ни оптические, ни механические свойства сапфировых волноводов в ходе высокотемпературных измерений не изменялись необратимо. После чистки волновода от слоя $NaNO_2$ его можно было повторно использовать в дальнейших измерениях.

По сравнению с ранее предложенной схемой внутриволноводной спектроскопии, основанной на измерении относительного коэффициента пропускания волновода, метод внутриволноводной интерферометрии имеет ряд преимуществ. Главным из них является возможность оценки фазового набега между двумя интерференционными модами, основанной на анализе интерференционной картины в дальней зоне. Это позволяет значительно повысить чувствительность системы по сравнению с классическими внутриволноводными методами, основанными на измерении спектров пропускания волновода или нарушении эффекта полного внутреннего отражения [60,194].

Хотя количественное определение чувствительности внутриволнового интерференционного датчика является предметом дополнительного комплексного изучения, следует отметить, что наблюдаемая значительная разница между температурной зависимостью интерференционных картин позади пустого волновода и волновода с $NaNO_2$ указывает на существенный потенциал применения сапфировых волноводов для высокочувствительных ТГц измерений в агрессивных средах, в частности, при высоких температурах.

4.3.2 Терагерцовый сканирующий зондовый микроскоп на базе гибкого сапфирового волокна

Основываясь на результатах, полученных при численном моделировании распространения излучения в сапфировом волокне (см. Главу 2), предложено использовать подобные гибкие волокна в качестве кантилеверов для ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с пространственным разрешением за дифракционным пределом Аббе [71,194]. Отметим, что благодаря высокому показателю преломления сапфира в ТГц диапазоне, такие волокна также использовались для создания жгутов для проведения ТГц визуализации с разрешением, превышающим предел Аббе [195].

В качестве источника ТГц излучения в экспериментальной установке использовалась ЛОВ с рабочей выходной частотой 0,25 ТГц (длина волны – $\lambda \approx 1200$ мкм) с сеточным поляризатором, который обеспечивал линейную поляризацию вектора $\mathbf{E}$ в вертикальном направлении. При помощи системы низкоапертурных линз формировался коллимированный пучок, затем излучение фокусировалось на объекте исследования, например, на металлической полуплоскости [196], или на периодической металлической решетке [197]. Для того чтобы подавить пространственные неоднородности интенсивности пучка, применялся гомогенизатор. Сапфировое волокно диаметром 300 мкм располагалось непосредственно за объектом, расстояние между задней поверхностью и передним торцом волокна $l \ll \lambda$. При помощи сканирующей системы с программным управлением выполнялось растровое сканирование рассеянного ТГц поля позади объекта. Затем волокно изгибалось под углом 90° и его противоположный конец располагался в непосредственной близости от детектора Голея. Длина волокна составляла 40 см. Для фиксации волокна использовались нейлоновые нити толщиной

100 мкм. В результате пилотных измерений продемонстрированно субволновое разрешение разработанного микроскопа до $0{,}25\lambda$ [196,198].

Изготовленный ТГц сканирующий зондовый ближнепольный микроскоп применялся для визуализации нового типа изогнутой каустики электромагнитного поля с субволновыми масштабами и кривизной – «фотонного крюка» (Photonic Hook, PH) [199]. Схема модифицированной экспериментальной установки, применяемой для его визуализации «фотонного крюка», показана на Рис. 4.15.

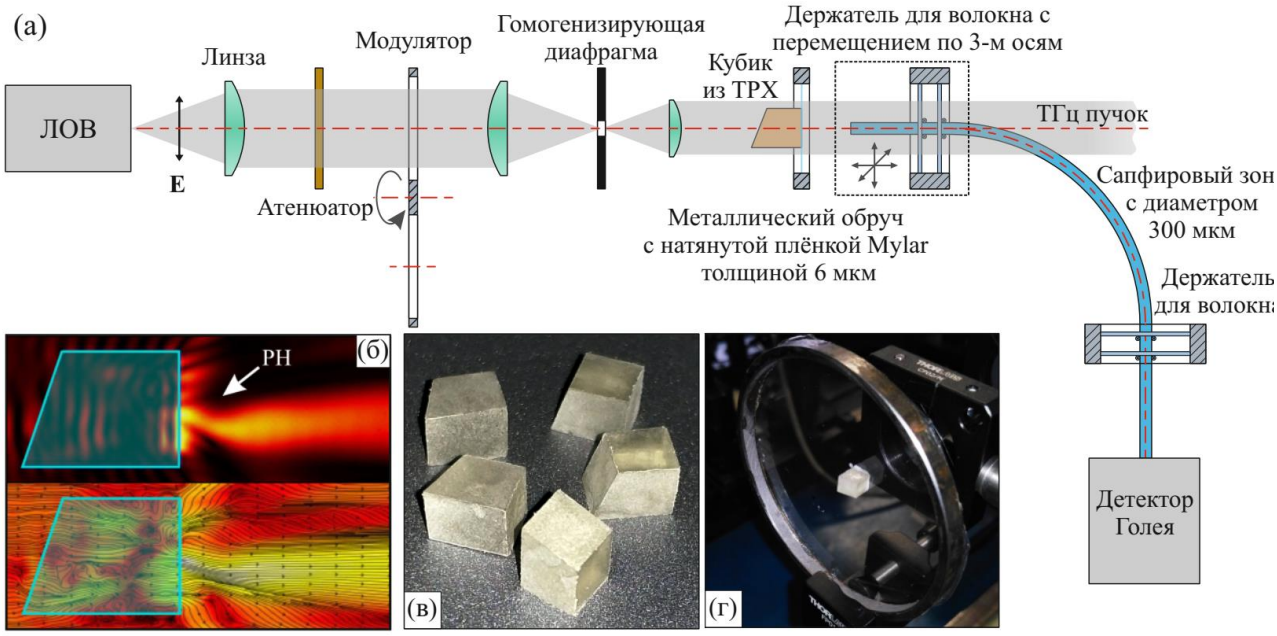


Рисунок 4.15. Экспериментальная установка, реализующая принцип ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии и применявшаяся для экспериментального наблюдения эффекта «фотонного крюка» позади мезомасштабной диэлектрической частицы с нарушенной симметрией: (а) – схема ТГц сканирующего зондового ближнепольного микроскопа; (б) – результаты численного моделирования процесса формирования «фотонного крюка»; (в) – изготовленные диэлектрические кубики из ТРХ со скошенной гранью: (г) – диэлектрический кубик, закреплённый в коллимированном ТГц пучке на тонкой плёнке Mylar.

Путем численного моделирования изучены особенности локализации электромагнитного поля позади мезамасштабной диэлектрической частицы с нарушенной симметрией [52,200]. Показано, что позади диэлектрического кубика со скошенной передней гранью формируется искривленная «фотонная струя» (Photonic Jet), которую предложено называть «фотонным крюком». Геометрия «фотонного крюка» зависит от нескольких факторов:

- соотношения стороны частицы и длины волны,
- показателя преломления материала,
- величины угла призмы.

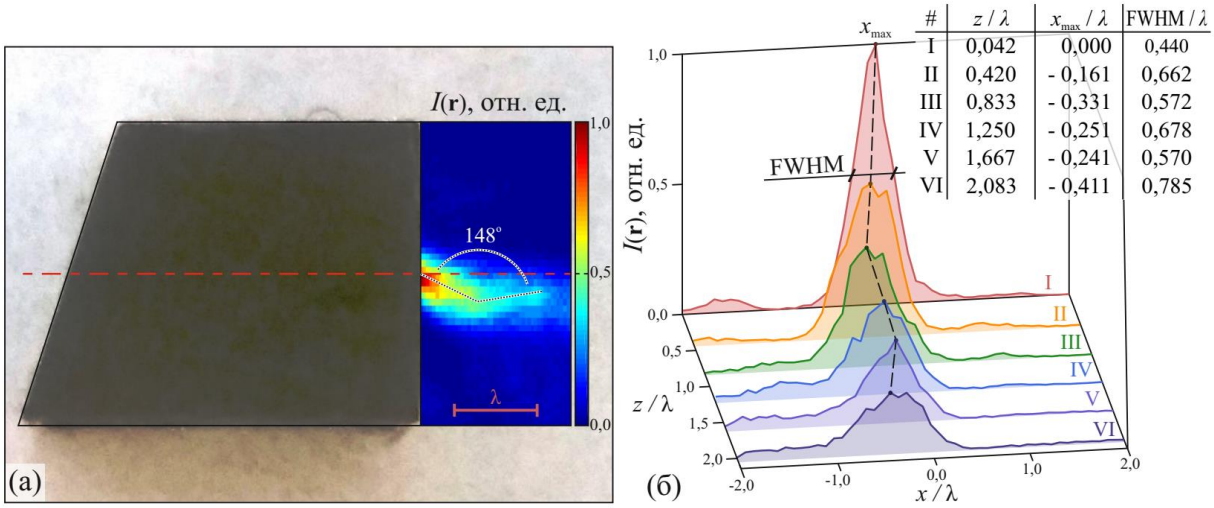
В рамках настоящего диссертационного исследования с помощью разработанного ТГц микроскопа существование эффекта «фотонного крюка» впервые подтверждено экспериментально.

В качестве источника «фотонного крюка» рассмотрен диэлектрический кубик со скошенной передней гранью, изготовленный из ТРХ (показатель преломления $n = 1{,}46$ на частоте 0,25 ТГц). Определены его размеры, обеспечивающие наибольшую кривизну «фотонного крюка», Рис. 4.15(б) [52]. Длина стороны кубика составила $L = 4{,}8$ мм, а угол – $\theta = 18{,}4°$. Для исследований кубик приклеен циано-акрилатным клеем на плёнку Mylar толщиной 6 мкм, которая помещалась в параллельном ТГц пучке диаметром ~ 24 мм, Рис. 4.15(г). При помощи подвижного сапфирового зонда регистрировалось пространственное распределение интенсивности ТГц поля $|\mathbf{E}|^2$ в ближней зоне позади диэлектрической частицы.

На Рис. 4.16 представлены результаты визуализации «фотонного крюка» в ТГц диапазоне. Угол излома зарегистрированной каустики ТГц пучка составил $\eta = 148°$, длина $L_{\text{PH}} < 2\lambda$, а точка перегиба располагалась на расстоянии $Z = 1.2\lambda$ от задней поверхности призмы. Радиус кривизны «фотонного крюка» значительно меньше длины волны, Рис. 4.16(б). Его

поперечные размеры также имеют субволновой масштаб, при этом минимальная полуширина поперечного сечения составляет около $0.44\ \lambda$.

Изогнутая форма «фотонного крюка» может быть использована для манипуляций различными микрочастицами и биологическими системами, где представляют интерес искривленные оптические каустики субволнового масштаба [201]. Этот эффект имеет общий характер – подобную каустику можно наблюдать в различных спектральных диапазонах, если обеспечить заданные соотношения размеров диэлектрического кубика со скошенной гранью, а также выбрать материал с близким показателем преломления.



#	z / λ	x_{max} / λ	FWHM / λ
I	0,042	0,000	0,440
II	0,420	- 0,161	0,662
III	0,833	- 0,331	0,572
IV	1,250	- 0,251	0,678
V	1,667	- 0,241	0,570
VI	2,083	- 0,411	0,785

Рисунок 4.16. Экспериментальная визуализация «фотонного крюка»: (а) – фотография ТРХ кубика со скошенной передней гранью с наложением пространственного распределения интенсивности ТГц поля $|\mathbf{E}|^2$; (б) – поперечные сечения интенсивности поля «фотонного крюка» на разных расстояниях от задней границы кубика

4.4 Выводы по Главе 4

В результате экспериментальных исследований в настоящей главе получены следующие результаты:

1) Охарактеризовано несколько типов ТГц волноводов на основе профилированных кристаллов сапфира. Показано, что они обладают малыми потерями и дисперсией.

2) Для антирезонансного волновода на основе полой сапфировой трубки с полимерным покрытием удалось уменьшить внешний диаметр до 6,35 мм (что почти в два раза меньше по сравнению с антирезонансным волноводом револьверного типа) при одновременном сохранении среднего уровня потерь излучения на достаточно низком уровне (не более нескольких десятков дБ/м).

3) Проведена характеризация фотонно-кристаллического волновода с учётом двухмодомого режима передачи излучения, показано; что потери волноводных мод HE_{11} и HE_{21} существенно меньше чем потери мод высших порядков.

4) Показано, что разработанные фотонно-кристаллические волноводы могут использоваться для проведения ТГц измерений в экстремальных внешних условиях (в частности, при высоких температурах).

5) Показано, что изготовленные сапфировые волокна могут использоваться для проведения ТГц сканирующей зондовой микроскопии с субволновым разрешением.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 Метод собственных мод для моделирования взаимодействия излучения с волноводными структурами

Запишем уравнения Максвелла для электромагнитных и магнитных полей в плоскости перпендикулярной оптической оси волновода (свободные заряды и токи отсутствуют) вместе с соответствующими материальными уравнениями:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$
$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \qquad (\text{П.1})$$
$$\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H},$$
$$\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}.$$

Здесь $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – векторы напряжённости электрического и магнитного поля, $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ – векторы электрической и магнитной индукции, ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, имеющие, в общем случае, тензорный характер, ε_0 –электрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная. В настоящем анализе не учитываются магнитные свойства среды и связанные с ней потери излучения, поэтому принимаем $\mu \equiv 1{,}0$.

Допустим, что оптическая ось исследуемой волноводной структуры ориентирована вдоль оси OZ и, соответственно, его сечение лежит в плоскости XOY. В таком случае, уравнения Максвелла решаются для электромагнитной волны следующего вида:

$$\mathbf{E}(x,y,z,t) = \mathbf{E}_0(x,y)\exp(-i\beta z)\exp(-\alpha z)\exp(-i\omega t), \qquad (\text{П.2а})$$
$$\mathbf{H}(x,y,z,t) = \mathbf{H}_0(x,y)\exp(-i\beta z)\exp(-\alpha z)\exp(-i\omega t). \qquad (\text{П.2б})$$

Решение будем искать в форме устойчивых мод – пространственных распределений полей в сечении волновода $\mathbf{E}_0(x,y)$ и $\mathbf{H}_0(x,y)$, для каждой из которых характерна определенная константа распространения β, эффективный индекс моды n_{eff}, а также коэффициент затухания по мощности α, определяемые выражениями (1.2), (1.9) и (1.6), соответственно.

Временной зависимостью в уравнениях (П.2) также пренебрежём, считаем задачу стационарной. Нормируя на импеданс свободного пространства

$$Z = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}, \tag{П.3}$$

запишем систему уравнений (П.1) в скалярной разностной форме для случая редуцированной поляризации:

$$ik_0 H_{\mathrm{x}} = \frac{\partial E_{\mathrm{z}}}{\partial y} - i\beta E_{\mathrm{y}}, \tag{П.4а}$$

$$ik_0 H_{\mathrm{y}} = i\beta E_{\mathrm{x}} - \frac{\partial E_{\mathrm{z}}}{\partial x}, \tag{П.4б}$$

$$ik_0 H_z = \frac{\partial E_{\mathrm{y}}}{\partial x} - \frac{\partial E_{\mathrm{x}}}{\partial y}, \tag{П.4в}$$

$$-i\varepsilon E_{\mathrm{x}} = \frac{\partial H_{\mathrm{z}}}{\partial y} - i\beta H_{\mathrm{y}}, \tag{П.4г}$$

$$-i\varepsilon E_{\mathrm{y}} = i\beta H_{\mathrm{x}} - \frac{\partial H_{\mathrm{z}}}{\partial x}, \tag{П.4д}$$

$$-i\varepsilon E_{\mathrm{z}} = \frac{\partial H_{\mathrm{y}}}{\partial x} - \frac{\partial H_{\mathrm{x}}}{\partial y}. \tag{П.4е}$$

Используя конечно-разностный метод решения уравнений Максвелла, запишем компоненты полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ для осей x, y, z в дискретном виде. Для построения двумерной сетки в плоскости X-Y применим хорошо известную схему Yee; см. Рис. П.1(а) [160]. Не будем выписывать получившуюся систему уравнений полностью [162], а представим её в эквивалентной матричной форме:

$$ik_0 \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\mathrm{x}} \\ \mathbf{H}_{\mathrm{y}} \\ \mathbf{H}_{\mathrm{z}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -i\beta\mathbf{I} & \boldsymbol{U}_{\mathrm{y}} \\ i\beta\mathbf{I} & 0 & -\boldsymbol{U}_{\mathrm{x}} \\ -\mathbf{U}_{\mathrm{y}} & \mathbf{U}_{\mathrm{x}} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\mathrm{x}} \\ \mathbf{E}_{\mathrm{y}} \\ \mathbf{E}_{\mathrm{z}} \end{bmatrix}, \tag{П.5а}$$

$$-ik_0 \begin{bmatrix} \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{x}} & 0 & 0 \\ 0 & \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{y}} & 0 \\ 0 & 0 & \boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\mathrm{x}} \\ \mathbf{E}_{\mathrm{y}} \\ \mathbf{E}_{\mathrm{z}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -i\beta\mathbf{I} & \mathbf{V}_{\mathrm{y}} \\ i\beta\mathbf{I} & 0 & -\mathbf{V}_{\mathrm{x}} \\ -\mathbf{V}_{\mathrm{y}} & \mathbf{V}_{\mathrm{x}} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\mathrm{x}} \\ \mathbf{H}_{\mathrm{y}} \\ \mathbf{H}_{\mathrm{z}} \end{bmatrix}, \tag{П.5б}$$

где $\mathbf{I}$ – единичная квадратная матрица, $\mathbf{U}_{\mathrm{x}}$, $\mathbf{U}_{\mathrm{y}}$, $\mathbf{V}_{\mathrm{x}}$ и $\mathbf{V}_{\mathrm{y}}$ – квадратные матрицы, зависящие от граничных условий области моделирования (поглощающие

граничные условия, периодичные граничные условия, металл с бесконечной проводимостью и так далее). $\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{x}}$, $\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{y}}$, $\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}$ – диагональные матрицы, со значениями диэлектрической проницаемости в узлах сетки, которые усредняются следующим образом:

$$\varepsilon_{\mathrm{x}}(j,l) = \frac{\varepsilon(j,l) + \varepsilon(j,l-1)}{2}, \tag{П.6а}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{y}}(j,l) = \frac{\varepsilon(j,l) + \varepsilon(j-1,l)}{2}, \tag{П.6б}$$

$$\varepsilon_{z}(j,l) = \frac{\varepsilon(j,l) + \varepsilon(j-1,l-1) + \varepsilon(j,l-1) + \varepsilon(j-1,l)}{4}. \tag{П.6в}$$

Уравнения П.5 (а)-(б) сводятся к решению задачи на собственные значения β^2, а собственными функциями являются векторы электрических и магнитных полей в поперечном сечении волновода:

$$\mathbf{P}\begin{bmatrix}\mathbf{E}_{\mathrm{x}}\\ \mathbf{E}_{\mathrm{y}}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\mathbf{P}_{\mathrm{xx}} & \mathbf{P}_{\mathrm{xy}}\\ \mathbf{P}_{\mathrm{yx}} & \mathbf{P}_{\mathrm{yy}}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\mathbf{E}_{\mathrm{x}}\\ \mathbf{E}_{\mathrm{y}}\end{bmatrix} = \beta^2\begin{bmatrix}\mathbf{E}_{\mathrm{x}}\\ \mathbf{E}_{\mathrm{y}}\end{bmatrix}, \tag{П.7}$$

где

$$\mathbf{P}_{\mathrm{xx}} = -k_0^{-2}\mathbf{U}_{\mathrm{x}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\mathbf{V}_{\mathrm{x}}\mathbf{U}_{\mathrm{y}} + (k_0^2\mathbf{I} + \mathbf{U}_{\mathrm{x}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{x}})(\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{x}} + k_0^{-2}\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\mathbf{U}_{\mathrm{y}}), \tag{П.8а}$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{yy}} = -k_0^{-2}\mathbf{U}_{\mathrm{y}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{x}}\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\mathbf{U}_{\mathrm{x}} + (k_0^2\mathbf{I} + \mathbf{U}_{\mathrm{y}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{y}})(\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{y}} + k_0^{-2}\mathbf{V}_{\mathrm{x}}\mathbf{U}_{\mathrm{x}}), \tag{П.8б}$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{xy}} = \mathbf{U}_{\mathrm{x}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\left(\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{y}} + k_0^{-2}\mathbf{V}_{\mathrm{x}}\mathbf{U}_{\mathrm{x}}\right) - k_0^{-2}(k_0^2\mathbf{I} + \mathbf{U}_{\mathrm{x}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{x}})\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\mathbf{U}_{\mathrm{x}}, \tag{П.8в}$$

$$\mathbf{P}_{\mathrm{yx}} = \mathbf{U}_{\mathrm{y}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{x}}\left(\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{x}} + k_0^{-2}\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\mathbf{U}_{\mathrm{y}}\right) - k_0^{-2}\left(k_0^2\mathbf{I} + \mathbf{U}_{\mathrm{y}}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{z}}^{-1}\mathbf{V}_{\mathrm{y}}\right)\mathbf{V}_{\mathrm{x}}\mathbf{U}_{\mathrm{y}}. \tag{П.8г}$$

Подобную систему уравнений можно получить и для магнитного поля. Нужно подчеркнуть, что задача поиска всех собственных значений и собственных функций в волноводе отличается от задачи возбуждения мод. Большинство волноводных мод невозможно возбудить обычным Гауссовским пучком, поскольку симметрия моды отличается от симметрии пучка. Например, для возбуждения моды HE_{21} необходимо использовать нецентросимметричную накачку.

Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные при выполнении настоящей диссертационной работы.

1) При помощи численного моделирования рассчитаны геометрии сечения ТГц волноводов, реализующих различные физические механизмы передачи излучения с малыми потерями и дисперсией.

2) Разработана методика выращивания из расплава многоканальных профилированных кристаллов сапфира. С её помощью изготовлены образцы ТГц волноводов различной геометрии.

3) Проведено экспериментальное исследование передачи ТГц излучения в изготовленных образцах сапфировых волноводов методами ТГц импульсной спектроскопии, а также ТГц спектроскопии и визуализации на базе ЛОВ. Для антирезонансных и фотонно-кристаллических волноводов определен эффективный индекс и коэффициент затухания мод с наименьшими потерями. Показано, что разработанные волноводы имеют низкие потери излучения и дисперсию.

4) Показано, что многоканальный кристалл сапфира может использоваться одновременно в качестве кюветы для анализируемого вещества и волновода при проведении ТГц внутриволноводной интерферометрии при высоких температурах.

5) Разработана методика ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии с пространственным разрешением до $\lambda/4$ с использованием сапфрирового волокна в качестве кантелевера.

6) Впервые проведена экспериментальная визуализация нового типа субволновой изогнутой каустики электромагнитного пучка – «фотонного крюка».

Список литературы

1. Guerboukha H., Nallappan K., Skorobogatiy M. Toward real-time terahertz imaging // Advances in Optics and Photonics. – 2018. – Vol. 10, no. 4. – P. 843–938.

2. Beard M.C., Turner G.M., Schmuttenmaer C.A. Terahertz spectroscopy // Journal of Physical Chemistry B. – 2002. – Vol. 106, no. 29. – P. 7146–7159.

3. Shan J., Wang F., Knoesel E., Bonn M., Heinz T.F. Measurement of the Frequency-Dependent Conductivity in Sapphire // Physical Review Letters. – 2003. – Vol. 90, no. 24. – P. 4.

4. Tanaka K., Hirori H., Nagai M. THz nonlinear spectroscopy of solids // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2011. – Vol. 1, no. 1. – P. 301–312.

5. Burdanova M.G., Tsapenko A.P., Satco D.A., Kashtiban R., Mosley C.D.W., Monti M., Staniforth M., Sloan J., Gladush Y.G., Nasibulin A.G., Lloyd-Hughes J. Giant Negative Terahertz Photoconductivity in Controllably Doped Carbon Nanotube Networks // ACS Photonics. – 2019. – Vol. 6, no. 4. – P. 1058–1066.

6. Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Neelamani R., Baraniuk R.G., Nuss M.C. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy // Applied Physics B: Lasers and Optics. – 1998. – Vol. 67, no. 3. – P. 379–390.

7. Huber A.J., Keilmann F., Wittborn J., Aizpurua J., Hillenbrand R. Terahertz Near-Field Nanoscopy of Mobile Carriers in Single Semiconductor Nanodevices // Nano Letters. – 2008. – Vol. 8, no. 11. – P. 3766–3770.

8. Rahani E.K., Kundu T., Wu Z., Xin H. Mechanical damage detection in polymer tiles by THz radiation // IEEE Sensors Journal. – 2011. – Vol. 11, no. 8. – P. 1720–1725.

9. Krumbholz N., Hochrein T., Vieweg N., Hasek T., Kretschmer K., Bastian M., Mikulics M., Koch M. Monitoring polymeric compounding processes inline with THz time-domain spectroscopy // Polymer Testing. – 2009. – Vol. 28, no. 1. – P. 30–35.

10. Appleby R., Wallace H.B. Standoff detection of weapons and contraband in the 100 GHz to 1 THz region // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2007. – Vol. 55, no. 11 I. – P. 2944–2956.

11. Koenig S., Lopez-Diaz D., Antes J., Boes F., Henneberger R., Leuther A., Tessmann A., Schmogrow R., Hillerkuss D., Palmer R., Zwick T., Koos C., Freude W., Ambacher O., Leuthold J., Kallfass I. Wireless sub-THz communication system with high data rate // Nature Photonics. – 2013. – Vol. 7, no. 12. – P. 977–981.

12. Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C.C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics // Nature Photonics. – 2016. – Vol. 10, no. 6. – P. 371–379.

13. Ding C., Jiang L., Wu L., Gao R., Xu D., Zhang G., Yao J. Dual-band ultrasensitive THz sensing utilizing high quality Fano and quadrupole resonances in metamaterials // Optics Communications. – 2015. – Vol. 350. – P. 103–107.

14. Lin H., May R.K., Evans M.J., Zhong S., Gladden L.F., Shen Y., Zeitler J.A. Impact of Processing Conditions on Inter-tablet Coating Thickness Variations Measured by Terahertz In-Line Sensing // Journal of Pharmaceutical Sciences. – 2015. – Vol. 104, no. 8. – P. 2513–2522.

15. Xie L., Gao W., Shu J., Ying Y., Kono J. Extraordinary sensitivity enhancement by metasurfaces in terahertz detection of antibiotics // Scientific Reports. – 2015. – Vol. 5. – P. 8671.

16. Mathanker S.K., Weckler P.R., Wang N. Terahertz (THz) applicaions in food and agriculure: a review // Transactions of the ASABE. – 2013. – Vol. 56, no. 3. – P. 1213–1226.

17. Smolyanskaya O.A., Chernomyrdin N. V., Konovko A.A., Zaytsev K.I., Ozheredov I.A., Cherkasova O.P., Nazarov M.M., Guillet J.-P., Kozlov S.A., Kistenev Y. V., Coutaz J.-L., Mounaix P., Vaks V.L., Son J.-H., Cheon H., Wallace V.P., Feldman Y., Popov I., Yaroslavsky A.N., Shkurinov A.P., Tuchin V. V. Terahertz biophotonics as a tool for studies of dielectric and spectral properties of biological tissues and liquids // Progress in Quantum Electronics. – 2018. – Vol. 62. – P. 1–77.

18. Oh S.J., Kim S.-H., Ji Y.B., Jeong K., Park Y., Yang J., Park D.W., Noh S.K., Kang S.G., Huh Y.-M., Son J.-H., Suh J.-S. Study of freshly excised brain tissues using terahertz imaging // Biomedical Optics Express. – 2014. – Vol. 5, no. 8. – P. 2837–2842.

19. Gavdush A.A., Chernomyrdin N. V., Malakhov K.M., Beshplav S.-I.T., Dolganova I.N., Kosyrkova A. V., Nikitin P. V., Musina G.R., Katyba G.M., Reshetov I. V., Cherkasova O.P., Komandin G.A., Karasik V.E., Potapov A.A., Tuchin V. V., Zaytsev K.I. Terahertz spectroscopy of gelatin-embedded human brain gliomas of different grades: a road toward intraoperative THz diagnosis // Journal of Bomedical Optics. – 2019. – Vol. 24, no. 2. – P. 027001.

20. Hernandez-Cardoso G.G., Rojas-Landeros S.C., Alfaro-Gomez M., Hernandez-Serrano A.I., Salas-Gutierrez I., Lemus-Bedolla E., Castillo-Guzman A.R., Lopez-Lemus H.L., Castro-Camus E. Terahertz imaging for early screening of diabetic foot syndrome: A proof of concept // Scientific Reports. – 2017. – Vol. 7. – P. 42124.

21. Krügener K., Schwerdtfeger M., Busch S.F., Soltani A., Castro-Camus E., Koch M., Viöl W. Terahertz meets sculptural and architectural art: Evaluation and conservation of stone objects with T-ray technology // Scientific Reports. Nature Publishing Group, – 2015. – Vol. 5. – P. 14842.

22. Picollo M., Fukunaga K., Labaune J. Obtaining noninvasive stratigraphic details of panel paintings using terahertz time domain spectroscopy imaging system // Journal of Cultural Heritage. – 2015. – Vol. 16, no. 1. – P. 73–80.

23. Lee Y.S. Principles of terahertz science and technology // Principles of Terahertz Science and Technology. New York: Springer, – 2009. 1–340 p.

24. Nichols E.F. A method for energy measurements in the infra-red spectrum and the properties of the ordinary ray in quartz for waves of great wave length // Physical Review (Series I). – 1896. – Vol. 4. – P. 297–313.

25. Rubens H., Nichols E.F. Heat rays of great wave length // Physical Review (Series I). – 1895. – Vol. IV, no. 4. – P. 314–323.

26. Glagolewa-Arkadiewa A.G. Short electromagnetic waves of wave length up to 82 microns // Nature. – 1924. – T. 113. – C. 640.

27. Глаголева-Аркадьева А.Г. Новая Шкала Электромагнитных Волн. // Успехи физических наук. – 1926. – Т. 6, № 3. – С. 216–341.

28. Chamberlain J.E., Gibbs J.E., Gebbie H.A. Refractometry in the Far Infra-red using a Two-beam Interferometer // Nature. – 1963. – Vol. 198. – P. 1031–1034.

29. Fleming J.W. High-Resolution Submillimeter-Wave Fourier-Transform Spectrometry of Gases // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1974. – Vol. 22, no. 12. – P. 1023–1025.

30. Griffiths P.R., de Haseth J.A. Fourier Transform Infrared Spectroscopy. 2nd ed. / ed. Winefordner J.D. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, – 2007. 534 p.

31. Warnecke R. Some recent work in France on new types of valves for the highest radio frequencies // Proceedings of the IEE - Part III: Radio and Communication Engineering. – 1953. – Vol. 100, no. 68. – P. 351–362.

32. Warnecke R., Guenard P., Doehler O., Epsztein B. The “M”-Type Carcinotron Tube // Proceedings of the IRE. – 1955. – Vol. 43, no. 4. – P. 413–424.

33. Гершензон Е.М., Голант М.Б., Негирев А.А., Савельев В.С. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / под ред. Девяткова Н.Д. Москва: Радио и связь, – 1985. 136 с.

34. Volkov A.A., Goncharov Y.G., Kozlov G. V., Lebedev S.P., Prokhorov A.M. Dielectric measurements in the submillimeter wavelength region // Infrared Physics. – 1985. – Vol. 25, no. 1–2. – P. 369–373.

35. Glass E., Grob F. A 320-480 GHz Oscillator for Physical, Chemical and Biochemical Research // 3rd European Microwave Conference. Munchen, – 1973. – P. 4–7.

36. Komandin G.A., Chuchupal S. V., Lebedev S.P., Goncharov Y.G., Korolev A.F., Porodinkov O.E., Spektor I.E., Volkov A.A. BWO generators for terahertz dielectric measurements // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2013. – Vol. 3, no. 4. – P. 440–444.

37. Golubiatnikov G.Y., Belov S.P., Leonov I.I., Andriyanov A.F., Zinchenko I.I., Lapinov A. V., Markov V.N., Shkaev A.P., Guarnieri A. Precision sub-doppler millimeter and submillimeter lamb-dip spectrometer // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2014. – Vol. 56, no. 8–9. – P. 599–609.

38. Долганова И.А. Метод анализа влияния структурированных рассеивающих сред на параметры качества терагерцовых изображающих систем: диссертация на соискание степени кандидата технических наук. – Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана. – 2017. 142 с.

39. Auston D.H. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon // Applied Physics Letters. – 1975. – Vol. 26, no. 3. – P. 101–103.

40. Auston D.H., Cheung K.P., Smith P.R. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles // Applied Physics Letters. – 1984. – Vol. 45, no. 3. – P. 284–286.

41. Smith P.R., Auston D.H., Nuss M.C. Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1988. – Vol. 24, no. 2. – P. 255–260.

42. Burford N.M., El-Shenawee M.O. Review of terahertz photoconductive antenna technology // Optical Engineering. – 2017. – Vol. 56, no. 1. – P. 010901.

43. PCA - Photoconductive antenna [Electronic resource]. URL: https://www.batop.de/products/terahertz/photoconductive-antenna/photoconductive-terahertz-antenna.html (accessed: 11.06.2019).

44. Fiber-coupled Terahertz Spectrometer T-FIBER series [Electronic resource] // Fiber-Coupled Terahertz Spectrometer. – no. c. – P. 8–9. URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4713 (accessed: 24.03.2020).

45. Terahertz Sensors and Systems – Fraunhofer Heinrich Hertz Institute [Electronic resource]. URL: https://www.hhi.fraunhofer.de/en/departments/pc/research-groups/terahertz-sensors-and-systems.html (accessed: 11.06.2019).

46. Zaytsev K.I., Dolganova I.N., Chernomyrdin N. V., Katyba G.M., Gavdush

A.A., Cherkasova O.P., Komandin G.A., Shchedrina M.A., Khodan A.N., Ponomarev D.S., Reshetov I. V., Karasik V.E., Skorobogatiy M., Kurlov V.N., Tuchin V. V. The progress and perspectives of terahertz technology for diagnosis of neoplasms: A review // Journal of Optics. – 2019. – Vol. 22, no. 1. – P. 013001.

47. Agrawal G.P. Nonlinear fiber optics. New York: Academic Press, Inc, – 1989. 323 p.

48. Takato N., Kominato T., Sugita A., Jinguji K., Toba H., Kawachi M. Silica-Based Integrated Optic Mach-Zehnder Multi/Demultiplexer Family with Channel Spacing of 0.01-250 nm // IEEE Journal on Selected Areas in Communications. – 1990. – Vol. 8, no. 6. – P. 1120–1127.

49. Katyba G.M., Zaytsev K.I., Chernomyrdin N. V., Shikunova I.A., Komandin G.A., Anzin V.B., Lebedev S.P., Spektor I.E., Karasik V.E., Yurchenko S.O., Reshetov I. V., Kurlov V.N., Skorobogatiy M. Sapphire Photonic Crystal Waveguides for Terahertz Sensing in Aggressive Environments // Advanced Optical Materials. – 2018. – Vol. 6, no. 22. – P. 1800573.

50. Зайцев К. И. Метод исследования диэлектрических характеристик сильно поглощающих сред и биологических тканей в терагерцовой импульсной спектроскопии: диссертация на соискание степени кандидата технических наук. – Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана. – 2016, 164 с.

51. Chiu C.-M., Chen H.-W., Huang Y.-R., Hwang Y.-J., Lee W.-J., Huang H.-Y., Sun C.-K. All-terahertz fiber-scanning near-field microscopy // Optics Letters. – 2009. – Vol. 34, no. 7. – P. 1084–1086.

52. Minin I. V., Minin O. V., Katyba G.M., Chernomyrdin N. V., Kurlov V.N., Zaytsev K.I., Yue L., Wang Z., Christodoulides D.N. Experimental observation of a photonic hook // Applied Physics Letters. – 2019. – Vol. 114. – P. 031105.

53. Andrews S.R. Microstructured terahertz waveguides // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – Vol. 47, no. 37. – P. 374004.

54. Li J., Ma T., Nallapan K., Guerboukha H., Skorobogatiy M. 3D printed hollow core terahertz Bragg waveguides with defect layers for surface

sensing applications // Optics Express. – 2017. – Vol. 25, no. 4. – P. 4126–4144.

55. Bhatt S.R.J., Bhatt P., Deshmukh P., Sangala B.R., Satyanarayan M.N., Umesh G., Prabhu S.S. Resonant Terahertz InSb Waveguide Device for Sensing Polymers // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2016. – Vol. 37, no. 8. – P. 795–804.

56. Zhang L., Ren G.-J., Yao J.-Q. A new photonic crystal fiber gas sensor based on evanescent wave in terahertz wave band: Design and simulation // Optoelectronics Letters. – 2013. – Vol. 9, no. 6. – P. 438–440.

57. Nagel M., Richter F., Haring-Bolivar P., Kurz H. A functionalized THz sensor for marker-free DNA analysis // Physics in Medicine and Biology. – 2003. – Vol. 48, no. 22. – P. 3625–3636.

58. Haring P., Nagel M., Richter F., Brucherseifer M., Kurz H., Bosserhoff A., Büttner R. Label-free THz sensing of genetic towards ’ THz biochips ’ // Philosophical Transactions of the Royal Society A. – 2004. – Vol. 362. – P. 323–335.

59. Markides C., Themistos C., Tanvir H., Rahman B.M.A., Grattan K.T. V. Multimode interference 3 dB splitters in hollow core metallic waveguides for low-loss THZ wave transmission // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. – 2013. – Vol. 19, no. 1. – P. 8500606.

60. Mazhorova A., Markov A., Ng A., Chinnappan R., Skorobogata O., Zourob M., Skorobogatiy M. Label-free bacteria detection using evanescent mode of a suspended core terahertz fiber // Optics Express. – 2012. – Vol. 20, no. 5. – P. 5344–5355.

61. Ryou A., Simon J. Active cancellation of acoustical resonances with an FPGA FIR filter // Review of Scientific Instruments. – 2017. – Vol. 88, no. 1. – P. 013101.

62. Mounted Terahertz Lenses [Electronic resource]. URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=11693 (accessed: 20.03.2020).

63. Линзы для ТГц диапазона [Electronic resource]. URL:

https://lenlasers.ru/catalog/izmeritelnoe-tekhnologicheskoe/terogercevaya-tehnika/11441_linzy_dlya_tgts_diapazona/ (accessed: 20.03.2020).

64. Chernomyrdin N. V, Frolov M.E., Lebedev S.P., Reshetov I. V., Spektor I.E., Tolstoguzov V.L., Karasik V.E., Khorokhorov A.M., Koshelev K.I., Schadko A.O., Yurchenko S.O., Zaytsev K.I. Wide-aperture aspherical lens for high-resolution terahertz imaging // Review of Scientific Instruments. – 2017. – Vol. 88, no. 1. – P. 14703.

65. Chernomyrdin N. V, Schadko A.O., Lebedev S.P., Tolstoguzov V.L., Kurlov V.N., Reshetov I. V., Spektor I.E., Skorobogatiy M., Yurchenko S.O., Zaytsev K.I. Solid immersion terahertz imaging with sub-wavelength resolution // Applied Physics Letters. – 2017. – Vol. 110, no. 22. – P. 221109.

66. Rogalin V.E., Kaplunov I.A., Kropotov G.I. Optical Materials for the THz Range // Optics and Spectroscopy. – 2018. – Vol. 125, no. 6. – P. 1053–1064.

67. Grischkowsky D., Keiding S., van Exter M., Fattinger C. Far-infrrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors // Journal of the Optical Society of America B. – 1990. – Vol. 7, no. 10. – P. 2006–2015.

68. Командин Г.А. Механизмы формирования спектрального отклика твердотельных диэлектриков в терагерцовой области частот: диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук. – Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН. – 2013. 338 с.

69. Винокуров Н.А., Шевченко О.А. Лазеры на свободных электронах и их разработка в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН // Успехи физических наук. – 2018. – Т. 188, № 5. – С. 493–507.

70. Giuliano B.M., Gavdush A.A., Müller B., Zaytsev K.I., Grassi T., Ivlev A. V., Palumbo M.E., Baratta G.A., Scirè C., Komandin G.A., Yurchenko S.O., Caselli P. Broadband spectroscopy of astrophysical ice analogues // Astronomy & Astrophysics. – 2019. – Vol. 629. – P. A112.

71. Chernomyrdin N. V., Kucheryavenko A.S., Zaytsev K.I., Kolontaeva G.S., Katyba G.M., Karalkin P.A., Smolyanskaya O.A., Karasik V.E., Minin O. V., Parfenov V.A., Gryadunova A.A., Norkin N.E., Minin I. V,

Smolyanskaya O.A., Minin O. V., Minin I. V, Karasik V.E., Zaytsev K.I. A potential of terahertz solid immersion microscopy for visualizing sub-wavelength-scale tissue spheroids // Proceedings of SPIE. – 2018. – Vol. 10677. – P. 106771Y.

72. Dai J., Zhang J., Zhang W., Grischkowsky D. Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon // Journal of the Optical Society of America B. – 2004. – Vol. 21, no. 7. – P. 1379–1386.

73. Yashchyshyn Y., Modelski J., Godziszewski K., Bajurko P., Pawlikowska E., Bogdanska B., Bobryk E., Szafran M. Emerging ferroelectric ceramic-polymer composites for sub-THz tunable devices // Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, APMC. – 2013. – P. 206–208.

74. Nazarov M.M., Khaydukov E. V., Savelyev A.G., Sokolov V.I., Akhmanov A.S., Shkurinov A.P., Panchenko V.Y. Terahertz response of a polymer composite with high concentration of silicon micro- and nanoparticles // Nanotechnologies in Russia. – 2015. – Vol. 10, no. 3–4. – P. 247–253.

75. Nakanishi A., Satozono H. Terahertz optical properties of wood–plastic composites // Applied Optics. – 2020. – Vol. 59, no. 4. – P. 904–909.

76. Wichmann M., Mondol A.S., Kocic N., Lippert S., Probst T., Schwerdtfeger M., Schumann S., Hochrein T., Heidemeyer P., Bastian M., Bastian G., Koch M. Terahertz plastic compound lenses // Applied Optics. – 2013. – Vol. 52, no. 18. – P. 4186–4191.

77. Guerboukha H., Yan G., Skorobogata O., Skorobogatiy M. Silk foam terahertz waveguides // Advanced Optical Materials. – 2014. – Vol. 2, no. 12. – P. 1181–1192.

78. Zhang J., Grischkowsky D. Terahertz time-domain spectroscopy study of silica aerogels and adsorbed molecular vapors // Journal of Physical Chemistry B. – 2004. – Vol. 108, no. 48. – P. 18590–18600.

79. Simovski C.R., Belov P.A., Atrashchenko A. V., Kivshar Y.S. Wire metamaterials: Physics and applications // Advanced Materials. – 2012. – Vol. 24, no. 31. – P. 4229–4248.

80. Savini G., Ade P.A.R., Zhang J. A new artificial material approach for flat THz frequency lenses // Optics Express. – 2012. – Vol. 20, no. 23. – P. 25766–25773.

81. Tuniz A., Kuhlmey B.T., Lwin R., Wang A., Anthony J., Leonhardt R., Fleming S.C. Drawn metamaterials with plasmonic response at terahertz frequencies // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 96. – P. 191101.

82. Bingham C.M., Tao H., Liu X., Averitt R.D., Zhang X., Padilla W.J. Planar wallpaper group metamaterials for novel terahertz applications // Optics Express. – 2008. – Vol. 16, no. 23. – P. 18565–18575.

83. Choi M., Lee S.H., Kim Y., Kang S.B., Shin J., Kwak M.H., Kang K.Y., Lee Y.H., Park N., Min B. A terahertz metamaterial with unnaturally high refractive index // Nature. – 2011. – Vol. 470, no. 7334. – P. 369–373.

84. Komlenok M.S., Lebedev S.P., Komandin G.A., Piqué A., Konov V.I. Fabrication and electrodynamic properties of all-carbon terahertz planar metamaterials by laser direct-write // Laser Physics Letters. – 2018. – Vol. 15. – P. 036201.

85. Burdanova M.G., Tsapenko A.P., Satco D.A., Kashtiban R., Mosley C.D.W., Monti M., Staniforth M., Sloan J., Gladush Y.G., Nasibulin A.G., Lloyd-Hughes J. Efficient ultrafast THz modulators based on negative photoconductivity in controllably doped carbon nanotubes // International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz. IEEE, – 2019. – Vol. 2019–09. – P. 1.

86. Гайдученко И.А. Асимметричные устройства на основе углеродных нанотрубок и графена как детекторы терагерцового диапазона: диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук. Московский физико-технический институт, – 2019. 192 p.

87. Nielsen K., Rasmussen H.K., Adam J.L., Paul C., Planken M., Bang O., Jepsen P.U. Bendable , low-loss Topas fibers for the terahertz frequency range // Optics Express. – 2009. – Vol. 17, no. 10. – P. 8592–8601.

88. Jin Y.S., Kim G.J., Jeon S.G. Terahertz dielectric properties of polymers // Journal of the Korean Physical Society. – 2006. – Vol. 49, no. 2. – P. 513–517.

89. Cunningham P.D., Valdes N.N., Vallejo F.A., Hayden L.M., Polishak B., Zhou X.H., Luo J., Jen A.K.Y., Williams J.C., Twieg R.J. Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials // Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 109. – P. 043505.

90. Auston D.H., Johnson A.M., Smith P.R., Bean J.C. Picosecond optoelectronic detection, sampling, and correlation measurements in amorphous semiconductors // Applied Physics Letters. – 1980. – Vol. 37, no. 4. – P. 371–373.

91. Ketchen M.B., Grischkowsky D., Chen T.C., Chi C.C., Duling I.N., Halas N.J., Halbout J.M., Kash J.A., Li G.P. Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines // Applied Physics Letters. – 1986. – Vol. 48, no. 12. – P. 751–753.

92. Mcgowan R.W., Gallot G., Grischkowsky D. Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides // Optics Letters. – 1999. – Vol. 24, no. 20. – P. 1431–1433.

93. Bowden B., Harrington J.A., Mitrofanov O. Fabrication of terahertz hollow-glass metallic waveguides with inner dielectric coatings // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 104. – P. 093110.

94. Jamison S.P., McGowan R.W., Grischkowsky D. Single-mode waveguide propagation and reshaping of sub-ps terahertz pulses in sapphire fibers // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 76, no. 15. – P. 1987–1989.

95. Gallot G., Jamison S.P., Mcgowan R.W., Grischkowsky D. Terahertz waveguides // Journal of the Optical Society of America B. – 2000. – Vol. 17, no. 5. – P. 851–863.

96. Wang K., Mittleman D.M. Metal wires for terahertz wave guiding // Nature. – 2004. – Vol. 432. – P. 376.

97. Chen L.-J., Chen H.-W., Kao T.-F., Lu J.-Y., Sun C.-K. Low-loss subwavelength plastic fiber for terahertz waveguiding // Optics Letters. – 2006. – Vol. 31, no. 3. – P. 308–310.

98. Bao H., Nielsen K., Bang O., Jepsen P.U. Dielectric tube waveguides with

absorptive cladding for broadband, low-dispersion and low loss THz guiding // Scientific Reports. – 2015. – Vol. 5. – P. 7620.

99. Nazarov M.M., Shilov A. V., Bzheumikhov K.A., Margushev Z.C., Sokolov V.I., Sotsky A.B., Shkurinov A.P. Eight-Capillary Cladding THz Waveguide With Low Propagation Losses and Dispersion // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2018. – Vol. 8, no. 2. – P. 183–191.

100. Anthony J., Leonhardt R., Leon-saval S.G., Argyros A. THz propagation in kagome hollow-core microstructured fibers // Optics Express. – 2011. – Vol. 19, no. 2. – P. 18470–18478.

101. Ma T., Guerboukha H., Girard M., Squires A.D., Lewis R.A. 3D Printed Hollow-Core Terahertz Optical Waveguides with Hyperuniform Disordered Dielectric Reflectors // Advanced Optical Materials. – 2016. – Vol. 4, no. 12. – P. 2085–2094.

102. Mendis R., Grischkowsky D. Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses // Optics Letters. – 2001. – Vol. 26, no. 11. – P. 846–848.

103. Zhang J., Grischkowsky D. Waveguide terahertz time-domain spectroscopy of nanometer water layers // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29, no. 14. – P. 1617–1619.

104. Mendis R., Mittleman D.M. An investigation of the lowest-order transverse-electric (TE_1) mode of the parallel-plate waveguide for THz pulse propagation // Journal of the Optical Society of America B. – 2009. – Vol. 26, no. 9. – P. A6–A13.

105. Лебедев В.И. Техника и приборы СВЧ. 2nd ed. / ed. Н.Д. Девятков. Москва: Издательство “Высшая школа,” – 1970. 440 p.

106. Goubau G. Surface waves and their application to transmission lines // Journal of Applied Physics. – 1950. – Vol. 21, no. 11. – P. 1119–1128.

107. Wang K., Mittleman D.M. Guided propagation of terahertz pulses on metal wires // Journal of the Optical Society of America B. – 2005. – Vol. 22, no. 9. – P. 55–68.

108. Tuniz A., Kaltenecker K.J., Fischer B.M., Walther M., Fleming S.C., Argyros A., Kuhlmey B.T. Metamaterial fibres for subdiffraction imaging and focusing at terahertz frequencies over optically long distances // Nature Communications. – 2013. – Vol. 4. – P. 2706.

109. Markov A., Guerboukha H., Skorobogatiy M. Hybrid metal wire–dielectric terahertz waveguides: challenges and opportunities // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – Vol. 31, no. 11. – P. 2587–2600.

110. Nick J.C. van der V., Planken P.C.M. Effect of a dielectric coating on terahertz surface plasmon polaritons on metal wires // Applied Physics Letters. – 2005. – Vol. 87. – P. 071106.

111. Wächter M., Nagel M., Kurz H. Frequency-dependent characterization of THz Sommerfeld wave propagation on single-wires // Optics Express. – 2005. – Vol. 13, no. 26. – P. 10815–10822.

112. Mbonye M.K., Mendis R., Mittleman D.M. A terahertz two-wire waveguide with low bending loss // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 95. – P. 233506.

113. Markov A., Skorobogatiy M. Two-wire terahertz fibers with porous dielectric support // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, no. 10. – P. 12728–12743.

114. Markov A. Practical Microstructured and Plasmonic Terahertz Waveguides: Ph.D. Thesis. Ecole Polytechnique de montreal. – 2015. 142 p.

115. Zhu P., Jafari R., Jones T., Trebino R. Complete measurement of spatiotemporally complex multi-spatial-mode ultrashort pulses from multimode optical fibers using delay-scanned wavelength-multiplexed holography // Optics Express. – 2017. – Vol. 25, no. 20. – P. 24015–24032.

116. van Heel A.C.S. A new method of transporting optical images without aberrations // Nature. – 1954. – Vol. 4392. – P. 39–40.

117. Yeh C., Shimabukuro F., Stanton P., Jamnejad V., Imbriale W., Manshadi F. Communication at millimetre-submillimetre wavelengths using a ceramic ribbon // Nature. – 2000. – Vol. 404. – P. 584–588.

118. Yeh C., Shimabukuro F.I., Chu J. Ultralow loss dielectric ribbon waveguide for millimeter/submillimeter waves // Applied Physics Letters. – 1989. – Vol. 54, no. 12. – P. 1183–1185.

119. Birch R., Dromey J.D., Lisurf J. The optical constants of some common low-loss polymers between 4 and 40 cm−1 // Infrared Physics. – 1981. – Vol. 21, no. 4. – P. 225–228.

120. D'Angelo F., Bonn M., Gente R., Koch M., Turchinovich D. Ultra-broadband THz time-domain spectroscopy of common polymers with THz air-photonics // Optics Express. – 2014. – Vol. 22, no. 10. – P. 12475–12485.

121. Roychoudhuri C. Fundamentals of Photonics // SPIE. Bellingham, WA: University of Connecticut, – 2008. 418 p.

122. Chen H.-W., Li Y.-T., Pan C.-L., Kuo J.-L., Lu J.-Y., Chen L.-J., Sun C.-K. Investigation on spectral loss characteristics of subwavelength terahertz fibers // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32, no. 9. – P. 1017–1019.

123. You B., Lu J.-Y. Terahertz Fiber Sensing // Terahertz Spectroscopy - A Cutting Edge Technology / ed. J. Uddin. – 2017. – P. 64–81.

124. Ma T., Markov A., Wang L., Skorobogatiy M. Graded index porous optical fibers – dispersion management in terahertz range // Optics Express. – 2015. – Vol. 23, no. 6. – P. 7856–7869.

125. Harrington J.A. A review of IR transmitting, hollowwaveguides // Fiber and Integrated Optics. – 2000. – Vol. 19, no. 3. – P. 211–227.

126. Hidaka T., Minamide H., Ito H., Maeta S., Akiyama T. Ferroelectric PVDF cladding THz waveguide // Optical Information, Data Processing and Storage, and Laser Communication Technologies. – 2003. – Vol. 5135, no. 2. – P. 70–77.

127. Harrington J.A., George R., Pedersen P., Mueller E. Hollow polycarbonate waveguides with inner Cu coatings for delivery of terahertz radiation // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, no. 21. – P. 5263–5268.

128. George R.J., Harrington J.A. New coatings for metal-dielectric hollow

waveguides // Proceedings of SPIE. – 2002. – Vol. 4616. – P. 129–134.

129. Duguay M.A., Kokubun Y., Koch T.L., Pfeiffer L. Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO2-Si multilayer structures // Applied Physics Letters. – 1986. – Vol. 49, no. 1. – P. 13–15.

130. Lai C.-H., You B., Lu J.-Y., Liu T.-A., Peng J.-L., Sun C.-K., Chang H.-C. Modal characteristics of antiresonant reflecting pipe waveguides for terahertz waveguiding // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, no. 1. – P. 309–322.

131. Katyba G.M., Zaytsev K.I., Shikunova I.A., Rossolenko S.N., Chernomyrdin N. V., Karasik V.E., Mukhina E.E., Reshetov I. V., Yurchenko S.O., Kurlov V.N. Terahertz waveguides based on multichannel sapphire shaped crystals // Proceedings of SPIE. – 2016. – Vol. 9993. – P. 99930I.

132. Nazarov M., Shilov A., Margushev Z., Bzheumikhov K., Ozheredov I., Angeluts A., Sotsky A., Shkurinov A. A flexible terahertz waveguide for delivery and filtering of quantum-cascade laser radiation // Applied Physics Letters. – 2018. – Vol. 113, no. 13. – P. 131107.

133. Setti V., Vincetti L., Argyros A. Flexible tube lattice fibers for terahertz applications // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, no. 3. – P. 3388–3399.

134. Yin D., Schmidt H., Barber J.P., Hawkins A.R. Integrated ARROW waveguides with hollow cores // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, no. 12. – P. 2710–2715.

135. Litchinitser N.M., Dunn S.C., Usner B., Eggleton B.J., White T.P., McPhedran R.C., de Sterke C.M. Resonances in microstructured optical waveguides // Optics Express. – 2003. – Vol. 11, no. 10. – P. 1243–1251.

136. Kawanishi T., Izutsu M. Coaxial periodic optical waveguide // Optics Express. – 2000. – Vol. 7, no. 1. – P. 10–22.

137. Skorobogatiy M., Dupuis A. Ferroelectric all-polymer hollow Bragg fibers for terahertz guidance // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 90, no. 11. – P. 2005–2008.

138. Dupuis A., Stoeffler K., Ung B., Dubois C., Skorobogatiy M. Transmission

measurements of hollow-core THz Bragg fibers // Journal of the Optical Society of America B. – 2011. – Vol. 28, no. 4. – P. 896–907.

139. Johnson S., Ibanescu M., Skorobogatiy M., Weisberg O., Engeness T., Soljacic M., Jacobs S., Joannopoulos J., Fink Y. Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers // Optics Express. – 2001. – Vol. 9, no. 13. – P. 748–779.

140. Engeness T., Ibanescu M., Johnson S., Weisberg O., Skorobogatiy M., Jacobs S., Fink Y. Dispersion tailoring and compensation by modal interactions in OmniGuide fibers // Optics Express. – 2003. – Vol. 11, no. 10. – P. 1175–1196.

141. Li J., Qu H., Skorobogatiy M. Squeezed hollow-core photonic Bragg fiber for surface sensing applications // Optics Express. – 2016. – Vol. 24, no. 14. – P. 15687–15701.

142. MacInnes P., Konoplev I. V., Cross A.W., Phelps A.D.R., Ronald K. Transmission Profiling of Phase Shifted 1D Bragg Reflectors in Standard and Coaxial Waveguide // IRMMW-THz2007 - Conference Digest of the Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimetre Waves, and 15th International Conference on Terahertz Electronics. – 2007. – Vol. 4516400. – P. 71–72.

143. Cao Y., Nallappan K., Guerboukha H., Gervais T., Skorobogatiy M. Additive manufacturing of resonant fluidic sensors based on photonic bandgap waveguides for terahertz applications // Optics Express. – 2019. – Vol. 27, no. 20. – P. 27663–27681.

144. Geng Y.F., Tan X.L., Wang P., Yao J.Q. Transmission loss and dispersion in plastic terahertz photonic band-gap fibers // Applied Physics B: Lasers and Optics. – 2008. – Vol. 91, no. 2. – P. 333–336.

145. Vincetti L. Hollow core photonic band gap fibers for THz applications // Microwave and Optical Technology Letters. – 2009. – Vol. 51, no. 7. – P. 1711–1714.

146. Ren G., Gong Y., Shum P., Yu X., Hu J. Polarization maintaining air-core bandgap fibers for terahertz wave guiding // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2009. – Vol. 45, no. 5. – P. 506–513.

147. Nielsen K., Rasmussen H.K., Jepsen P.U., Bang O. Porous-core honeycomb bandgap THz fiber // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36, no. 5. – P. 666–668.

148. Ma T. Practical terahertz waveguides for advanced light management: Ph.D. Thesis. Ecole Polytechnique de Montreal. – 2017. 124 p.

149. Ung B., Mazhorova A., Dupuis A., Rozé M. Polymer microstructured optical fibers for terahertz wave guiding // Optics Express. – 2011. – Vol. 19, no. 26. – P. 848–861.

150. Dupuis A., Mazhorova A., Désévédavy F., Rozé M., Skorobogatiy M. Spectral characterization of porous dielectric subwavelength THz fibers fabricated using a microstructured molding technique // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, no. 13. – P. 13813–13828.

151. Tao G., Stolyarov A.M., Abouraddy A.F. Multimaterial Fibers // International Journal of Applied Glass Science. – 2012. – Vol. 3, no. 4. – P. 349–368.

152. Alexander A., Bassett I.M., van Eijkelenborg M.A., Large M.C.J., Zagari J., Nicorovici N.A.P., McPhedran R.C., de Sterke C.M. Ring structures in microstructured polymer optical fbres // Optics Express. – 2001. – Vol. 9, no. 13. – P. 813–820.

153. Argyros A. Microstructures in Polymer Fibres for Optical Fibres, THz Waveguides, and Fibre-Based Metamaterials // ISRN Optics. – 2013. – Vol. 2013. – P. 1–22.

154. Ebendorff-Heidepriem H., Monro T.M., van Eijkelenborg M.A., Large M.C.J. Extruded high-NA microstructured polymer optical fibre // Optics Communications. – 2007. – Vol. 273, no. 1. – P. 133–137.

155. Zhang Y., Li K., Wang L., Ren L., Zhao W., Miao R., C. J. Large M., van Eijkelenborg M.A. Casting preforms for microstructured polymer optical fibre fabrication // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, no. 12. – P. 5541–5547.

156. Singh N., Tuniz A., Lwin R., Atakaramians S., Argyros A., Fleming S.C., Kuhlmey B.T. Fiber-drawn double split ring resonators in the terahertz range // Optical Materials Express. – 2012. – Vol. 2, no. 9. – P. 1254–1259.

157. Chalmers B., LaBelle H.E., Mlavsky A.I. Edge-defined, film-fed crystal growth // Journal of Crystal Growth. – 1972. – Vol. 13–14. – P. 84–87.

158. Степанов А.В. Будущее металлообработки. Ленинград: Лениздат, – 1963. 131 p.

159. Kurlov V.N., Rossolenko S.N., Abrosimov N. V., Lebbou K. Crystal growth processes based on capillarity: Czochralski, floating zone, shaping and crucible techniques. Chapter 5. Shaped crystal growth. United Kingdom: John Wiley & Sons, – 2010. 277–354 p.

160. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1966. – Vol. 14, no. 3. – P. 302–307.

161. Lumerical Mode Solutions [Electronic resource]. URL: https://www.lumerical.com/products/mode/ (accessed: 06.03.2020).

162. Zhu Z., Brown T. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers // Optics Express. – 2002. – Vol. 10, no. 17. – P. 853–864.

163. Yu W., Mittra R. A conformal finite difference time domain technique for modeling curved dielectric surfaces // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. – 2001. – Vol. 11, no. 1. – P. 25–27.

164. Zhao Y., Hao Y. Finite-difference time-domain study of guided modes in nano-plasmonic waveguides // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2007. – Vol. 55, no. 11 I. – P. 3070–3077.

165. Gedney S.D., Zhao B. An auxiliary differential equation formulation for the complex-frequency shifted PML // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2010. – Vol. 58, no. 3. – P. 838–847.

166. Zaytsev K.I., Katyba G.M., Kurlov V.N., Shikunova I.A., Karasik V.E., Yurchenko S.O. Terahertz Photonic Crystal Waveguides Based on Sapphire Shaped Crystals // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2016. – Vol. 6, no. 4. – P. 576–582.

167. Kaisik D., Turek I., Martinsek I., Canning J., Issa N.A., Lyytikainen K.

Intermodal interference in a photonic crystal fibre // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, no. 15. – P. 3465–3470.

168. Zaytsev K.I., Katyba G.M., Kurlov V.N., Shikunova I.A., Mukhina E.E., Kudrin K.G., Reshetov I. V., Karasik V.E., Yurchenko S.O. Numerical simulation of terahertz-wave propagation in photonic crystal waveguide based on sapphire shaped crystal // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 673, no. 1. – P. 012001.

169. Oughstun K., Cartwright N. On the Lorentz-Lorenz formula and the Lorentz model of dielectric dispersion: addendum // Optics Express. – 2003. – Vol. 11, no. 13. – P. 1541–1546.

170. Dolgov O. V., Kirzhnits D.A., Maksimov E.G. On an admissible sign of the static dielectric function of matter // Reviews of Modern Physics. – 1981. – Vol. 53, no. 1. – P. 81–93.

171. Kurlov V.N., Rossolenko S.N. Growth of shaped sapphire crystals using automated weight control // Journal of Crystal Growth. – 1997. – Vol. 173, no. 3–4. – P. 417–426.

172. Abrosimov N. V., Kurlov V.N., Rossolenko S.N. Automated control of Czochralski and shaped crystal growth processes using weighing techniques // Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. – 2003. – Vol. 46, no. 1–2. – P. 1–57.

173. Курлов В.Н. Управление формой и свойствами профилированных кристаллов сапфира в процессе их выращивания: диссертация на соискание степени доктора технических наук. Институт Физики Твердого Тела РАН, – 2003. 238 с.

174. Katyba G.M., Zaytsev K.I., Rossolenko S.N., Shikunova I.A., Shikunov S.L., Stryukov D.O., Yurchenko S.O., Kurlov V.N. Technological aspects of manufacturing terahertz photonic crystal waveguides based on sapphire shaped crystals // Proseedings of SPIE. – 2017. – Vol. 10333. – P. 103331C.

175. Satunkin G.A., Rossolenko S.N., Kurlov V.N., Red’kin B.S., Tatarchenko V.A., Avrutik A.M., Tuflin Y.A. Algorithm for the Transitional Portions during the CZ Crystal Growth Using a Computer Control // Crystal Research and Technology. – 1986. – Vol. 21, no. 10. – P. 1257–1264.

176. Kurlov V.N., Epelbaum B.M. EFG growth of sapphire tubes upto 85 mm in diameter // Journal of Crystal Growth. – 1998. – Vol. 187, no. 1. – P. 107–110.

177. М. В. Классен-Неклюдова Х.С.Б. Рубин и сапфир. Наука. Москва, – 1974. 236 с.

178. Rossolenko S.N., Shikunova I.A., Katyba G.M., Zaytsev K.I., Kurlov V.N. Growth of sapphire shaped crystals by the noncapillary shaping (NCS) technique // Concept, Property and Application of Micro/Nanostructured Materials. Nova Publishers, – 2018. – P. 107–127.

179. Rossolenko S.N., Katyba G.M., Dolganova I.N., Shikunova I.A., Stryukov D.O., Zaitsev K.I., Kurlov V.N. Numerical Analysis of Liquid Menisci in the EFG Technique / Ed. Glebovsky V. Chapter in book: Crystal Growth. London: IntechOpen, – 2019. P. 1–21.

180. Стрюков Д.О., Шикунова И.А., Курлов В.Н. Устройство для выращивания из расплава тугоплавких волокон со стабилизацией их диаметра: Патент РФ на изобретение № 2552436 от 26.10.2015.

181. Katyba G.M., Zaytsev K.I., Dolganova I.N., Shikunova I.A., Chernomyrdin N. V., Yurchenko S.O., Komandin G.A., Reshetov I. V., Nesvizhevsky V. V., Kurlov V.N. Sapphire Shaped Crystals for Waveguiding, Sensing, and Exposure Applications // Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials. Elsevier, – 2018. – Vol. 64, no. 4. – P. 131–151.

182. Zaytsev K.I., Gavdush A.A., Karasik V.E., Nosov P.A. Accuracy of sample material parameters reconstruction using terahertz pulsed spectroscopy // Journal of Applied Physics. – 2014. – Vol. 115. – P. 193105.

183. Zaytsev K.I., Gavdush A.A., Chernomyrdin N. V, Yurchenko S.O. Highly Accurate in Vivo Terahertz Spectroscopy of Healthy Skin : Variation of Refractive Index and Absorption Coefficient Along the Human Body // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015. – Vol. 5, no. 5. – P. 817–827.

184. Golay M.J.E. Theoretical consideration in heat and infra-red detection, with particular reference to the pneumatic detector // Review of Scientific Instruments. – 1947. – Vol. 18, no. 5. – P. 347–356.

185. Anthony J., Leonhardt R., Argyro A. Hybrid hollow core fibers with embedded wires as THz waveguides // Optics Express. – 2013. – Vol. 21, no. 3. – P. 10815–10822.

186. Naftaly M., Dudley R. Methodologies for determining the dynamic ranges and signal-to-noise ratios of terahertz time-domain spectrometers // Optics Letters. – 2009. – Vol. 34, no. 8. – P. 1213–1215.

187. Ito K., Katagiri T., Matsuura Y. Analysis of transmission properties of terahertz hollow-core optical fiber by using time-domain spectroscopy and application for remote spectroscopy // Journal of the Optical Society of America B. – 2017. – Vol. 34, no. 1. – P. 60–65.

188. Strutz T. Data Fitting and Uncertainty (A practical introduction to weighted least squares and beyond). Springer Vieweg, – 2011. 244 p.

189. Katyba G.M., Kurlov V.N., Zaytsev K.I. High-temperature terahertz intrawaveguide spectroscopy using hollow-core sapphire photonic crystal waveguide // Proceedings of SPIE. – 2019. – Vol. 11065. – P. 110651E.

190. Катыба Г.М., Шикунова И.А., Долганова И.Н., Курлов В.Н., Зайцев К.И. Сапфировая ячейка для внутриволноводной терагерцовой спектроскопии: Патент РФ на полезную модель № 186068 от 29.12.2018.

191. Gorelik V.S., Pyatyshev A.Y., Krylov A.S. Raman scattering in sodium nitrite crystals near the phase transition // Physics of the Solid State. – 2016. – Vol. 58, no. 1. – P. 170–176.

192. Berg R.W., Kerridge D.H., Larsen P.H. NaNO2 + NaNO3 phase diagram: New data from DSC and raman spectroscopy // Journal of Chemical and Engineering Data. – 2006. – Vol. 51, no. 1. – P. 34–39.

193. Катыба Г.М., Шикунова И.А., Долганова И.Н., Курлов В.Н., Зайцев К.И. Способ внутриволноводной терагерцовой интерферометрии и сапфировая ячейка для его реализации: Патент РФ на изобретение № 2690319 от 31.05.2019.

194. Skorobogatiy M. Microstructured and Photonic Bandgap Fibers for Applications in the Resonant Bio- and Chemical Sensors // Journal of Sensors / ed. Riziotis C. Hindawi Publishing Corporation, – 2009. – Vol.

2009. – P. 524237.

195. Zaytsev K.I., Katyba G.M., Chernomyrdin N. V., Dolganova I.N., Kucheryavenko A.S., Rossolenko A.N., Tuchin V.V., Kurlov V.N., Skorobogatiy M. Overcoming the Abbe Difraction Limit Using a Bundle of Metal-Coated High-Refractive-Index Sapphire Optical Fibers // Advanced Optical Materials. – 2020. – № 2000307.

196. Katyba G.M., Chernomyrdin N. V., Dolganova I.N., Pronin A.A., Minin I. V. Step-index sapphire fiber and its application in a terahertz near-field microscopy // Proceedings of SPIE. – 2019. – Vol. 11164. – P. 111640G.

197. Chernomyrdin N. V., Katyba G.M., Gavdush A.A., Frolov T., Dolganova I.N., Kurlov V.N., Zaytsev K.I. Terahertz transmission-mode near-field scanning-probe microscope based on a flexible sapphire fiber // Proceedings of SPIE. – 2019. – Vol. 11088. – P. 110880I.

198. Yue L., Minin O. V., Wang Z., Monks J.N., Shalin A.S., Minin I. V. Photonic hook: a new curved light beam // Optics Letters. – 2018. – Vol. 43, no. 4. – P. 771–774.

199. Katyba G.M., Dolganova I.N., Zaytsev K.I., Kurlov V.N. Sapphire Single-Crystal Waveguides and Fibers for THz Frequency Range // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2020. – Vol. 14, No. 3. – P. 437-439.

200. Minin O.V., Minin I.V., Zaytsev K.I., Katyba G.M., Kurlov V.N., Yue L., Wang Z. Electromagnetic field localization behind a mesoscale dielectric particle with a broken symmetry: a photonic hook phenomenon // Proceedings of SPIE. – 2020. – Vol. 11368. – P. 1136807.

201. Luk’yanchuk B.S., Paniagua-Domínguez R., Minin I., Minin O., Wang Z. Refractive index less than two: photonic nanojets yesterday, today and tomorrow [Invited] // Optical Materials Express. – 2017. – Vol. 7, no. 6. – P. 1820.