

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр Институт общей физики
им. А.М. Прохорова Российской академии наук

На правах рукописи



Черномырдин Никита Викторович

**ТЕРАГЕРЦОВАЯ МИКРОСКОПИЯ
СУБВОЛНОВОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ
НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ИММЕРСИИ**

Специальность 01.04.05 – «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат технических наук
Зайцев Кирилл Игоревич

Москва – 2021

Содержание

	Стр.
Введение.....	6
ГЛАВА 1. Анализ проблемы повышения пространственного разрешения ТГц изображающих систем.....	18
1.1. ТГц электромагнитное излучение и особенности его взаимодействия с материальными средами	18
1.2. Приложения ТГц технологий	26
1.2.1. Применение методов ТГц спектроскопии и визуализации в различных областях науки и техники.....	27
1.2.2. ТГц технологии в медицинской диагностике	35
1.2.3. Проблемы, ограничивающие применение методов ТГц спектроскопии и визуализации в медицинской диагностике	37
1.3. Проблема повышения пространственного разрешения ТГц спектроскопии и визуализации биологических тканей	39
1.4. Анализ современных методов повышения пространственного разрешения ТГц изображающих систем	42
1.4.1. ТГц визуализация на основе широкоапертурной асферической оптики.....	43
1.4.2. Голография и имиджинг на основе синтеза апертуры.....	44
1.4.3. ТГц визуализация на основе фотонных струй	47
1.4.4. ТГц сканирующая зондовая ближнепольная микроскопия....	50
1.4.4.1. Ближнепольная ТГц микроскопия на основе субволновых апертур и волокон	50
1.4.4.2. Ближнепольная ТГц микроскопия на основе субволновых кантилеверов/игл	55

1.4.4.3. Комбинация принципов ближнепольной визуализации и кодирования апертуры в ТГц диапазоне	57
1.4.4.4. ТГц визуализация с помощью проволочных сред и жгутов волокон с высоким показателем преломления	59
1.5. Возможность повышения пространственного разрешения ТГц визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии	61
1.5.1. Пространственное разрешение оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии	68
1.6. Выводы к первой главе.....	72
ГЛАВА 2. Моделирование процесса формирования изображения объекта с помощью ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	74
2.1. Разработка ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	74
2.1.1. Разработка и оптимизация базового элемента оптической системы	79
2.1.1.1. Задание целевых оптических характеристик синглета	81
2.1.1.2. Задание и оптимизация асферических поверхностей синглета путем минимизации геометрических aberrаций	82
2.1.1.3. Оценка функции рассеяния синглета с учетом волновой природы света.....	85
2.1.2. Построение и анализ ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии	90
2.1.2.1. Выбор материала и геометрии иммерсионной линзы .	90
2.1.2.2. Оценка функции рассеяния ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии с учетом волновой природы света.....	91

2.1.2.3. Оценка допусков на продольную и поперечную разъюстировку элементов ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии	94
2.2. Оценка влияния оптических свойств исследуемого объекта на пространственное разрешение ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии	100
2.3. Оценка оптических свойств исследуемого объекта путем обработки данных ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии	104
2.5. Выводы ко второй главе.....	110
ГЛАВА 3. Экспериментальная реализация макетного образца ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	113
3.1. Разработка макетного образца ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	114
3.1.1. Разработка функциональной схемы ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	114
3.1.2. Экспериментальная реализация ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	122
3.1.2.1. Широкоапертурная асферическая линза	122
3.1.2.2. Гипополусфера из высокорезистивного кремния	125
3.1.2.3. Предметное окно из высокорезистивного кремния ...	125
3.1.2.4. Сборка и юстировка ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии	127
3.2. Программное обеспечение для экспериментального стенда	130
3.3. Исследования пространственного разрешения экспериментальной установки	133

3.4. Экспериментальное исследование зависимости пространственного разрешения ТГц микроскопа от оптических свойств объекта	143
3.5. Апробация разработанной системы на объектах различной природы	148
3.5.1. Визуализация электрических схем с помощью ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии.....	148
3.5.2. Визуализация листовых пластин растений	149
3.5.3. Визуализация клеточных сфероидов	151
3.5.4. Применение ТГц микроскопии на основе твердотельной иммерсии для решения задачи построения теории переноса ТГц излучения в тканях.....	153
3.5.5. Апробация метода оценки оптических свойств объекта исследования	159
3.5.6. Интраоперационная дифференциация новообразований и интактных тканей.....	161
3.6. Выводы к третьей главе.....	167
Общие выводы и заключение	171
Список сокращений	173
Список литературы	174
ПРИЛОЖЕНИЕ	205

Введение

Актуальность работы. Терагерцовая (ТГц) область спектра располагается в диапазоне частот от 0,1 до 10,0 ТГц [1]. Данный спектральный диапазон долгое время оставался малоизученным из-за отсутствия эффективной элементной базы. ТГц технологии стали активно развиваться во второй половине XX века. ТГц диапазон представляет интерес для различных приложений благодаря особенностям взаимодействия ТГц волн с веществом [1]. Частотная зависимость оптических свойств (комплексной диэлектрической проницаемости) вещества в ТГц диапазоне несет информацию о низкочастотных молекулярных колебаниях и структурных свойствах вещества [2]. ТГц излучение способно проникать на большую глубину в диэлектрические среды. Оно сильно поглощается водой и, соответственно, крайне чувствительно к содержанию и состоянию (свободная/связанная) воды в среде [3,4]. Это открывает большие перспективы применения ТГц технологий в различных областях науки и техники.

В последние десятилетия методы ТГц спектроскопии и визуализации находят все больше применений в исследовании фундаментальных физических свойств и явлений в конденсированных средах [5–7] и газах [8–10], в науках о материалах [11,12] и неразрушающем контроле композиционных сред и керамик [13–16], в задачах контроля качества химической [8,17–20] и фармацевтической [21–25] продукции. ТГц технологии нашли свои приложения в задачах обеспечения безопасности [26,27]. Тем не менее одной из наиболее перспективных областей применения ТГц техники является медицинская диагностика заболеваний организма человека [3,4]. Показано, что ТГц техника может применяться для диагностики доброкачественных и злокачественных новообразований различной нозологии и локализации [3], анализа гидратации и жизнеспособности тканей [28], диагностики травматических повреждений

[29,30], анализа гликированных биомолекул и тканей [31] и диагностики диабета [32]. ТГц излучение позволяет проникать на глубину порядка нескольких десятков или сотен микрометров в зависимости от частоты электромагнитной волны и типа тканей [3,4]. Поэтому ТГц инструменты позволяют изучать диэлектрический отклик приповерхностных слоев тканей, при этом в зависимости от типа доступа к исследуемым тканям методы ТГц диагностики разделяют на неинвазивные, минимально-инвазивные и интраоперационные [3].

Несмотря на отмеченный широкий спектр применений ТГц техники в медицинской диагностике, существует ряд проблем, сдерживающих ее внедрение в клиническую практику, среди которых особо отметим:

- низкую доступность, громоздкость и высокую стоимость элементной базы и инструментов ТГц оптоэлектроники;
- проблему поиска и разработки новых ТГц оптических материалов, включая материалы волноводной оптики ТГц диапазона;
- отсутствие верифицированных баз данных ТГц диэлектрических характеристик различных сред, в том числе биологических тканей в нормальном состоянии и при наличии патологии *ex vivo* и *in vivo* [4];
- небольшую глубину зондирования биологических тканей ТГц излучением;
- низкое пространственное разрешение традиционных линзовых и зеркальных ТГц оптических систем.

Последняя проблема ТГц техники остается особенно актуальной. Даже для самых широкоапертурных классических ТГц оптических систем пространственное разрешение не может превзойти дифракционный предел Аббе $\sim 0,5\lambda$ (λ – длина волны излучения в свободном пространстве). Учитывая сравнительно большие длины волн ТГц излучения, отмеченный физический предел в значительной степени ограничивает возможности современных методов ТГц визуализации. Пространственное разрешение ТГц

изображающей системы определяет как минимальный размер новообразования, которое может быть обнаружено с помощью ТГц волн, так и точность детектирования границ новообразования (и, соответственно, его полной резекции) в задачах интраоперационной диагностики.

Для повышения пространственного разрешения ТГц спектроскопии и визуализации отечественными и зарубежными научными группами в последние десятилетия предложены несколько подходов, включая:

- оптические системы на основе широкоапертурной асферической оптики [33–36];
- методы голографии и синтеза апертуры [37–39];
- оптические системы на основе фотонных струй [40] и фотонных крюков [41];
- методы сканирующей зондовой микроскопии на основе субволновых апертур (диафрагм) [42,43], кантилеверов (металлических зондов) [44,45];
- методы визуализации на основе проволочных сред (wire media) [46–48].

Для перечисленных методов характерен ряд недостатков. Они зачастую являются инструментами исключительно лабораторных исследований, так как имеют низкую энергетическую эффективность и используют громоздкие и дорогостоящие источники и детекторы ТГц волн. Более того, большинство из перечисленных подходов невозможно применить для исследования аморфных сред и мягких биологических тканей, что затрудняет их использование в биомедицинских приложениях. Таким образом, разработка новых методов ТГц визуализации, преодолевающих дифракционный предел Аббе и применимых для исследования мягких биологических тканей, представляется весьма актуальным направлением исследования.

Перспективный подход к повышению пространственного разрешения ТГц визуализации может быть основан на эффекте твердотельной иммерсии, позволяющем уменьшить размеры каустики пучка за счет его фокусировки в

свободном пространстве, на небольшом расстоянии ($< \lambda$) позади диэлектрической среды с высоким показателем преломления – n [49], при этом в формировании каустики участвуют эванесцентные волны полного внутреннего отражения. Этот эффект позволяет в n раз уменьшить размер каустики по сравнению с классической фокусировкой пучка в свободном пространстве. Эффект твердотельной иммерсии позволяет повысить пространственное разрешение и преодолеть дифракционный предел Аббе без использования субволновых апертур и кантилеверов в оптической схеме микроскопа, что обеспечивает высокую энергетическую эффективность данного принципа визуализации. В то же время метод визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии до сих пор не был реализован в ТГц диапазоне. Более того, затруднительным представляется его применение для визуализации мягких биологических тканей из-за трудностей фиксации исследуемого объекта на небольшом расстоянии позади материала с высоким n . Ввиду отмеченного актуальной представляется задача разработки системы ТГц микроскопии, реализующей эффект твердотельной иммерсии, а также ее адаптация для визуализации аморфных сред и мягких биологических тканей.

Цель диссертации – разработка и экспериментальная апробация метода ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии, обеспечивающего пространственное разрешение за дифракционным пределом Аббе.

Для достижения сформулированной цели в работе решаются следующие задачи:

- 1) разработка ТГц оптической системы, реализующей эффект твердотельной иммерсии;
- 2) теоретическая оценка технических характеристик ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии: пространственного разрешения и глубины резкости, допусков на

- юстировку оптических элементов, зависимости разрешения от оптических свойств исследуемого объекта;
- 3) разработка физико-математической модели отражения пучка ТГц излучения от объекта исследования в ТГц оптической системе на основе эффекта твердотельной иммерсии и связанного с этой моделью метода оценки показателя преломления объекта;
 - 4) изготовление ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии;
 - 5) разработка, сборка и юстировка макета ТГц микроскопа, реализующего эффект твердотельной иммерсии;
 - 6) экспериментальная оценка пространственного разрешения, обеспечиваемого макетом ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии;
 - 7) апробация макета ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии, включающая визуализацию объектов различной природы.

Содержание работы. Во введении работы описывается актуальность выбранной темы, формулируются цели и задачи работы. Приводится научная новизна и практическая ценность работы, а также форма апробации результатов.

В первой главе описываются основные свойства ТГц излучения и механизмы его взаимодействия со средами различной природы. Рассматриваются приложения ТГц технологий в различных областях науки, техники и медицины. Проводится анализ существующих проблем ТГц техники, ограничивающих ее применение в различных областях науки и техники. Особое внимание уделяется проблеме низкого пространственного разрешения ТГц оптических систем, обусловленное дифракционным пределом и значительной длиной волны ТГц излучения. Приводится критический анализ существующих подходов к повышению пространственного разрешения ТГц спектроскопии и визуализации.

Показывается, что перспективным подходом повышения разрешения в ТГц диапазоне представляется метод микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии. Описываются физические эффекты, лежащие в основе данного подхода. Приводится аналитическая оценка ожидаемого инкремента пространственного разрешения для ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Во второй главе предлагается оригинальная ТГц оптическая система, реализующая эффект твердотельной иммерсии. Описывается процесс ее разработки и оптимизации. Вначале подробно рассматривается базовый элемент системы – широкоапертурный асферический синглет. Далее, выбираются материал и геометрические параметры иммерсионной линзы, за которой формируется каустика ТГц пучка. Проводится оценка пространственного разрешения ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии на различных этапах его проектирования, для чего используется конечно-разностный метод численного решения уравнений Максвелла во временной области. Оценивается стабильность пространственного разрешения и глубины резкости разработанной оптической системы к продольным и поперечным смещениям ее компонент, а также оценивается зависимость пространственного разрешения от оптических свойств исследуемого объекта. Проводится разработка подхода к моделированию отражения ТГц пучка от границы раздела «кремний – исследуемый объект» и оценке оптических свойств объекта с использованием данных ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии. Таким образом, в главе показывается, что разработанная система обеспечивает пространственное разрешение до $0,15\lambda$.

Третья глава посвящена экспериментальной реализации ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии. Предлагается конфигурация ТГц микроскопа, использующего разработанную оптическую систему на основе эффекта твердотельной иммерсии, и описываются ее основные элементы. Установка собирается на основе лампы обратной волны

в качестве источника непрерывного ТГц излучения и ячейки Голея в качестве детектора интенсивности ТГц поля. Проводится экспериментальная оценка пространственного разрешения оптической системы на различных этапах сборки: одиночный асферический синглет, синглет с гипополусферой и синглет с гипополусферой и предметным окном. Проводится сравнительный анализ аналитических предсказаний инкремента пространственного разрешения из первой главы с данными численного моделирования из второй главы и данными экспериментальных исследований из третьей главы. Результаты экспериментальных исследований подтверждают теоретические положения, демонстрируя, что разработанный ТГц микроскоп на основе эффекта твердотельной иммерсии обеспечивает пространственное разрешение до $0,15\lambda$. Осуществляется апробация разработанного ТГц микроскопа, включающая оценку пространственного разрешения при визуализации объектов с различными оптическими свойствами, визуализацию объектов различной природы, причем особое внимание уделяется биомедицинским приложениям нового метода ТГц визуализации, а также апробация алгоритма оценки оптических свойств исследуемого объекта.

В выводах сформулированы основные результаты, полученные при выполнении диссертационной работы. В настоящей диссертационной работе решена актуальная проблема повышения пространственного разрешения ТГц визуализации. Разработанный метод позволяет преодолеть дифракционный предел Аббе, обладает высокой энергетической эффективностью и может применяться для широкого спектра задач и, в частности, для медицинской диагностики заболеваний различной нозологии и локализации. Разработанный метод ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии позволит существенно повысить точность определения границ новообразований.

Методы исследований. При решении задач диссертации применялись методы физической оптики, прикладной оптики, вычислительной

электродинамики, теории оптических систем, цифровой обработки сигналов, ТГц оптики и биофотоники.

Научная новизна исследования заключается в том, что:

- метод микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии впервые реализован в ТГц диапазоне частот;
- метод ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии впервые адаптирован для визуализации мягких биологических тканей за счет использования составной иммерсионной линзы;
- показано рекордно высокое пространственное разрешение для микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии – $0,15\lambda_0$, где λ_0 – длина волны излучения в свободном пространстве. Достигнутое разрешение превышает дифракционный предел разрешения Аббе.

Положения, выносимые на защиту

- метод ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии обеспечивает пространственное разрешение до $0,15\lambda_0$ и позволяет преодолеть дифракционный предел Аббе;
- ТГц оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии сохраняет высокое пространственное разрешение ($< 0,25\lambda_0$) и малую глубину резкости ($< 0,18\lambda_0$) даже при больших продольных ($\Delta z < \pm\lambda_0$) и поперечных ($\Delta y < \pm 3\lambda_0$) разъюстировках ее оптических элементов;
- пространственное разрешение ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии зависит от оптических свойств исследуемого объекта, однако даже для больших значений показателя преломления ($n_{obj} < 5$) и коэффициента поглощения излучения по интенсивности ($\alpha_{obj} < 400 \text{ см}^{-1}$) разрешение остается существенно субволновым ($< 0,2\lambda_0$);

- метод ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии позволяет визуализировать гетерогенную структуру мягких биологических тканей с субволновым пространственным разрешением.

Теоретической значимостью обладает найденная зависимость пространственного разрешения оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии от оптических свойств исследуемого объекта (показателя преломления и коэффициента поглощения). Также теоретической ценностью обладает разработанная физико-математическая модель отражения пучка электромагнитного излучения от оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии и, связанный с этой моделью, метод оценки показателя преломления исследуемого объекта.

Практическая значимость. Разработанная система ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии может применяться для решения широкого спектра фундаментальных и прикладных проблем. Она открывает возможности визуализации мягких биологических тканей с субволновым пространственным разрешением и может найти свои приложения в исследованиях гидратации и гликирования тканей, оценке жизнеспособности тканей и их регенерации. Наиболее перспективным и социально-значимым применением нового метода может стать интраоперационная диагностика новообразований различной нозологии и локализации с целью точного детектирования границ опухоли и обеспечения ее полной резекции. Более того, возможность исследования гетерогенной структуры тканей с субволновым разрешением позволяет применять разработанный метод для изучения эффектов рассеяния ТГц волн на неоднородностях тканей и построения теории переноса ТГц излучения в тканях. Наконец, разработанный метод может использоваться в задачах неразрушающего контроля композиционных материалов, керамик, и печатных плат.

Достоверность результатов основана на корректном рассмотрении исследуемых физических процессов, использовании правомерных

допущений, корректном применении методов исследования, а также на соответствии результатов теоретических и экспериментальных исследований.

Апробация результатов работы. Основные результаты диссертации докладывались на 23 международных научных мероприятиях:

- симпозиум «Progress In Electromagnetics Research Symposium 2017 (PIERS'17)», г. Санкт-Петербург, Россия, 22–25 мая 2017 г.;
- симпозиум «Saratov Fall Meeting 2017 (SFM'17)», г. Саратов, Россия, 25–29 сентября 2017 г.;
- конференция «Sechenov International Biomedical Summit 2017 (SIBS'17)», г. Москва, Россия, 16–20 июня 2017 г.;
- конференция «European Conferences on Biomedical Optics 2017 (ECBO'17)», г. Мюнхен, Германия, 25–29 июня 2017 г.;
- конференция «17th International Conference Laser Optics 2018 (ICLO'18)», г. Санкт-Петербург, Россия, 4–8 июня 2018 г.;
- конференция «SPIE Photonics Europe 2018», г. Страсбург, Франция, 22–26 апреля 2018 г.;
- симпозиум «7th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies 2018 (RJUSE'18)», г. Варшава, Польша, 17–21 сентября 2018 г.;
- симпозиум «Saratov Fall Meeting 2018 (SFM'18)», г. Саратов, Россия, 24–28 сентября 2018 г.;
- конференция «Sechenov International Biomedical Summit 2018 (SIBS'18)», г. Москва, Россия, 21–23 июня 2018 г.;
- конференция «SPIE Security+Defence 2018», г. Берлин, Германия, 10–13 сентября 2018 г.;
- конференция «3rd International Conference Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications 2018 (TERA'18)», г. Нижний Новгород, Россия, 22–25 октября 2018 г.;

- конференция «Advanced Laser Technologies 2018 (ALT'18)», г. Таррагона, Испания, 9–14 сентября 2018 г.;
- конференция «OPTICS 2019», г. Ереван, Армения, 20–24 сентября 2019 г.;
- симпозиум «Saratov Fall Meeting 2019 (SFM'19)», г. Саратов, Россия, 23–27 сентября 2019 г.;
- конференция «Smart NanoMaterials 2019: Advances, Innovation and Applications (SNAIA'19)», г. Париж, Франция, 10–13 декабря 2019 г.;
- конференция «European Conferences on Biomedical Optics 2019 (ESBO'19)», г. Мюнхен, Германия, 23–27 июня 2019 г.;
- конференция «Advanced Laser Technologies 2019 (ALT'19)», г. Прага, Чехия, 15–20 сентября 2019 г.;
- конференция «SPIE Optics+Photonics 2019», г. Сан Диего, США, 11–15 августа 2019 г.;
- конференция «SPIE Photonics West 2019», г. Сан Франциско, США, 2–7 февраля 2019 г.;
- конференция «SPIE Security+Defence 2019», г. Страсбург, Франция, 9–12 сентября 2019 г.;
- конференция «Optics & Photonics International Congress 2019 (OPIC'19)», г. Йокогама, Япония, 22–26 апреля 2019 г.;
- конференция «SPIE Photonics Europe Digital Forum 2020», Online, 6–10 апреля 2020 г.;
- симпозиум «Saratov Fall Meeting 2020 (SFM'20)», Online, 29 сентября – 2 октября 2020 г.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 12 статьях в научных журналах, входящих в Перечень ВАК РФ [4,41,50–59], а также в 15 тезисах конференций [60–74].

Личный вклад автора состоит в проведении численных симуляций, разработке и создании экспериментального макета, подготовке и проведении

экспериментальных работ, постобработке экспериментальных данных и их последующем анализе, обсуждении и интерпретации результатов. Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично, либо при непосредственном участии. Во всех случаях заимствования материалов других авторов в диссертации приведены ссылки на литературные источники.

Благодарности. Автор диссертации благодарен за активное участие в выполнении работы, консультации и обсуждения:

- научной группе Отдела субмиллиметровой спектроскопии (ИОФ РАН им. А.М. Прохорова) и персонально ее руководителю – к.т.н., Спектору Игорю Евсеевичу;
- научной группе акад. РАН, д.м.н. Решетова Игоря Владимировича (Первый МГМУ им. И.М. Сеченова, МНИОИ им. П.А. Герцена, ИПК ФМБА России);
- научной группе Лаборатории профилированных кристаллов (ИФТТ РАН) и персонально ее руководителю – д.т.н., Курлову Владимиру Николаевичу;
- а также лаборантам и младшим научным сотрудникам ИОФ РАН, в частности: Кучерявенко Анне Сергеевне, Желнову Владиславу Александровичу, Катыбе Глебу Михайловичу.

Автор благодарен за поддержку исследований по теме диссертации:

- Российским научным фондом грант № 17-79-20346;
- Стипендией Президента РФ по приоритетным направлениям модернизации и технологического развития экономики России за 2018 год.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, общих выводов, списка литературы и двух приложений. Материал изложен на 218 страницах машинописного текста и содержит 60 рисунков, 11 таблиц и список литературы из 304 источника.

ГЛАВА 1. Анализ проблемы повышения пространственного разрешения ТГц изображающих систем

В данной главе диссертации рассматривается современное состояние исследований в области ТГц технологий и их применения в различных областях науки и техники с целью выделения актуальных проблем в данной области. Особое внимание уделяется проблеме пространственного разрешения методов ТГц спектроскопии и визуализации и проводится анализ существующих подходов к повышению пространственного разрешения. Показано, что перспективным подходом для преодоления дифракционного предела разрешения ТГц оптических систем является применение эффекта твердотельной иммерсии. Рассматриваются физические явления, лежащие в основе данного эффекта и предпосылки для успешной реализации оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в ТГц диапазоне. Формулируются цели и задачи диссертационной работы.

1.1. ТГц электромагнитное излучение и особенности его взаимодействия с материальными средами

ТГц область электромагнитного спектра расположена между инфракрасным (ИК) и миллиметровым диапазонами. Как показано на Рис. 1.1, ТГц излучение имеет характерные частоты от 0,1 до 10,0 ТГц [1], длины волн от 3,0 мм до 30,0 мкм, а также энергии кванта от 0,4 до 40,0 мэВ. Данный диапазон долгое время назывался «ТГц щелью» («THz Gap») из-за отсутствия эффективных источников и детекторов ТГц излучения, а также связанных с ними ТГц инструментов фундаментальных и прикладных исследований.

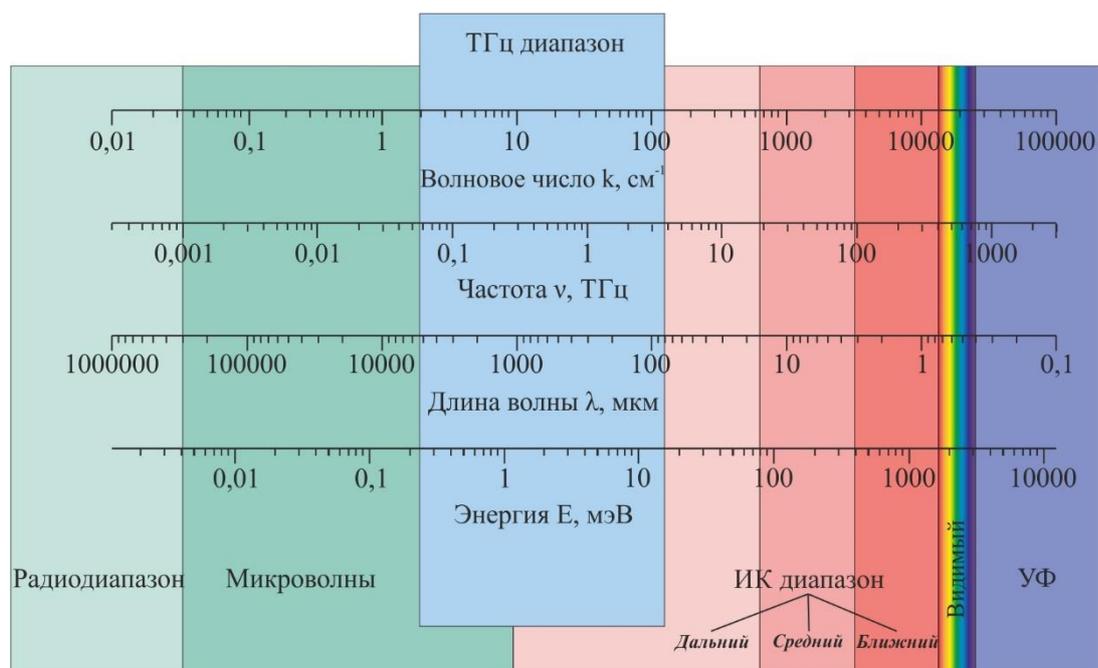


Рис. 1.1. ТГц диапазон на шкале электромагнитных волн [3].

Первое упоминание электромагнитных волн ТГц диапазона датируется 1897 г., когда Г. Рубенс и Е. Никольс зарегистрировали тепловое излучение абсолютно черного тела в широком диапазоне частот, в том числе в ТГц диапазоне (до 50,0 мкм). Для этого авторы использовали метод остаточных лучей (монохроматор на основе резонансных линий отражения в ионных кристаллах [75]). Первый источник ТГц волн на основе генератора Герца был получен Е. Никольсом в 1923 г. [76], а отечественный физик А.А. Глагольева-Аркадьева в 1924 г. усовершенствовала данный генератор и получила ТГц излучение с максимальной выходной длиной волны до 82 мкм [77]. В то же время проблема генерации и регистрации ТГц волн с длинами волн порядка сотен микрометров оставалась нерешенной. Впоследствии активно развивались методы детектирования ТГц излучения. В 1946 г. была предложена конструкция охлаждаемого болометра, основанного на явлении сверхпроводимости [78], а в 1947 г. М. Голеем был разработан опто-акустический приемник – ячейка Голея [79]. В 50-е XX века были заложены основы ИК-Фурье спектроскопии [80], которая и по сей день является одним из основных методов спектроскопии ИК и ТГц диапазонов. В 1953 г. были

разработаны первые лампы обратной волны (ЛОВ) – источники непрерывного квазимонохроматического ТГц излучения с перестраиваемой выходной частотой [81], а в 70-80-х гг. научной группой Института общей физики АН СССР были разработаны методы ТГц диэлектрической спектроскопии на базе ламп обратной волны [82,83].

Важным моментом в истории освоения ТГц диапазона стало открытие эффекта фотопроводимости в полупроводниках. В 1976 Д. Аустон показал возможность применения данного эффекта для генерации широкополосного ТГц излучения [84]. Это открытие послужило толчком к созданию новых генераторов и когерентных детекторов ТГц импульсов, имеющих субпикосекундную длительность и широкий спектр, простирающийся от 0,1 до 3,0 ТГц (а иногда и до 30,0 ТГц), а также связанных с ними методов ТГц импульсной спектроскопии и визуализации. Преимуществом методов ТГц импульсной спектроскопии и визуализации является возможность измерения ТГц свойств сред (комплексной диэлектрической проницаемости, комплексного показателя преломления, амплитудных коэффициентов пропускания и отражения) в широком спектральном диапазоне за одно измерение, путем зондирования исследуемого объекта коротким импульсом ТГц излучения и регистрации временной зависимости напряженности ТГц электрического поля, рассеянного образцом.

С появлением доступных методов генерации и детектирования ТГц излучения начали развиваться различные приложения ТГц технологий. С конца XX – начала XXI веков начали появляться первые работы, направленные на исследование возможности применения ТГц технологий в биологии и медицине. Первые работы в этой области были посвящены исследованию ТГц отклика биологических тканей, фиксированных в формалине [85–89] или парафине [90]. В одних из первых работ изучались свежееиссеченные ткани кожи *ex vivo*, в нормальном состоянии и при наличии патологии, а именно – базальноклеточного рака кожи (базалиомы) [91,92]. Первые исследования тканей *in vivo* в ТГц диапазоне были связаны с

изучением ТГц отклика кожи [93] и других доступных тканей эпителия, выстилающих поверхность и полости тела [92], причем эти исследования были направлены на изучение гидратации тканей и возможности дифференциации здоровых тканей и злокачественных новообразований. С тех пор наблюдается рост интереса к биомедицинским приложениям ТГц технологий, разрабатываются новые методы ТГц спектроскопии и визуализации биологических тканей, повышается чувствительность, быстродействие и пространственное разрешение ТГц оптоэлектронных систем, а также создаются портативные ТГц комплексы для использования в условиях клиники [3].

ТГц излучение представляет интерес для различных областей науки и техники благодаря особенностям взаимодействия ТГц волн с веществом [1,4]. На Рис. 1.2 проиллюстрированы механизмы взаимодействия электромагнитного излучения различных спектральных диапазонов с веществом. Рентгеновское и ультрафиолетовое (УФ) излучение ионизирует вещество. Излучение видимого и ближнего ИК диапазонов взаимодействует с внутриатомными энергетическими уровнями электронов. Излучение среднего и дальнего ИК диапазонов, а также ТГц и микроволновое излучение взаимодействуют с энергетическими уровнями молекулярных колебаний, вибрационными, либрационными и ротационными. Таким образом, методы спектроскопии и визуализации в различных спектральных диапазонах позволяют извлекать уникальную информацию о структурных свойствах и элементарных электро-дипольных возбуждениях, формирующих диэлектрический отклик объекта; они являются взаимно-дополняющими.

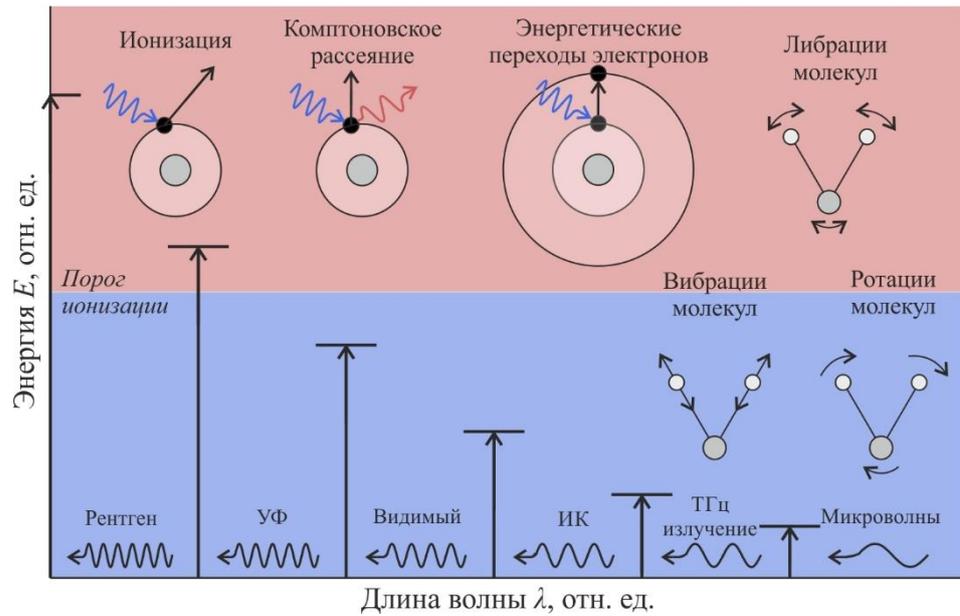


Рис. 1.2. Механизмы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом в различных спектральных диапазонах шкалы электромагнитных волн [94].

Как правило, задачей ТГц спектроскопии является восстановление частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega), \quad (1.1)$$

где $\epsilon'(\omega)$ – действительная и $\epsilon''(\omega)$ – мнимая части, ω – круговая частота электромагнитной волны $\omega = 2\pi\nu$; или комплексного показателя преломления вещества

$$\tilde{n}(\omega) = \sqrt{\tilde{\epsilon}(\omega)} = n'(\omega) + in''(\omega) = n(\omega) + i \frac{\alpha(\omega)c}{2\omega}, \quad (1.2)$$

где $n'(\omega) = n(\omega)$ – действительная, а $n''(\omega)$ – мнимая части комплексного показателя преломления; $\alpha(\omega)$ – спектральная зависимость коэффициента поглощения; $c = 3 \times 10^8$ м/с – скорость света в вакууме. Эти характеристики полностью описывают эффекты взаимодействия излучения с веществом в рамках классической электродинамики. В области ТГц частот они несут информацию о низкочастотных молекулярных колебаниях и структурных свойствах вещества, формирующих его диэлектрический отклик.

ТГц комплексная диэлектрическая проницаемость различных сред описывается физико-математическими моделями. Например, резонансный диэлектрический отклик газов и квазирезонансный отклик кристаллических сред может быть описан моделью осциллятора Лоренца

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \quad (1.3)$$

где ω_0 – резонансная частота осциллятора [Гц], γ – параметр затухания осциллятора [Гц],

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}$$

– плазменная частота [Гц], N – число осцилляторов в единичном объеме вещества, m и e – масса и заряд электрона, $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная. Для модели Лоренца характерно наличие узких резонансных линий поглощения вблизи ω_0 . Диэлектрический отклик стекол, жидкостей, полимерных сред, воды, водных растворов и биологических тканей в ТГц диапазоне имеет релаксационный характер и описывается моделями Дебая [95,96]

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}, \quad (1.4)$$

моделью передемпфированного осциллятора

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + i\frac{\omega\gamma}{\omega_0^2}}, \quad (1.5)$$

Коула-Коула [97,98]

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-\zeta}}, \quad (1.6)$$

Дэвидсона-Коула [99]

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + (i\omega\tau))^\beta} \quad (1.7)$$

и Гаврильяка-Негами [100]

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{(1 + (i\omega\tau)^\zeta)^\beta}, \quad (1.8)$$

где ε_s и ε_∞ – значения диэлектрической проницаемости в области низких и высоких частот (по сравнению с рассматриваемым спектральным диапазоном), τ – время затухания системы, ζ и β – постоянные, которые отвечают за асимметричность и ширину спектра, соответственно. Модель Дебая (1.4) и другие схожие модели (1.5)–(1.8) описывают широкие полосы поглощения, центрированные в области обратного времени релаксации $1/\tau$. Ширина таких полос больше или сопоставима с полной шириной ТГц диапазона, что затрудняет оценку параметров моделей по наблюдаемым данным, а также интерпретацию получаемых спектров. Модели (1.4–1.8) по своей форме близки к модели осциллятора (1.3) с очень высоким демпингом $\gamma \gg \omega_0$. Стоит отметить, что формы релаксационных моделей Дебая и передемпфированного осциллятора практически идентичны в области низких частот до $\omega \sim (2\pi\tau)^{-1}$, однако, для $\omega > (2\pi\tau)^{-1}$ модель Дебая предсказывает большие потери по сравнению с моделью передемпфированного осциллятора. Недостатком модели Дебая является тот факт, что она не удовлетворяет правилу сумм, то есть подразумевает наличие в среде бесконечного количества носителей зарядов / диполей. Поэтому в более высокочастотной области и в задачах, которые требуют оценки количества зарядов/диполей в среде, применяется модель передемпфированного осциллятора.

ТГц диэлектрический отклик сред с высокой концентрацией свободных носителей заряда (металлы, примесные полупроводники, плазма, растворы электролитов), характеризуется высоким коэффициентом отражения в ТГц диапазоне. Их диэлектрический отклик зачастую описывается моделью Друде [101]

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}. \quad (1.9)$$

При работе в области частот $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$ модель Друде можно переписать в виде [1]

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_{\infty} - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}, \quad (1.10)$$

где σ [Ом/см] – удельная проводимость среды Друде. Вариацией данной модели, которая нашла широкое распространение является модель Друде-Смита [102–104], в которой вводится дополнительный релаксационный множитель.

Обычно, широкополосный диэлектрический отклик среды формируется несколькими полными возбуждениями различного типа. Результирующая модель комплексной диэлектрической проницаемости такой среды может быть описана в виде суперпозиции, например,

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum_m f_m \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_{m-1}}{1 + i\omega\tau_m} + \sum_n f_n \frac{\omega_{p,n}^2}{\omega_{0,k}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_n} \\ + \sum_k f_k \frac{\omega_{p,k}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_k}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

где $f_{m,n,k}$ – коэффициенты, регулирующие вклад различных слагаемых в результирующую диэлектрическую проницаемость.

Перечисленные модели дисперсии диэлектрических характеристик позволяют, с одной стороны, описывать (параметризовать) данные спектроскопических наблюдений и, с другой стороны, изучать пикосекундную релаксационную динамику среды, формирующую ее диэлектрический отклик в ТГц диапазоне. Так в работе [50] ТГц диэлектрические свойства тканей мозга в норме и при наличии глиомы различной степени злокачественности WHO grades I–IV по классификации Всемирной Организации Здравоохранения (World Health Organization – WHO) были параметризованы двойной моделью Дебая и моделью передемпфированного осциллятора. Показано, что значения параметров ε_{∞} , $\Delta\varepsilon_1 = \varepsilon_{s,1} - \varepsilon_{\infty,1}$ и $\Delta\varepsilon_2 = \varepsilon_{s,2} - \varepsilon_{\infty,2}$ для двух данных моделей равны и позволяют дифференцировать различные типы биологических тканей (см. Рис. 1.3).

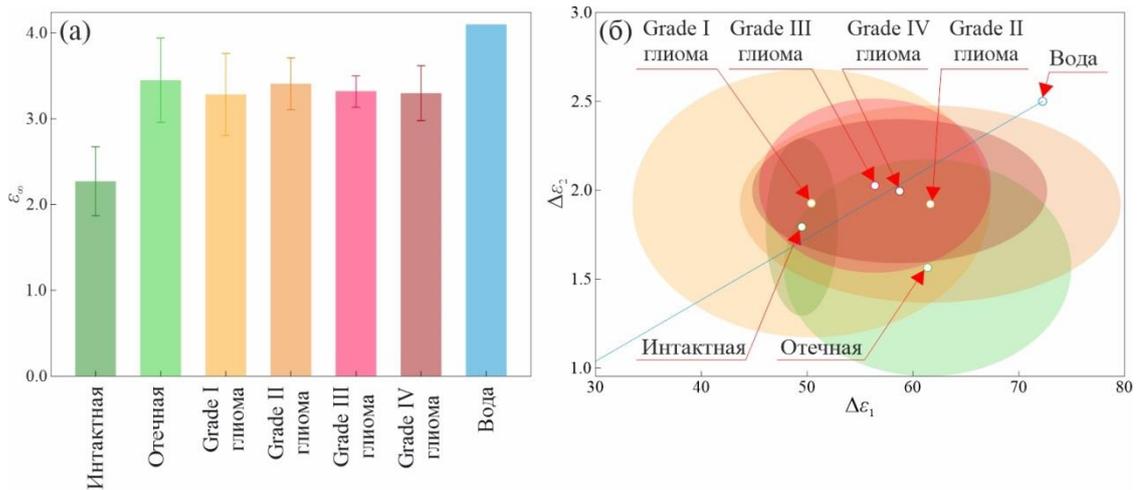


Рис. 1.3. Диэлектрические параметры ϵ_∞ , $\Delta\epsilon_1$ и $\Delta\epsilon_2$ интактных, отечных тканей и глиом головного мозга WHO grades I–IV, а также модели воды, соответствующие двойной модели Дебая и модели передемпфированного осциллятора: (а) диэлектрическая постоянная на высоких частотах ϵ_∞ ; (б) амплитуды «быстрого» и «медленного» релаксационных процессов $\Delta\epsilon_1$, $\Delta\epsilon_2$ [50].

1.2. Приложения ТГц технологий

Благодаря описанным свойствам ТГц излучения методы ТГц спектроскопии и визуализации нашли свое применение в различных областях фундаментальной и прикладной физики, инженерных наук и медицины. Чтобы подчеркнуть перспективность развития данных подходов, а также выделить основные проблемы, сдерживающие развитие ТГц технологий, рассмотрим подробнее некоторые из направлений применения ТГц техники.

1.2.1. Применение методов ТГц спектроскопии и визуализации в различных областях науки и техники

ТГц спектроскопия конденсированных сред и газов

ТГц технологии нашли свое применение для спектроскопии газов [8–10]. Как было отмечено выше, ТГц спектры газов имеют много узких резонансных линий поглощения, специфичных для различных полярных молекул в газовой среде. Именно поэтому методы ТГц газовой спектроскопии применяются в различных областях науки и техники. Одним из перспективных приложений ТГц спектроскопии газов является скрининг-диагностика заболеваний организма человека на основе анализа состава выдыхаемого воздуха [105,106]. Более того, подобные системы применялись для решения задач идентификации скрытых запрещенных веществ по их парам [107]. В работе [10] описан метод восстановления ТГц спектральных характеристик газовых смесей на основе обработки сигналов ТГц импульсного спектрометра. На Рис. 1.4 показан спектральный коэффициент поглощения паров воды, восстановленный с применением данного подхода.

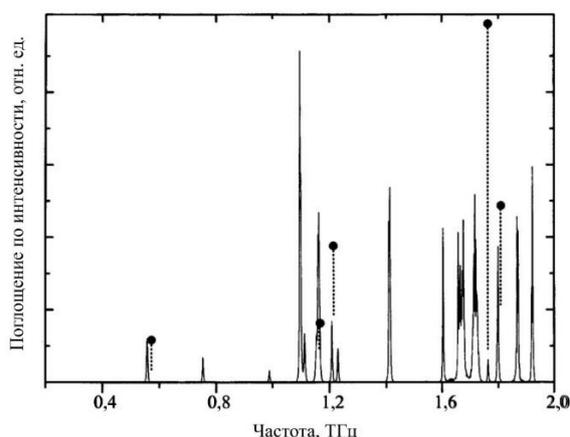


Рис. 1.4. Частотная зависимость коэффициента поглощения излучения парами воды в диапазоне частот от 0,2 до 2,0 ТГц [10].

Другим перспективным приложением ТГц технологий является исследование конденсированных сред [4,5,108–110], в том числе – фазовых переходов в конденсированных средах [6,7,111–115]. В работе [6] показано изменение ТГц спектральных характеристик α -лактозы при изменении температуры от 10 до 475 К (см. Рис. 1.5). На Рис. 1.5 показано также как при приближении температуры к точке плавления α -лактозы $T_{melt} = 476$ К происходит размытие резонансных линий, наблюдаемых в кристаллической фазе.

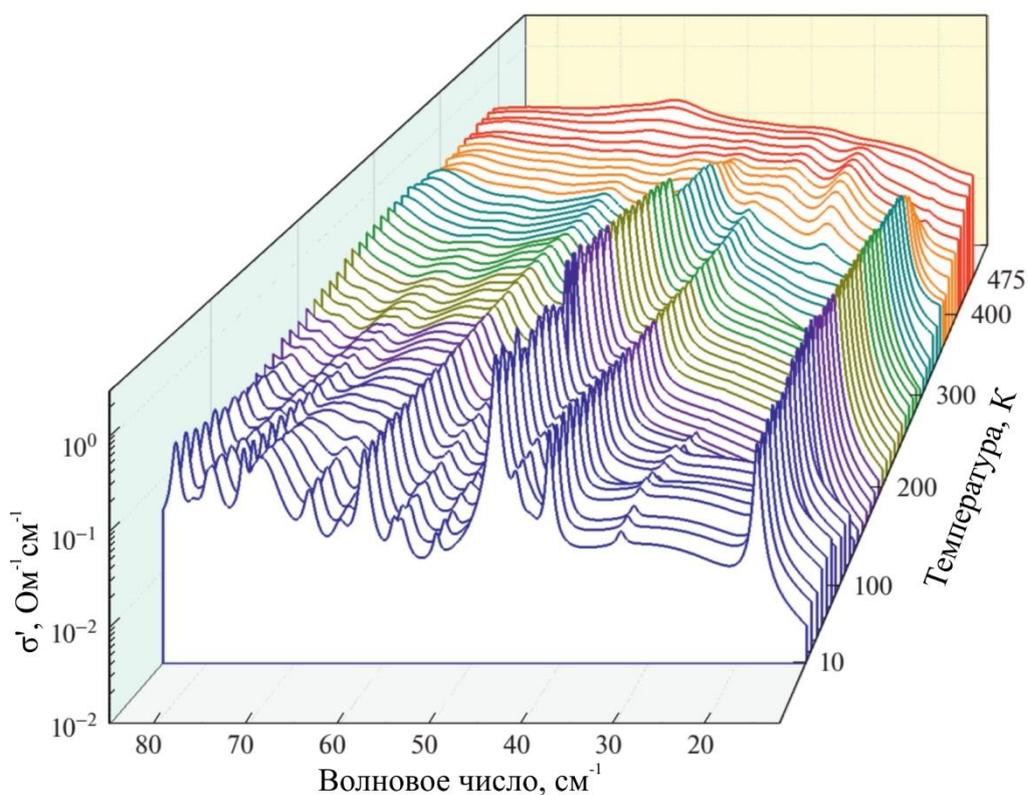


Рис. 1.5. Температурная эволюция диэлектрического отклика α -лактозы в виде спектров динамической проводимости $\sigma(k_0)$ [6].

Методы ТГц неразрушающего контроля материалов, микроэлектроники, химической и фармацевтической продукции

Благодаря возможности ТГц волн проникать в диэлектрические среды (среды с низкой динамической проводимостью) методы ТГц спектроскопии и визуализации нашли широкое применение в науках о материалах [11,12] и задачах неразрушающего контроля [13–16]. В работе [13] методы ТГц импульсной спектроскопии и время-пролетной томографии применялись для изучения процесса полимеризации эпоксидной смолы и обнаружения дефектов в композиционных материалах. На Рис. 1.6 (а) показана эволюция оптических характеристик эпоксидной смолы (связующего полимерного композиционного материала) в процессе его полимеризации в течение почти 48 часов наблюдений. Наблюдаемые изменения ТГц отклика образца позволяют заключить о возможности контроля степени полимеризации связующего материала с помощью ТГц спектроскопии. В то же время на Рис. 1.6 (б) показаны результаты ТГц томографии внутренней структуры полимерного композиционного материала с дефектами в виде пузырей (непропитанных связующим областей стекловолоконной ткани). На ТГц томограмме видны включения (непропитанные связующим области), залегающие на разных глубинах под поверхностью материала. Стоит отметить возможность применения ТГц томографии и визуализации для контроля качества покраски поверхностей [116] и исследования предметов искусства [117,118].

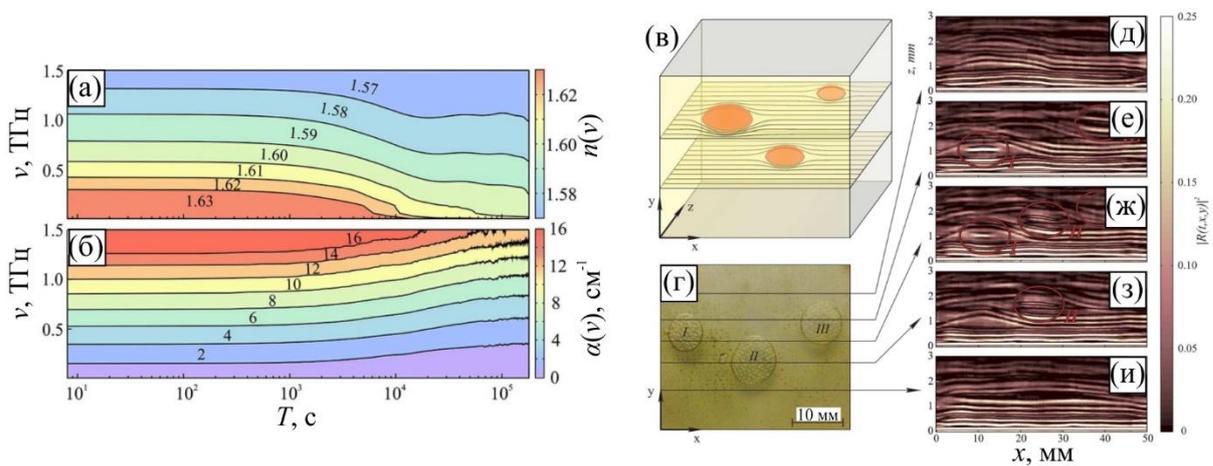


Рис. 1.6. Применение ТГц импульсной спектроскопии и время-пролетной томографии в неразрушающем контроле полимерных композиционных материалов [13]: (а),(б) – эволюция ТГц показателя преломления и коэффициента поглощения излучения эпоксидной смолы (связующего) в процессе (отверждения) полимеризации; (в),(г) – схематичное изображение расположения дефектов в композиционном материале на основе стекловолоконной ткани и эпоксидной смолы, а также фото образца; (д)–(и) – ТГц время-пролетные томограммы различных участков композиционного материала, позволяющие визуализировать внутренние дефекты структуры.

Методы ТГц визуализации успешно применяются для контроля качества печатных плат и электронных компонентов [14,119–121]. Благодаря тому, что ТГц волны имеют высокую глубину проникновения в диэлектрические среды, методы ТГц микроскопии могут быть использованы для исследования частей электронных схем, скрытых слоем полимерного материала, текстолита или эпоксидной смолы. Кроме того, методы ТГц спектроскопии могут быть использованы для измерения динамической проводимости и динамики носителей свободных зарядов в полупроводниковых структурах [122–126]. На Рис. 1.7 показано применение

методов ТГц визуализации для неразрушающего контроля внутренней структуры электронной платы в корпусе из работы [121].

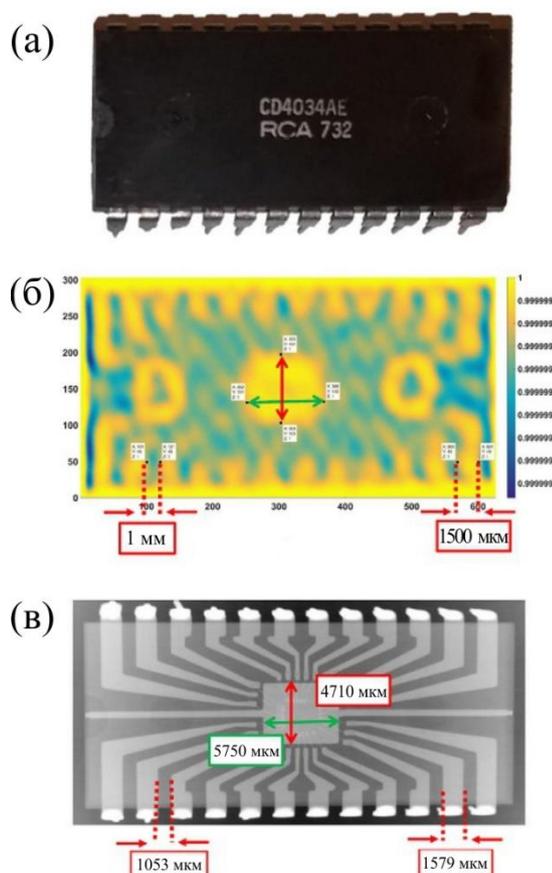


Рис. 1.7. Пример ТГц визуализации электронной платы из работы [121]: (а) – фотография платы в корпусе; (б) – ТГц изображение данной платы полученное при помощи стандартной ТГц изображающей системы с применением алгоритмов для повышения пространственного разрешения; (в) – изображение платы полученное при помощи изображающей системы, работающей в рентгеновском диапазоне.

Широкое применение ТГц технологии нашли в химической [8,17–20] и фармацевтической [21–25] промышленности. Методы ТГц визуализации могут применяться для дифференциации различных химических соединений

(в форме кристаллов и порошков), для чего используются их характерные спектральные особенности, линии и полосы поглощения. В качестве примера, на Рис. 1.8 (а) показаны ТГц изображения, которые позволяют определить пространственное распределение различных химических веществ в смеси [127]. На Рис. 1.8 (б)–(в) представлены результаты ТГц спектроскопии и визуализации таблеток фамотидина, позволяющие оценить однородность распределения веществ в объеме таблетки [128,129], а также контролировать толщину и однородность покрытия таблетки.

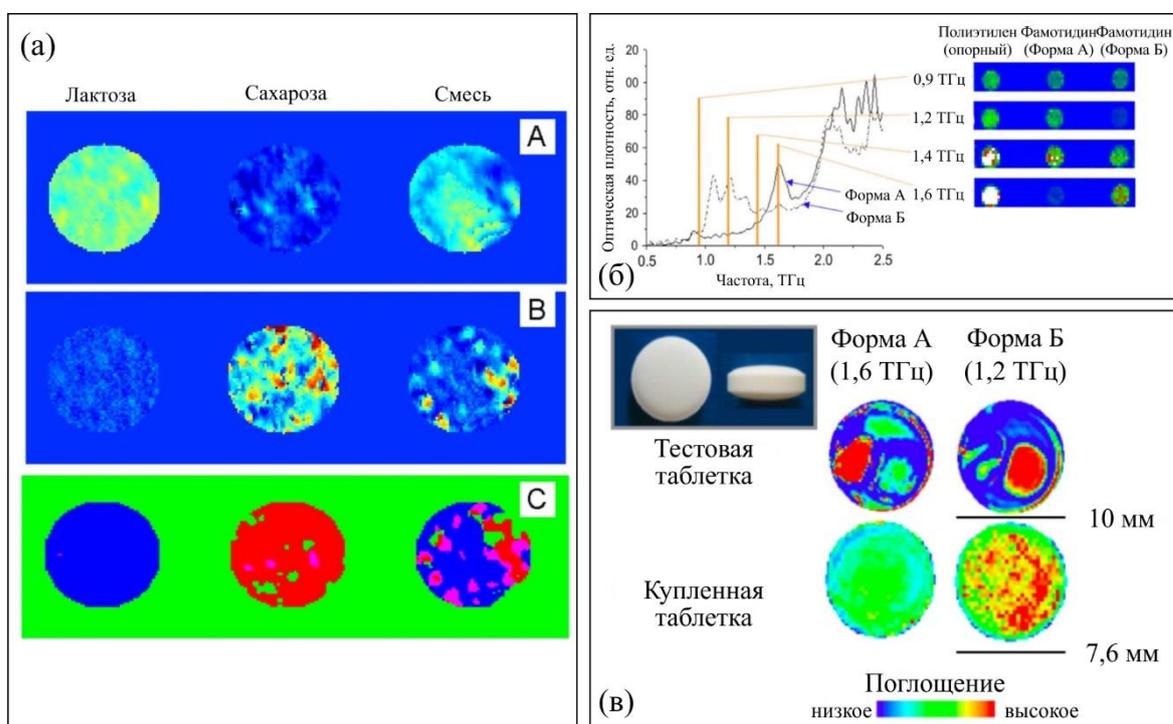


Рис. 1.8. Применение ТГц излучения в фармацевтике: (а) – ТГц импульсная визуализация гетерогенных смесей химических веществ (А показывает распределение лактозы, В – распределение сахарозы, С – результат параметрического анализа изображений) [127]; (б) – ТГц спектры и изображения таблеток фамотидина [129]; (в) – пространственное распределение коэффициента поглощения в таблетках фамотидина на частотах 1,2 и 1,6 ТГц [128].

ТГц технологии в задачах обеспечения безопасности

ТГц излучение проникает сквозь различные упаковочные среды, ткани одежды, бумагу и пластик, благодаря чему методы ТГц спектроскопии и визуализации нашли свое применение в задачах обеспечения безопасности жизнедеятельности [26,27]. В данной области ведутся работы по увеличению скорости ТГц визуализации, повышению отношения сигнала к шуму и пространственного разрешения. Например, на Рис. 1.9 показан метод ТГц визуализации металлических предметов под одеждой, основанный на комбинировании ТГц изображений, полученных в активном и пассивном режимах, с целью повышения контраста ТГц изображений [27]. Визуализация выполнялась с применением гетеродинного детектора ТГц излучения, основанного на диоде Шоттки, работающего на частоте 0,25 ТГц. В качестве источника активного ТГц излучения использовалась лампа обратной волны, при этом при работе в пассивном режиме изображающая система регистрировала собственное тепловое ТГц излучение нагретого тела.

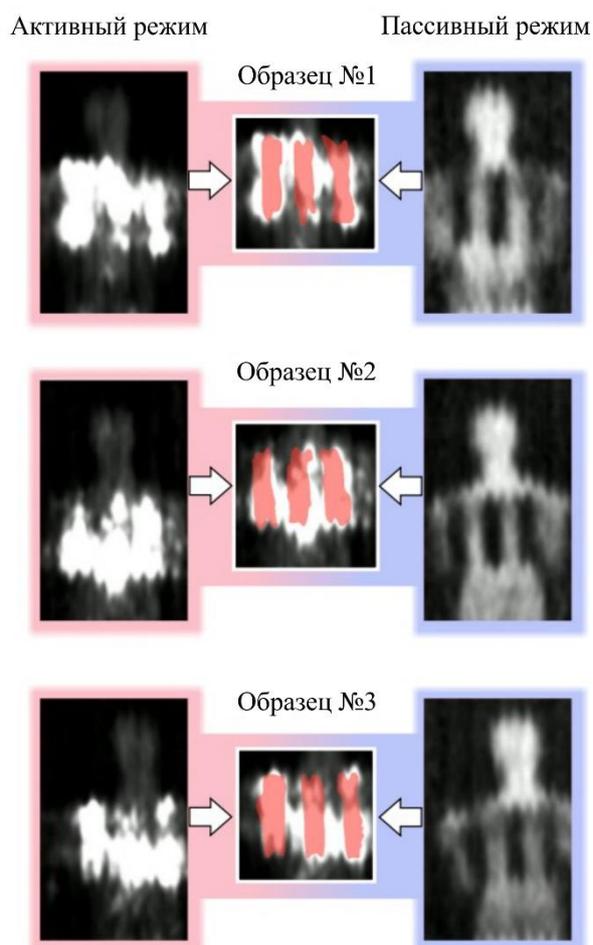


Рис. 1.9. Метод ТГц визуализации для применения в задачах обеспечения безопасности из работы [27]. Активная, пассивная и комбинированная ТГц визуализация металлических объектов (1) под футболкой; (2) под курткой; (3) под плащом.

ТГц технологии также нашли свое применение в пищевой и сельскохозяйственной промышленности [130]. Методы ТГц визуализации позволяют осуществлять контроль пищевых продуктов [131,132] или находить в них возможные инородные предметы [133], не нарушая их целостность, упаковку или естественную оболочку. Показано, что ТГц спектральный анализ позволяет различать трансгенные семена растений [134] и определять содержание антибиотиков в продуктах [135].

1.2.2. ТГц технологии в медицинской диагностике

Наиболее перспективным приложением ТГц технологий является медицинская диагностика различных заболеваний организма человека [3,4]. Показано, что ТГц техника может применяться для диагностики доброкачественных и злокачественных новообразований различной нозологии и локализации [3], анализа гидратации и жизнеспособности тканей [28], диагностики травматических повреждений [29], анализа гликированных биомолекул и тканей [31] и диагностики диабета [32]. Подходы для диагностики злокачественных новообразований можно разделить на неинвазивные, минимально-инвазивные и интраоперационные [3].

В зависимости от типа ткани и частоты ТГц волны способны проникать в биологические ткани на глубину порядка нескольких десятков или сотен микрометров из-за сильного поглощения ТГц излучения молекулами воды. Поэтому ТГц излучение позволяет неинвазивно исследовать только эпителиальные ткани организма человека, выстилающие поверхность и полости тела, например, кожу [56,91,136–139] и слизистые оболочки [140,141]. На Рис. 1.10 проиллюстрировано применение ТГц импульсной визуализации для неинвазивной диагностики базалиомы кожи из одной из пилотных работ в области ТГц биофотоники [136].

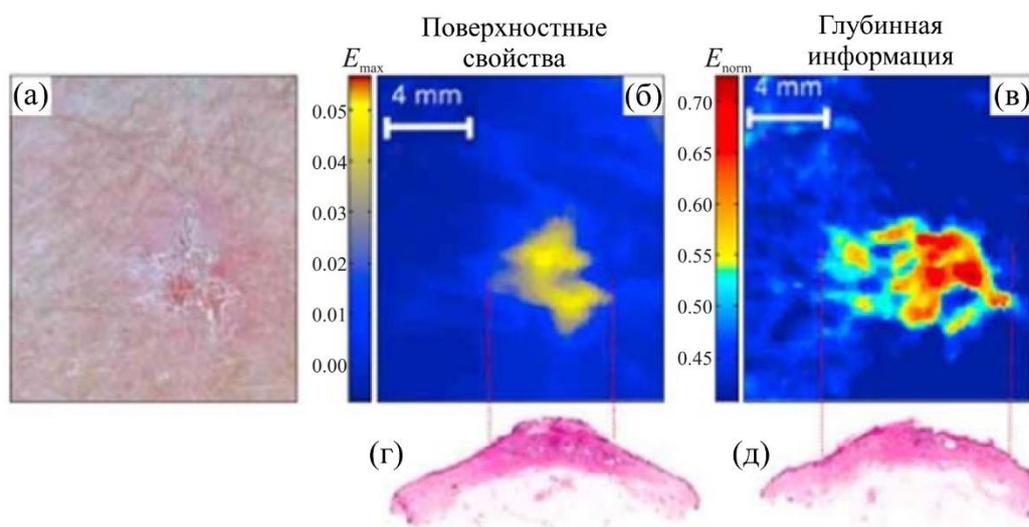


Рис. 1.10. ТГц импульсная визуализация базальноклеточного рака кожи *in vivo* с использованием отраженного от образца излучения [136]: (а) – фотография образца кожи с базалиомой; (б) – ТГц параметрическое изображение, иллюстрирующее пространственную зависимость минимальной амплитуды ТГц импульса $\min_t[E(t)]$ и отражающее поверхностные свойства исследуемого образца; (в) – ТГц параметрическое изображение, иллюстрирующее пространственную зависимость амплитуды сигнала при временной задержке $t = 2,8$ пс и отражающее глубинные свойства тканей; (г) и (д) – соответствующие результаты гистологического исследования.

Минимально инвазивные методы ТГц диагностики позволяют дифференцировать нормальные ткани и злокачественные новообразования внутренних органов, к которым ТГц излучение может быть доставлено через естественные полости тела или с применением подходов лапароскопии с применением специальных волноводов и зондов [7,142]. Такими тканями являются желудок и пищевод [143,144], кишечник [145–147] и печень [148,149].

Интраоперационные методы ТГц диагностики могут применяться когда обеспечивается открытый доступ к внутренним тканям и органам путем операционного вмешательства. В таком случае ТГц спектроскопия и визуализация могут применяться в качестве инструментов для оперативной дифференциации между интактными тканями и новообразованиями различной нозологии и локализации, например, молочной железы [150–152] и мозга [66,153–156], с целью обеспечения полной резекции опухоли.

Стоит отметить проблему отсутствия коммерчески-доступных волноводов для доставки ТГц излучения к трудно-доступным тканям и внутренним органам, существенно сдерживающую развитие методов минимально-инвазивной и интраоперационной ТГц диагностики [3].

1.2.3. Проблемы, ограничивающие применение методов ТГц спектроскопии и визуализации в медицинской диагностике

Очевидно, что ТГц технологии имеют большой потенциал в различных областях науки и техники, в особенности, в области биофотоники. Однако существует ряд проблем, сдерживающих применение ТГц технологий в медицинской практике, среди которых особо можно отметить следующие:

- ТГц инструменты остаются малодоступными, громоздкими и дорогостоящими; см. Приложение 1, в котором проводится анализ существующих методов генерации и детектирования ТГц излучения. Потребуется значительные затраты исследователей и разработчиков прежде чем на рынке появится недорогая, эффективная и портативная элементная база ТГц оптоэлектроники для различных приложений.

- Актуальна проблема поиска и разработки новых материалов ТГц оптики для производства эффективных оптических элементов открытой и волоконной оптики ТГц диапазона, в том числе ТГц эндоскопических систем для биомедицинских приложений; см. Приложение 2, в котором рассматриваются современные ТГц оптические материалы.
- Рассматривая биомедицинские приложения ТГц техники стоит отметить отсутствие верифицированных баз данных ТГц диэлектрических характеристик различных сред, в том числе биологических тканей в нормальном состоянии и при наличии патологии [4]. Создание и анализ верифицированных баз данных диэлектрических свойств являются важнейшими задачами на пути создания ТГц методов диагностики.
- Актуальной остается проблема повышения глубины зондирования водосодержащих сред различной природы (в частности, биологических тканей) ТГц излучением. В области ТГц биофотоники повышение глубины проникновения ТГц излучения в ткани может быть достигнуто с помощью современных методов иммерсионного и компрессионного оптического просветления. В последнее время эти методы активно применяются в видимом и ближнем ИК диапазонах, однако они так и не были систематически изучены в ТГц области спектра [157,158].
- Наконец, традиционные ТГц оптические системы линзового или зеркально-линзового типа обладают низким пространственным разрешением. По сравнению с оптическими системами видимого и инфракрасного диапазона ТГц оптика обладает низким разрешением из-за большой длины волны излучения. Повышение разрешения и

преодоление дифракционного предела – актуальная проблема особенно в задачах ТГц медицинской диагностики, где пространственное разрешение определяет как минимальный размер новообразований, которое может быть обнаружено с помощью ТГц волн, так и точность детектирования границ новообразования. На решение именно этой проблемы направлена настоящая диссертационная работа.

1.3. Проблема повышения пространственного разрешения ТГц спектроскопии и визуализации биологических тканей

Проиллюстрируем проблему низкого пространственного разрешения ТГц спектроскопических и изображающих систем применительно к биофотонике. Пространственное разрешение является одной из ключевых характеристик любой изображающей системы.

Лордом Рэлеем в 1874 г. был предложен критерий оценки пространственного разрешения оптической системы, имеющий широкое применение и в наши дни: два точечных объекта считаются различимыми в случае, когда главный максимум интенсивности дифракционной картины одного объекта совпадает с первым минимумом интенсивности дифракционной картины другого (см. Рис. 1.11 (а)) [159].

Также для оценки пространственного разрешения оптических систем в настоящее время широко используется критерий полной ширины каустики пучка по уровню 0,5 (Full Width at Half Maximum – FWHM), предложенный Хьюстоном в 1927 г. [160] (см. Рис. 1.11 (б)). Этот критерий зачастую дает схожие с критерием Рэля оценки пространственного разрешения, при этом он применим даже в случае, когда функция рассеяния оптической системы не имеет ярко выраженных локальных минимумов.

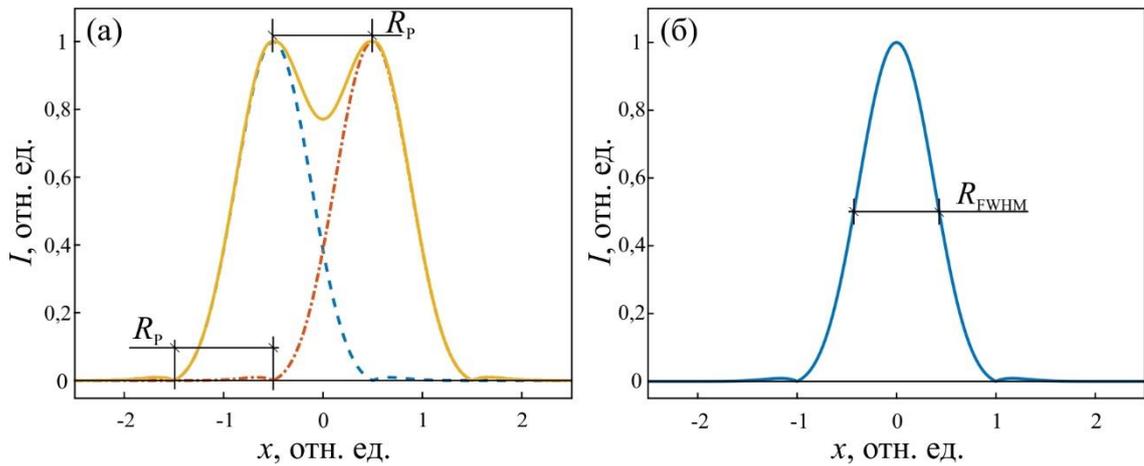


Рис. 1.11. Критерии оценки пространственного разрешения оптических систем: (а) – критерий Рэлея; (б) – критерий по полуширине пика (FWHM).

Примерно в то же время влияние дифракции на апертуре оптической системы на ее пространственное разрешение изучал Эрнст Аббе [161]. Им было впервые получено, а позднее Г. Гельмгольцом детально объяснено [162], соотношение, определяющее предельное пространственное разрешение ρ_{\min} для объектива оптического микроскопа с числовой апертурой $NA = n \sin \theta_{\max}$ и в случае фокусировки в свободном пространстве ($n = 1$):

- в случае цилиндрических оптических элементов и вытянутого прямоугольного (щелевого) входного зрачка

$$\rho_{\min} = \frac{\lambda_n}{2 \sin \theta_{\max}} = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta_{\max}} = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_{\max}}, \quad (1.12)$$

- в случае сферических оптических компонент и круглого (эллиптического) входного зрачка

$$\rho_{\min} = \frac{0,61\lambda_n}{\sin \theta_{\max}} = \frac{0,61 \lambda_0}{n \sin \theta_{\max}} = \frac{0,61\lambda_0}{\sin \theta_{\max}}, \quad (1.13)$$

где λ_0 и λ_n – длина волны излучения в свободном пространстве и материальной среде (например, иммерсионной жидкости с показателем преломления n), в которой осуществляется фокусировка электромагнитного

пучка; θ_{\max} – задний апертурный угол объектива микроскопа. Тем не менее данного предела пространственного разрешения практически невозможно достичь с использованием классической оптики.

На Рис. 1.12 показаны типичные размеры различных структурных элементов биологических тканей d (клеточные органеллы, отдельные клетки и их агломераты, клеточные структуры, микрофибриллы и др.), отнесенные к характерной длине волны ТГц излучения $\lambda_0 = 300$ мкм ($\nu \approx 1,0$ ТГц). На этом же рисунке нанесен предел пространственного разрешения Аббе $\lambda_0/2$ для выбранной длины волны и для оптической системы, работающей в свободном пространстве (для простоты рассмотрен случай цилиндрической оптики). Из приведенной схемы, очевидно, что основные структурные элементы тканей имеют существенно субволновой масштаб и не могут быть визуализированы с использованием классических оптических систем ТГц диапазона. В данном случае наблюдается рэлеевский режим переноса излучения в тканях, а взаимодействие ТГц излучения с тканями может быть описано с помощью теории эффективной среды и моделей эффективного диэлектрического отклика, например, релаксационной модели Дебая (см. выражение (1.4)) [21,22]. В большинстве случаев в ТГц диапазоне измеряется усредненный в пределах функции рассеяния оптической системы ($\sim \lambda^2$) отклик тканей. Для того чтобы сделать возможной визуализацию отдельных структурных элементов тканей в области ТГц частот требуется значительно повысить пространственное разрешение.

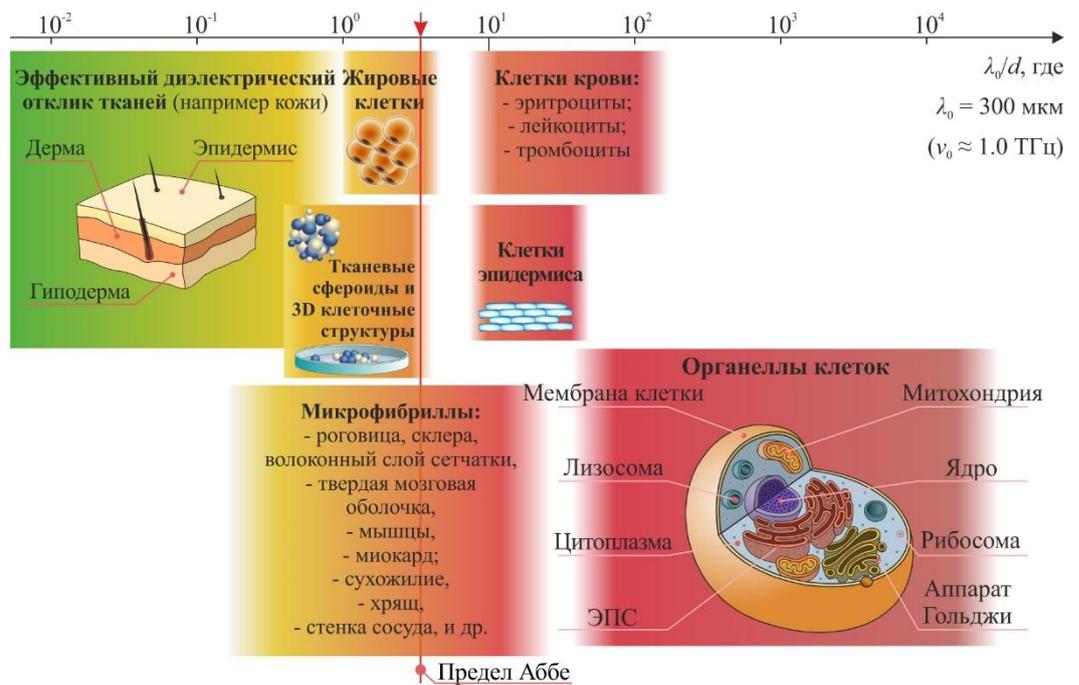


Рис. 1.12. Масштабы структурных неоднородностей биологических тканей d (клеточные органеллы, отдельные клетки и их агломераты, клеточные структуры, микрофибриллы и др.) по отношению к характерной длине волны ТГц излучения $\lambda_0 = 300$ мкм, соответствующей частоте $\nu_0 \approx 1,0$ ТГц [3].

1.4. Анализ современных методов повышения пространственного разрешения ТГц изображающих систем

Над проблемой повышения пространственного разрешения ТГц оптических систем и преодоления дифракционного предела Аббе в настоящее время работают российские и зарубежные исследователи. На Рис. 1.13 показано пространственное разрешение, обеспечиваемое различными методами ТГц визуализации, отнесенное к длине волны ТГц излучения. Рассмотрим подробнее преимущества и недостатки нескольких основных подходов.

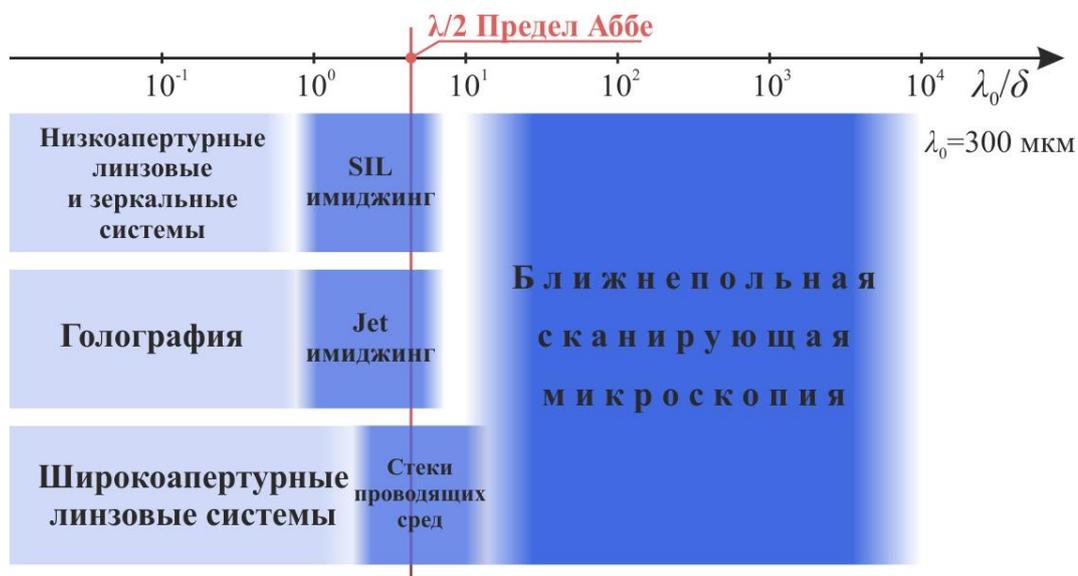


Рис. 1.13. Пространственное разрешение различных методов ТГц визуализации [4].

1.4.1. ТГц визуализация на основе широкоапертурной асферической оптики

Асферические оптические элементы позволяют повысить пространственное разрешение ТГц визуализации за счет увеличения числовой апертуры и одновременной компенсации aberrаций [33–36]. Из-за сравнительно низких требований к качеству оптических поверхностей в ТГц диапазоне (благодаря большой длине волны ТГц излучения), такие оптические элементы могут быть изготовлены с использованием станков с числовым программным управлением (ЧПУ) [34,54] или даже 3D печати [163]. Предпринимались попытки построения ТГц систем визуализации на основе широкоапертурной асферической оптики, которые показали, что данные оптические системы способны обеспечивать субволновое пространственное разрешение до $0,6\lambda_0$. Однако подобные системы по-прежнему подчиняются дифракционному пределу Аббе.

1.4.2. Голография и имиджинг на основе синтеза апертуры

Методы ТГц цифровой голографии позволяют повысить пространственное разрешение ТГц визуализации благодаря тому, что разрешение таких систем зависит не от диаметра входного зрачка объектива, а от схемы регистрации голограммы (интерференционной картины в плоскости детектора), алгоритмов вычисления на ее основе комплексной амплитуды поля, а также алгоритмов восстановления изображения. Повысить пространственное разрешение ТГц голографии можно путем использования метода синтеза апертуры. Он позволяет увеличить апертуру оптической системы за счет регистрации и анализа голограммы в различных существенно разнесенных областях пространства [37–39]. На Рис. 1.14 показана модель установки и схема регистрации интерференционной картины при помощи метода синтеза апертуры из работы [38], где было продемонстрировано разрешение $1,0 - 1,2\lambda_0$. Как и широкоапертурные асферические оптические элементы, методы голографии и синтеза апертуры позволяют повысить пространственное разрешение до субволновых масштабов, однако они по-прежнему подчиняются дифракционному пределу Аббе.

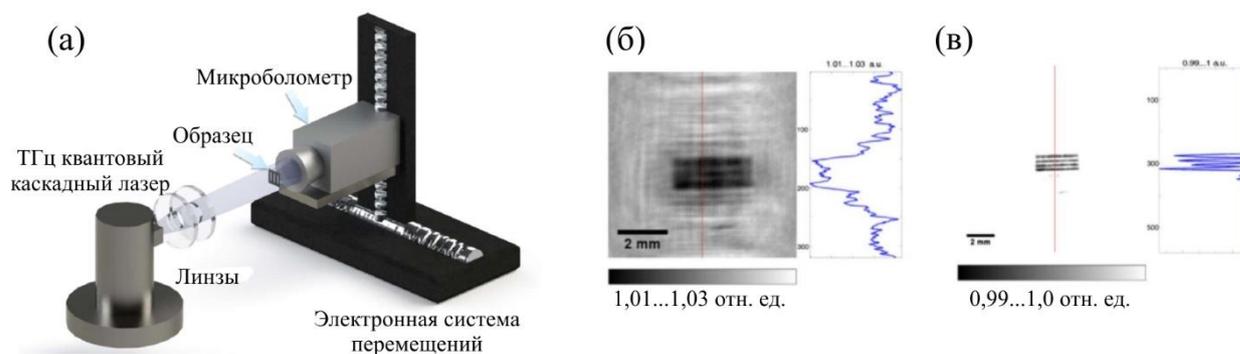


Рис. 1.14. Метод ТГц визуализации с использованием принципов синтезированной апертуры [38]: (а) – схема экспериментальной установки; (б) – амплитудный контраст, восстановленный из обычной голограммы (интерференционной картины) в плоскости детектора; (в) – амплитудный контраст, восстановленный из голограммы, полученной методом синтеза апертуры. Период следования полос на панелях (а) и (б) составляет 300 мкм, а длина волны излучения $\lambda_0 = 100$ мкм.

В последние годы ряд исследований посвящен сокращению времени регистрации ТГц изображений, вплоть до работы в реальном масштабе времени – $\sim 10 - 30$ Гц [43]. В качестве примера можно привести метод ТГц голографии, использующий двойственность пространства частот [164]. Этот метод позволяет значительно сократить объем регистрируемых данных (площадь регистрируемой голограммы) и, следовательно, увеличить скорость регистрации ТГц изображения. На Рис. 1.15 показана схема экспериментальной установки, а также порядок регистрации ТГц изображения.

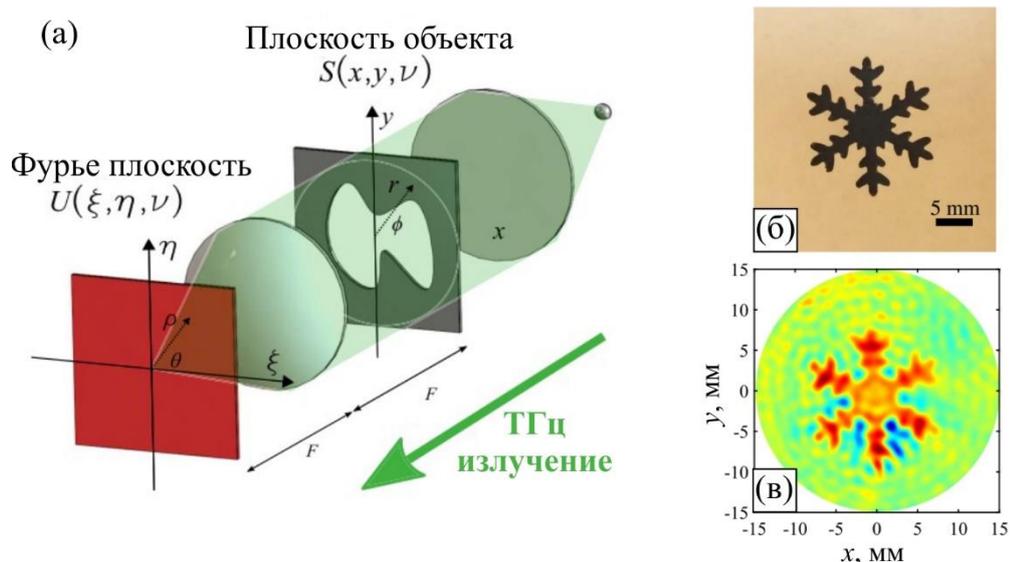


Рис. 1.15. Метод ТГц голографии с повышенной кадровой частотой на основе двойственности пространства частот [164]: (а) – схема регистрации изображения; (б) – фотография тестового объекта; (в) – восстановленное ТГц изображение.

Другой похожий подход, который позволяет повысить пространственное разрешение и сократить время регистрации ТГц изображений основан на использовании быстрого одноплощадочного детектора и пространственного модулятора пучка излучения, зондирующего объект. Эта группа методов использует принцип кодирования апертуры пучка [165–168]. Данный метод позволяет получать ТГц изображения за меньшее количество итераций (с использованием меньшего количества транспарантов), по сравнению с числом шагов растрового сканирования в классических схемах растровой визуализации и голографии. Пространственное разрешение определяется количеством и качеством транспарантов, кодирующих пропускание апертуры, и может достигать субволновых масштабов, по-прежнему подчиняясь дифракционному пределу Аббе.

Стоит отметить, что методы ТГц голографии, синтеза и кодирования апертуры требуют трудоемких вычислений и значительных затрат машинного времени для решения некорректных обратных задач, направленных на восстановление изображения на основе интерференционной картины. Более того, они характеризуются специфическими шумами и искажениями изображений и далеко не всегда приводят к однозначно интерпретируемым данным. Отмеченное снижает применимость описанных принципов в различных областях ТГц науки и техники.

1.4.3. ТГц визуализация на основе фотонных струй

Другой перспективный подход к повышению пространственного разрешения ТГц визуализации основан на эффектах фотонной струи (Photonic Jet – PJ) и фотонного крюка (Photonic Hook – PH). Термин «фотонная струя» был впервые введен Chen *et al.* в 2004 году для каустик электромагнитного поля, имеющих субволновой масштаб и формируемых позади симметричной мезомасштабной диэлектрической частицы [169]. В ТГц диапазоне фотонные струи были экспериментально реализованы в 2017 году, причем методы ТГц микроскопии на основе фотонной струи обеспечили пространственное разрешение до $0,55\lambda_0$ [40]. На Рис. 1.16 показана схема установки и результаты визуализации ТГц фотонной струи в разных плоскостях.

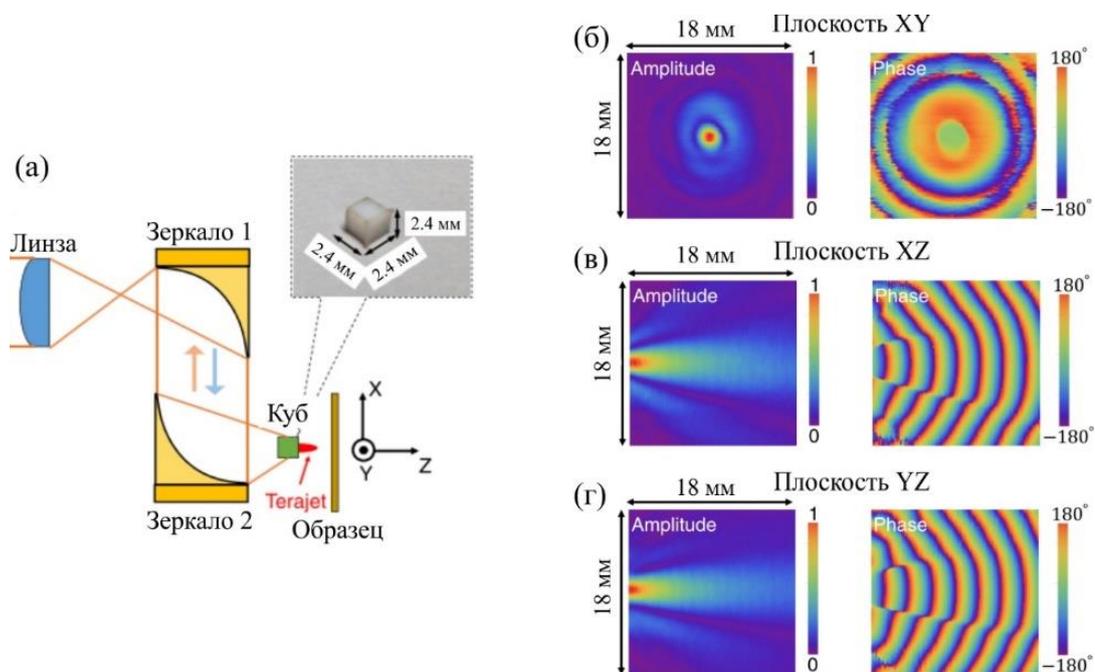


Рис. 1.16. Первая экспериментальная реализация микроскопии на базе фотонной струи в ТГц диапазоне [40]: (а) – схема фокусировки ТГц излучения на диэлектрический куб и его размеры; (б), (в), (г) – амплитудные и фазовые ТГц изображения фотонной струи в плоскостях XY, XZ и YZ, соответственно.

В свою очередь эффект фотонных крюков связан с генерацией изогнутых каустик электромагнитного поля позади мезомасштабных частиц с нарушенной симметрией [170]. Впервые ТГц фотонные крюки были реализованы экспериментально в работе [41], где в качестве асимметричной диэлектрической частицы использовался кубоид из полиметилпентена (ТРХ) со скошенной передней гранью. На Рис. 1.17 представлены результаты численного моделирования (методом конечных элементов) и экспериментальных исследований фотонного крюка. Очевидно, что наряду с изогнутым характером, данный тип каустик пучка имеет субволновые латеральные размеры $\sim 0,5\lambda_0$, обеспечивая возможность ТГц визуализации с субволновым пространственным разрешением.

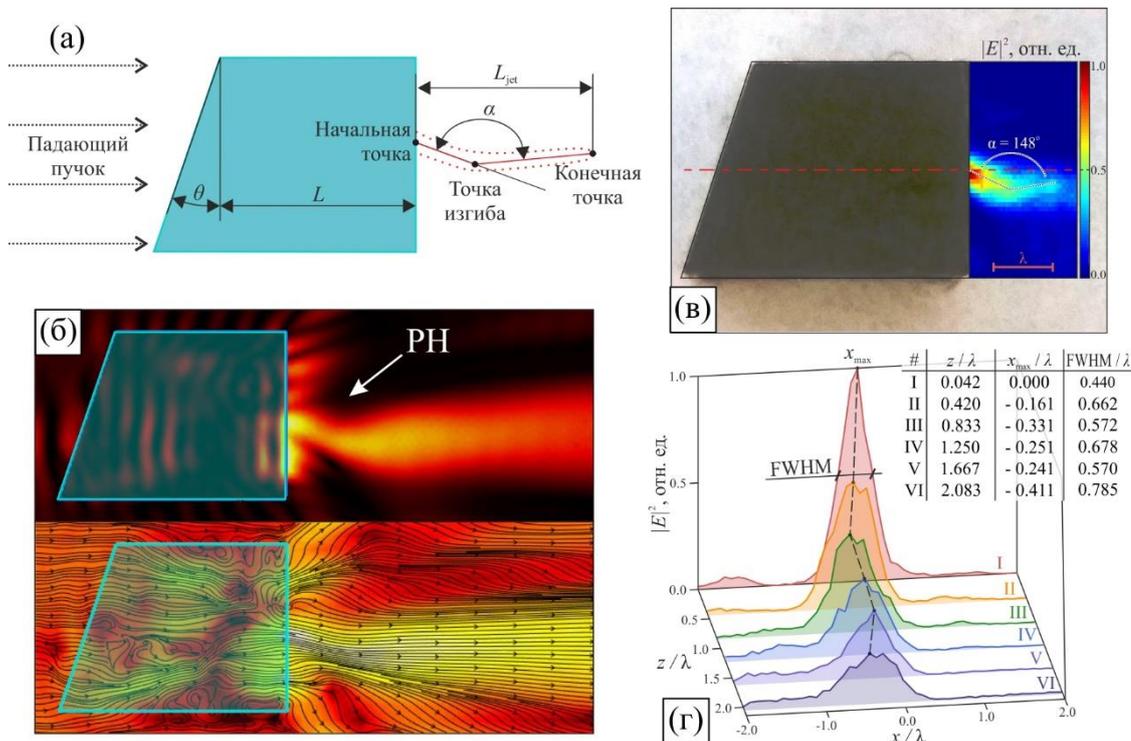


Рис. 1.17. Первое экспериментальное наблюдение фотонной струи в ТГц диапазоне [41]: (а) – схема генерации фотонного крюка позади мезомасштабной диэлектрической частицы с нарушенной симметрией; (б) – результаты численного моделирования фотонного крюка; (в),(г) – результаты экспериментальной визуализации фотонного крюка.

Преимуществом фотонных струй и фотонных крюков является простота реализации и возможность незначительного преодоления дифракционного предела Аббе. Действительно, рассматриваемый принцип может быть использован для повышения пространственного разрешения практически любой фокусирующей системы, для чего достаточно просто поместить в ее фокус диэлектрическую частицу подходящих размеров и геометрии. В некоторых случаях, разрешение подобных оптических систем может достигать $0,4-0,25\lambda_0$. В то же время, методы микроскопии на основе эффектов фотонной струи и фотонного крюка до сих пор далеки от практического применения по ряду причин, в том числе, из-за проблем удержания диэлектрической частицы в фокальной плоскости.

1.4.4. ТГц сканирующая зондовая ближнепольная микроскопия

Наибольшее пространственное разрешение ТГц визуализации позволяют достичь методы сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии различного типа. К настоящему моменту предложено множество разновидностей данного типа микроскопии, пространственное разрешение которых определяется не параметрами фокусирующей оптики, а геометрией и размерами ближнепольного зонда. Методы сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии можно условно разделить на две группы:

- методы на основе прохождения излучения сквозь субволновые апертуры/диафрагмы и оптические волокна;
- методы на основе рассеяния излучения на субволновых кантилеверах/иглах.

Рассмотрим подробнее характерные примеры отмеченных разновидностей ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии.

1.4.4.1. Ближнепольная ТГц микроскопия на основе субволновых апертур и волокон

Данная группа методов основана на прохождении излучения через апертуры субволнового диаметра для облучения исследуемого объекта или детектирования рассеянного объектом излучения [42,43]. Пространственное разрешение подобных систем определяется размерами апертуры сканирующего зонда, однако с уменьшением размеров апертуры быстро снижается энергетическая эффективность системы и отношение сигнала к шуму в ТГц изображениях. Аналитически пропускание электромагнитной

волны круглым отверстием в бесконечно тонком слое металла с высокой проводимостью (идеальный проводник) может быть описано в виде следующего ряда [171,172]

$$T = \frac{64k_0^4 r^4}{27\pi^2} \left(1 + \frac{22}{25} k_0^2 r^2 + \frac{7312}{18375} k_0^4 r^4 + o(k_0^6 r^6) \right), \quad (1.14)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число, r – радиус апертуры, а $o(\dots)$ – малое 6-го порядка малости.

В сканирующей зондовой микроскопии также применяются другие формы субволновых апертур, например, квадратные или треугольные (см. Рис. 1.18).

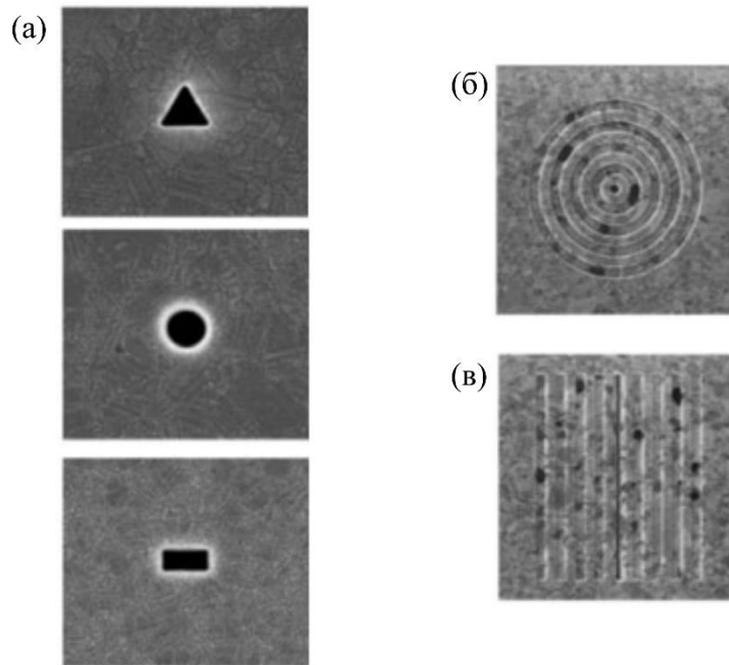


Рис. 1.18. (а) – различные формы субволновых апертур для ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии; (б) – диафрагма «бычий глаз» и (в) – щелевая апертура, позволяющие увеличить энергетическую эффективность [171].

Очевидно, что работа с малыми апертурами предполагает использование мощных источников и чувствительных детекторов ТГц

излучения, которые до сих пор остаются громоздкими, дорогостоящими и редкими. Именно поэтому для повышения эффективности прохождения излучения через апертуры субволнового диаметра разработаны диафрагмы с геометрией «бычий глаз» (bull's-eye) – структуры из периодических металлических колец (см. Рис. 1.18 (б)) [173,174], а также диафрагмы «галстук-бабочка» [175]. На Рис. 1.19 показано увеличение спектрального пропускания апертуры при применении структуры «бычий глаз» двух типов по сравнению с обычной круговой апертурой [173]. За счет плазмонных резонансов на данной структуре увеличивается пропускание апертуры в определенной полосе длин волн. Подобные сложные диафрагмы позволяют почти на порядок повысить энергетическую эффективность оптической системы, сохраняя при этом ее пространственное разрешение, что делает их значительно более перспективными для различных приложений ТГц технологий.

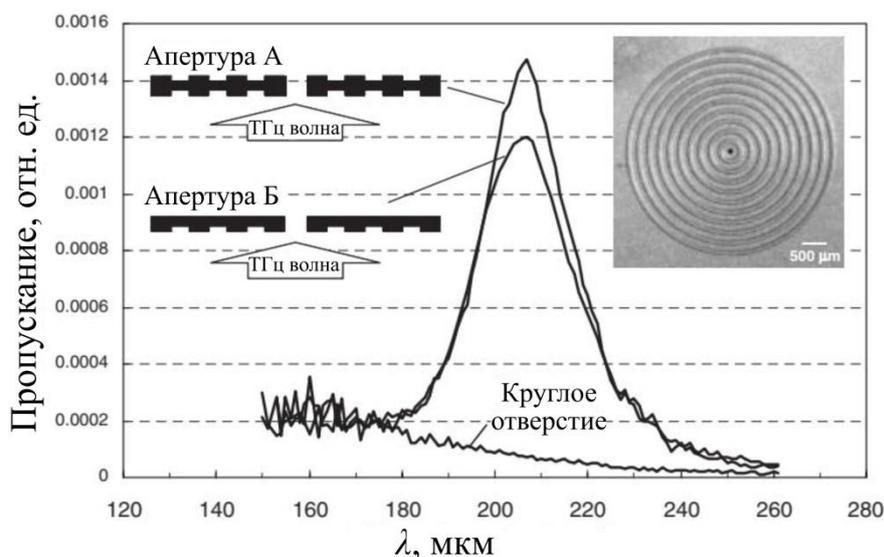


Рис. 1.19. Спектры пропускания обычной круговой апертуры и апертур «бычий глаз» двух типов – А и Б [173].

Результаты экспериментов показывают возможность достижения пространственного разрешения $0,1\lambda_0$ при помощи методов сканирующей

зондовой микроскопии на основе субволновых апертур [42,43]. Дальнейшее уменьшение размеров диафрагмы и, соответственно, повышение пространственного разрешения сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии апертурного типа делает достаточно трудной экспериментальную реализацию системы даже при использовании самой современной элементной базы ТГц оптоэлектроники. Ближнепольные методы предполагают сканирование поверхности объекта зондом, расположенным на небольшом расстоянии ($\ll \lambda_0$) от поверхности исследуемого объекта, что позволяет изучать только относительно плоские и гладкие объекты. Взаимодействие зонда и объекта может привести к их повреждению и разрушению, искажая результирующие ТГц изображения.

В ряде работ, посвященных ТГц ближнепольной микроскопии на основе субволновых апертур повышение эффективности визуализации достигается путем размещения исследуемого объекта прямо на точечном источнике ТГц излучения [176]. Таким образом не происходит потерь излучения при фокусировке и прохождении ТГц волн через апертуры субволнового масштаба.

Наряду с субволновой апертурой, в рассматриваемой группе методов ТГц сканирующей зондовой ближнепольной микроскопии могут применяться гибкие оптические волокна [174,177]. Для достижения существенно субволнового разрешения и высокой энергетической эффективности рассматриваемого метода необходимо обеспечить высокий показатель преломления материала сапфирового волокна и, следовательно, значительное сжатие (конфайнмент) волноводных мод в сердцевине волокна. Перспективным материалом для изготовления ТГц волокон является сапфир, который помимо высоких физических характеристик (высокая твердость, химическая и термическая стойкость), обладает высоким показателем преломления в ТГц области спектра [7,178–180]. В работах [181,182] продемонстрирована возможность использования гибких сапфировых волокон диаметром 300 мкм для сканирующей ТГц микроскопии на частоте

0,25 ТГц. Теоретически предсказано и экспериментально подтверждено, что подобные системы обеспечивают пространственное разрешение до $0,25\lambda_0$. На Рис. 1.20 показана схема ТГц микроскопа, использованного в данных работах, тест пространственного разрешения при помощи объекта со ступенчатым изменением коэффициента пропускания, а также схема фиксации сапфирового волокна. Разрешение такого типа систем ТГц микроскопии может быть повышено путем использования наконечников ТГц зонда особой формы, позволяющих сфокусировать излучение на его выходе в пучок субволнового размера [183]. Применение данной технологии позволило увеличить пространственное разрешение до $\lambda_0/270$ [184].

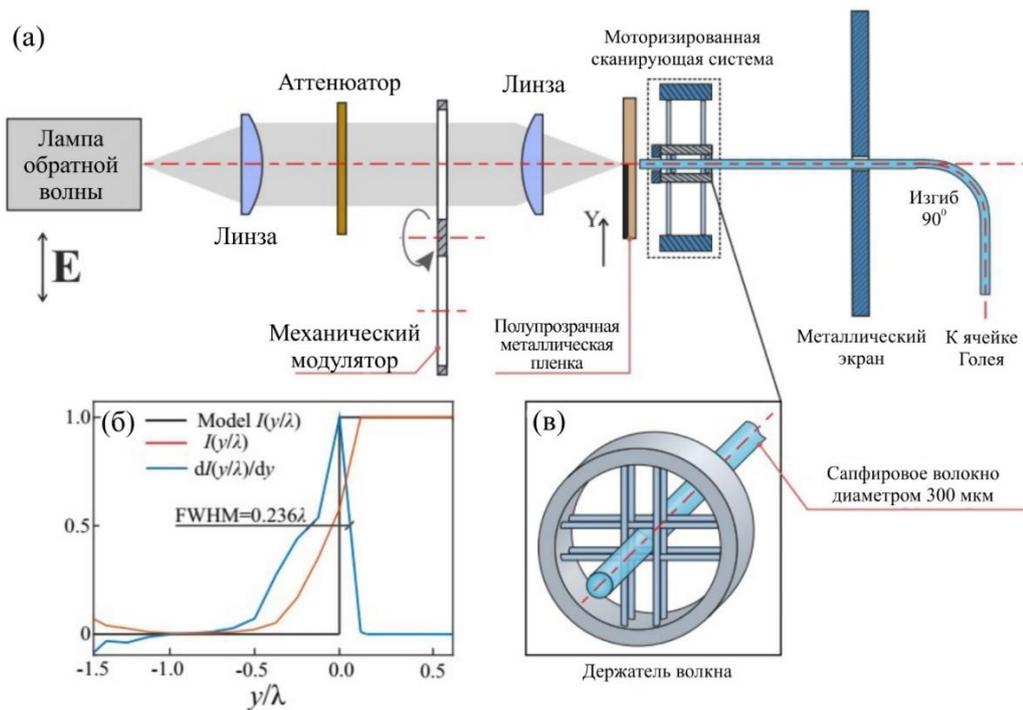


Рис. 1.20. ТГц сканирующая зондовая ближнепольная микроскопия на основе гибкого сапфирового волокна [181]: (а) – схема микроскопа; (б) – экспериментальная оценка пространственного разрешения микроскопа; (в) – схема крепления волокна.

1.4.4.2. Ближнепольная ТГц микроскопия на основе субволновых кантилеверов/игл

Данные методы основаны на регистрации в дальней зоне ТГц поля рассеянного в ближней зоне между поверхностью исследуемого объекта и наконечником близкорасположенной иглы кантилевера. Чтобы выделить сигнал, рассеянный кантилевером, на фоне волны, отраженной от поверхности образца, положение кантилевера относительно объекта изменяется по периодическому закону. Преимуществом данного типа систем является то, что они могут быть созданы на базе других устройств, оснащенных вибрирующим кантилевером, например, на базе классических атомно-силовых микроскопов [44]. На Рис. 1.21 представлены результаты одной из первых реализаций данного подхода, где авторам удалось достичь пространственного разрешения $\sim 10^{-3} \lambda_0$ [45].

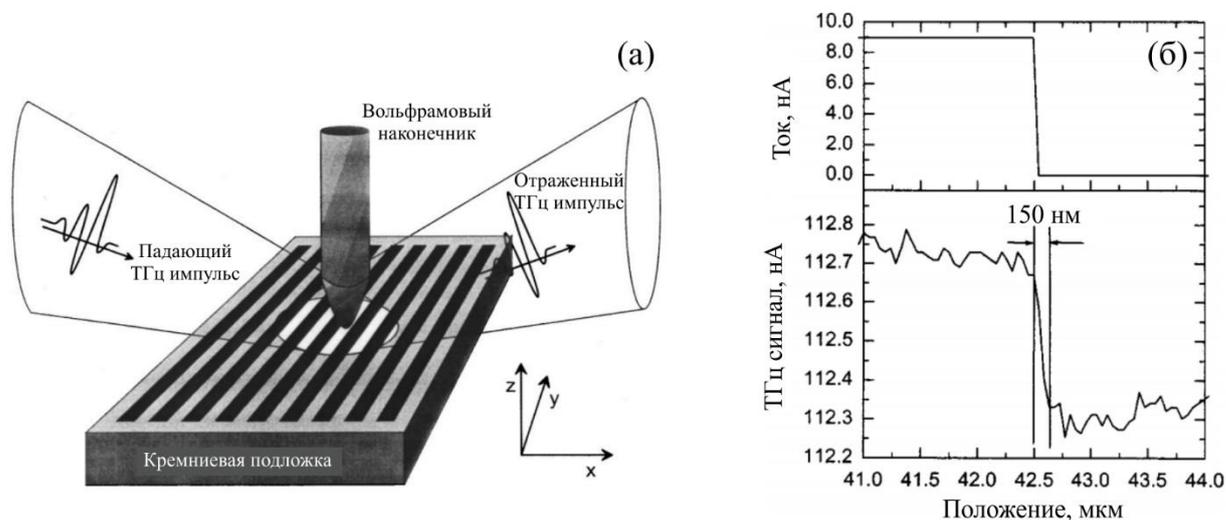


Рис. 1.21. ТГц сканирующая зондовая ближнепольная микроскопия на основе субволновой металлической иглы: (а) – схема установки; (б) – результаты экспериментальной оценки пространственного разрешения [45].

Высокое разрешение, обеспечиваемое данным подходом, способствовало развитию его приложений. Например, ТГц сканирующая зондовая микроскопия на основе кантилеверов была применена для визуализации устройств полупроводниковой электроники, в том числе, одиночных транзисторов с рекордным разрешением до $\sim 3 \times 10^{-4} \lambda_0$ [44,185] (см. Рис. 1.22).

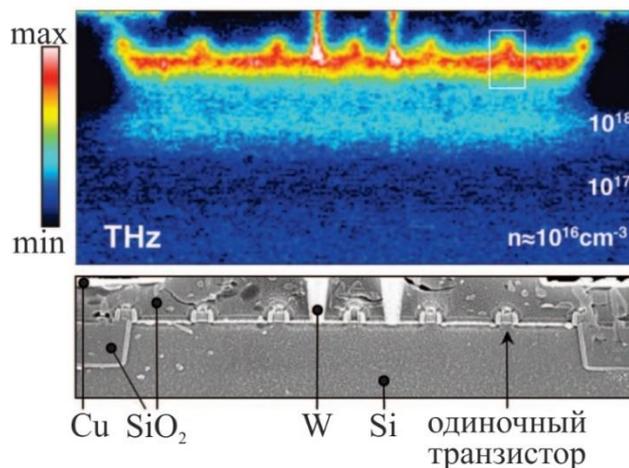


Рис. 1.22. Визуализация полупроводникового устройства с разрешением $\lambda_0/3000$ при помощи ТГц сканирующего зондового ближнепольного микроскопа на базе металлического кантилевера [44].

Таким образом, пространственное разрешение методов микроскопии с применением сканирующих кантилеверов может достигать значения $\sim 10^{-3} - 10^{-4} \lambda_0$. Для данной группы методов крайне важна форма исследуемого объекта и существует риск механического взаимодействия иглы с объектом. Поскольку интенсивность ТГц излучения после рассеяния на игле крайне мала, большое значение имеет мощность ТГц источника и чувствительность ТГц детектора, используемых в схеме микроскопа. Методы являются достаточно медленными и позволяют обследовать малую площадь поверхности образца.

1.4.4.3. Комбинация принципов ближнепольной визуализации и кодирования апертуры в ТГц диапазоне

Повысить скорость регистрации при помощи методов ближнепольной микроскопии можно путем их комбинации с подходами кодирования апертуры [186]. Для этого исследуемый объект располагается в области ближнего поля позади оптически-модулированного транспаранта (см. Рис. 1.23). Пространственная модуляция оптического пучка осуществляется при помощи транспаранта, выполненного из полупроводникового материала, который в обычном состоянии прозрачен для ТГц излучения. При попадании излучения видимого диапазона на полупроводниковый материал, образуются свободные заряды, которые обеспечивают проводимость материала в облученной области, в результате чего на данном участке возрастает поглощение ТГц волн. Пучок излучения пространственно-модулируется при помощи цифрового микрозеркального устройства, формируя заданные фотомаски на пластинке из полупроводникового материала. Таким образом, изображение объекта может быть получено при помощи одноплощадочного детектора, расположенного позади объекта, путем сканирования его поверхности фотомаской в форме субволновой апертуры [186].

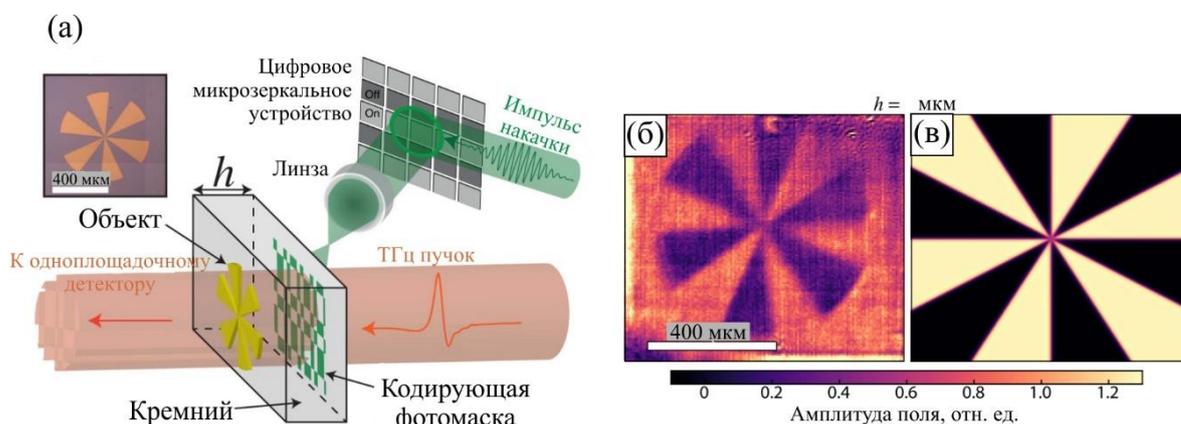


Рис. 1.23. Метод визуализации на основе пространственной модуляции пучка ТГц излучения [187]: (а) – схема эксперимента; (б) – ТГц изображение тестового объекта; (в) – изображение тестового объекта. В качестве транспаранта для пространственной модуляции служит полупроводник толщиной 6 мкм, который освещается лазерным пучком, отраженным от маски, роль которой играет цифровое микрозеркальное устройство.

Скорость данного процесса может быть увеличена с незначительной потерей качества изображения путем применения фотомасок в форме Адамаровых матриц [188–190] или масок со случайным распределением прозрачных и непрозрачных областей [191]. При таком подходе пространственное разрешение определяется качеством фотомаски и микрозеркального устройства и может достигать $0,02\lambda_0$ [187,192]. Однако данный метод тяжело реализуем практически и существенно ограничивает геометрию исследуемого объекта.

1.4.4.4. ТГц визуализация с помощью проволочных сред и жгутов волокон с высоким показателем преломления

Изображающие системы на основе массивов волноводов, основанных на различных физических принципах позволяют преодолеть предел разрешения Аббе благодаря переносу ближнего поля от объекта к плоскости изображения. На Рис. 1.24(а) представлена схема регистрации ТГц изображения при помощи жгута сапфировых волокон с металлическим напылением [57]. На металлический объект, помещенный перед жгутом падает плоская ТГц волна, а изображение детектируется позади жгута при помощи ячейки Голя и диафрагмы с субволновым диаметром. На Рис. 1.24(б) и (в) показаны фотография объекта со жгутом и полученное ТГц изображение, соответственно. Статистическая оценка пространственного разрешения (см. Рис. 1.24(г)) показывает, что данный метод визуализации обеспечивает среднее разрешение $0,53\lambda_0$, при этом в некоторых областях апертуры жгута оно достигает $0,33\lambda_0$.

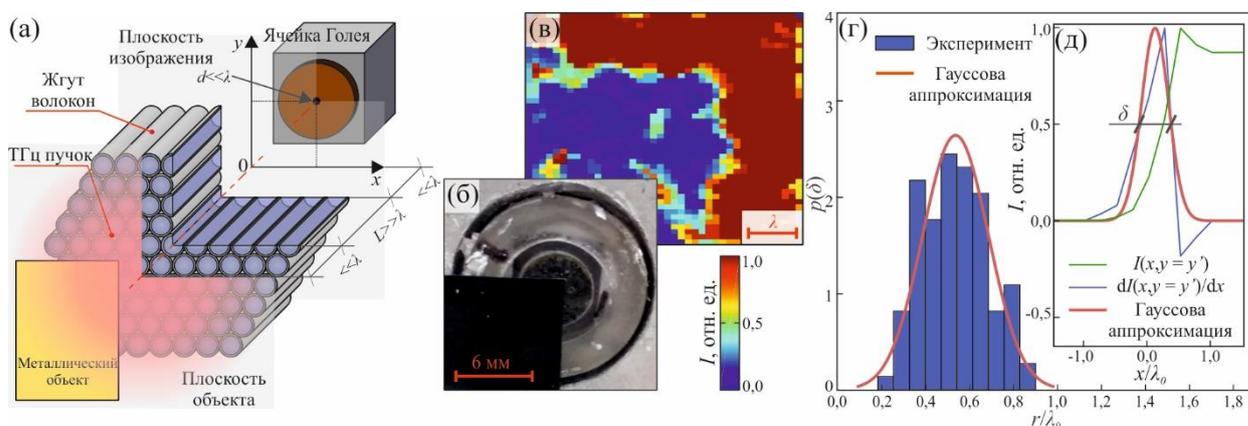


Рис. 1.24. Исследование пространственного разрешения жгута сапфировых волокон с металлическим напылением: (а) – схема визуализации тестового объекта; (б) – фотография объекта со жгутом; (в) – полученное ТГц изображение объекта; (г) – статистика распределения пространственного разрешения жгута; (д) – пример расчета пространственного разрешения [57].

Принцип действия изображающих системы на основе проволочных сред основан на переносе электромагнитного излучения при помощи массивов металлических волноводов [46–48]. На Рис. 1.25(а) представлена схема линзы, выполненной в виде массива из алюминиевых проводов для микроволнового диапазона [48]. На Рис. 1.25(б)-(ж) показана экспериментальная реализация ТГц изображающей системы на основе проволочной среды из работы [193].

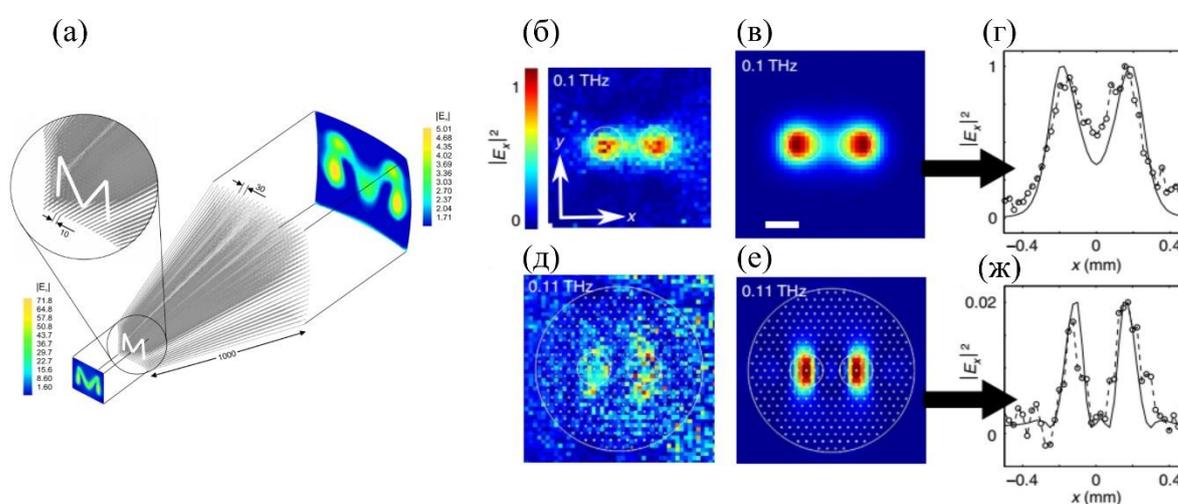


Рис. 1.25. (а) Схема линзы на основе проволочной среды для микроволнового диапазона [48]; (б) и (в) результат измерения и моделирования, соответственно, интенсивности ТГц излучения проходящего через два отверстия диаметром 200 мкм; (д) и (е) результат измерения и моделирования интенсивности ТГц излучения проходящего через те же отверстия и проволочную среду; (г) и (ж) – соответствующие измеренные профили интенсивности ТГц излучения [193].

Предел пространственного разрешения для метода ТГц визуализации на основе проволочных сред определяется локализацией плазмонных мод на металлическом проводе и теоретически составляет порядка $0,1\lambda_0$, однако, экспериментально столь высоких результатов достигнуто не было.

Существуют проблемы фиксации проволочной среды в свободном пространстве, поскольку ее фиксация в диэлектрических материалах приводит к росту дисперсии и потерь излучения. Кроме того, длина проволочной среды ограничивается перекрестными помехами (cross-talk effect). Все вышеперечисленное характеризует проволочные среды как интересную концепцию, однако трудно реализуемую экспериментально.

Таким образом, предложено множество подходов для повышения пространственного разрешения ТГц визуализации до субволнового масштаба, а также методов преодоления дифракционного предела разрешения Аббе. Однако, для данных методов присущи свои недостатки, описанные выше. Все они являются методами лабораторных исследований и не могут применяться для решения прикладных задач ТГц техники. Данный факт подчеркивает актуальность проведения исследований в области разработки новых методов повышения пространственного разрешения ТГц визуализации.

1.5. Возможность повышения пространственного разрешения ТГц визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии

Перспективным подходом для повышения пространственного разрешения ТГц визуализации является эффект твердотельной иммерсии, который позволяет уменьшить размеры каустики пучка за счет его фокусировки в свободном пространстве, позади иммерсионной линзы, изготовленной из материала с высоким показателем преломления [49]. Данный эффект основан на интерференции волны полного внутреннего отражения (эванесцентной волны) и обычной волны отраженной от границы раздела «материал иммерсионной линзы – свободное пространство» в случае регистрации отраженного от исследуемого объекта излучения. При использовании схемы регистрации изображения по прошедшему сигналу,

каустика такой оптической системы формируется эванесцентной волной и волной, проходящей в свободное пространство, однако, данная геометрия не рассматривается в диссертации.

Чаще всего иммерсионные линзы имеют форму полусферы или усеченной полусферы; см Рис. 1.26. Далее будет рассмотрена схема оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии, работающая по отраженному сигналу, поскольку данная конфигурация более перспективна для применения в ТГц области спектра из-за высокого поглощения ТГц волн большинством сред в области биомедицинских приложений [4].

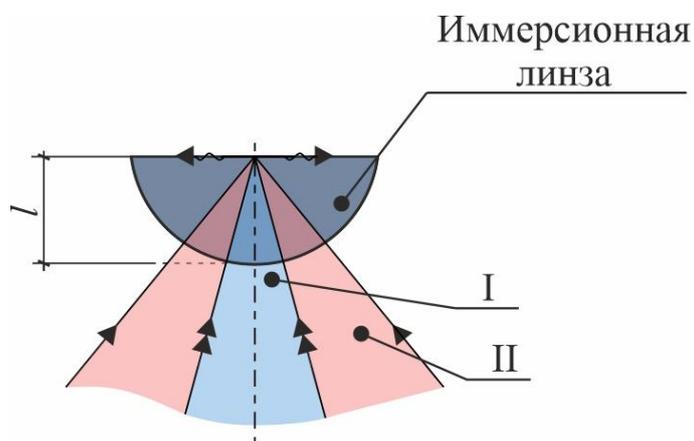


Рис. 1.26. Иллюстрация эффекта твердотельной иммерсии при взаимодействии сферической электромагнитной волны с диэлектрической полусферой: I – отраженная волна, II – волна полного внутреннего отражения (эванесцентная волна).

Электромагнитная волна падает на полусферу так, что ее волновой фронт concentричен сферической поверхности оптического элемента, поэтому преломления на этой границе раздела не происходит, и она не влияет на ход лучей. Далее, в результате взаимодействия волны с границей

раздела «материал полусферы – воздух» возникают две волны – отраженная и эванесцентная. Отраженная волна возникает в результате френелевского отражения на границе раздела «материал иммерсионной линзы – свободное пространство». В свою очередь, эванесцентная волна претерпевает полное внутреннее отражение, распространяется вдоль границы раздела, при этом ее амплитуда экспоненциально затухает при удалении от границы раздела в направлении свободного пространства. Вблизи границы раздела со свободным пространством эванесцентная волна интерферирует с отраженной, что приводит к формированию каустики пучка субволнового размера. Сперва дадим небольшую историческую справку об исследованиях и применениях эффекта твердотельной иммерсии в различных спектральных диапазонах.

Метод визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии был впервые предложен в 1990 году для преодоления дифракционного предела пространственного разрешения в видимом диапазоне [49]. После этого в течение почти тридцати лет активно развивались различные приложения эффекта твердотельной иммерсии в видимом и инфракрасном (ИК) диапазонах. В эпоху оптических носителей информации были успешные попытки применения оптических систем на основе эффекта твердотельной иммерсии для повышения плотности записи информации на компакт-диск [194,195]. Методы визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии нашли свое применение в областях картирования фотоотклика сверхпроводниковых однофотонных детекторов [196], изучения интегральных схем [197–199], визуализации [200,201] и спектроскопии [200,202] отдельных наноразмерных объектов и фотолитографии [203]. В качестве одной из модификаций усеченной сферы была предложена зеркальная фокусирующая система, на основе эффекта твердотельной иммерсии [204–207], позволяющая достигнуть пространственного разрешения до $0,23\lambda_0$. В данной конструкции излучение от источника

собирается в оптический волновод и фокусируется сформированным на конце волновода параболическим зеркалом.

В Таблице 1 приводится сравнение пространственного разрешения ρ_N (выраженного в длинах волн излучения) изображающих систем на основе эффекта твердотельной иммерсии, работающих в различных спектральных диапазонах и обеспечивающих наиболее высокое пространственное разрешение, при этом для количественного сравнения систем наблюдавшееся пространственное разрешение нормировано на рабочую длину волны λ_0 . Пространственное разрешение лучших изображающих систем на основе эффекта твердотельной иммерсии, ранее реализованных в видимом и ИК диапазонах достигает $0.28\lambda_0$ [208], $0.23\lambda_0$ [209], $0.2\lambda_0$ [210] и $0.15-0.31\lambda_0$ [211]. Более того, в нескольких работах рассматриваемый эффект применялся для повышения пространственного разрешения изображающих систем в миллиметровом (или гигагерцовом – ГГц) диапазоне, где экспериментально показано разрешение $0.3\lambda_0$ [212] и $0.35\lambda_0$ [53].

Таблица 1. Сравнение существующих методов визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии. Обозначения диапазонов: VIS – видимый, NIR – ближний инфракрасный, MIR – средний инфракрасный, MMW – миллиметровый, THz - терагерцовый.

№	Разрешение ρ_N	Спектральный диапазон	Длина волны λ_0 , мкм	Ссылка
1	$0,23\lambda_0$	VIS	0.436	[49]
2	$0,41\lambda_0$	VIS–NIR	0.78	[194]
3	$0,43\lambda_0$	NIR	0.83	[213]
4	$0,32\lambda_0$	VIS	0,442	[203]
5	$0,33\lambda_0$	NIR	0,8–1,1	[214]
6	$0,28\lambda_0$	VIS	0,6328	[215]
7	$0,2\lambda_0$	MIR	9,3	[210]
8	$0,23\lambda_0$	MIR	10,7	[209]
9	$0,2-0,23\lambda_0$	MIR	9,3–10,7	[216]
10	$0,3\lambda_0$	MMW	1500–3000	[212]
11	$0,34\lambda_0$	MIR	5	[217]
12	$0,54\lambda_0$	THz	93	[218]
13	$0,28\lambda_0$	MIR	5	[208]
14	$0,79\lambda_0$	VIS	0,6328	[219]
15	$0,33\lambda_0$	NIR	0,8	[220]
16	$0,25\lambda_0$	NIR	0,83	[205]
17	$0,23\lambda_0$	VIS	0,413	[206]
18	$0,21\lambda_0$	NIR	1,53	[221]
19	$0,26\lambda_0$	VIS	0,532	[222]
20	$0,47\lambda_0$	MIR	3–5	[223]
21	$0,4\lambda_0$	NIR	1,1–1,7	[224]
22	$0,68\lambda_0$	VIS	0,47	[196]
23	$0,15-0,31\lambda_0$	NIR	1,2	[211]
24	$0,28\lambda_0$	VIS	0,405	[225]
25	$0,52\lambda_0$	VIS	0,642	[226]
26	$0,41\lambda_0$	MMW	8000	[227]

Необходимо отметить, что несмотря на существенно субволновое пространственное разрешение перечисленных изображающих систем видимого, ИК и ГГц диапазонов, существует возможность дальнейшего повышения пространственного разрешения микроскопии на основе эффекта

твердотельной иммерсии за счет повышения числовой апертуры оптической системы и использования новых материалов диэлектрической полусферы, характеризующихся высоким показателем преломления. Более того, до сих пор эффект твердотельной иммерсии не применялся для повышения пространственного разрешения систем ТГц спектроскопии и визуализации и не был адаптирован для изучения «мягких» объектов, включая мягкие биологические ткани.

Таким образом, рассмотрены основные существующие подходы для повышения пространственного разрешения оптических систем; сравнение данных методов приведено в Таблице 2. В качестве параметров для сравнения выбраны достижимое пространственное разрешение ρ_N , наличие или отсутствие в схеме субволновых диафрагм, а также реализация системы в ТГц области спектра. Наличие субволновых диафрагм приводит к существенному снижению энергетической эффективности оптической системы, а, следовательно, к необходимости применения высокочувствительных детекторов и источников ТГц волн высокой мощности. Как можно видеть из данного анализа, асферическая оптика, голография и методы на основе фотонных струй способны обеспечивать хотя и субволновое, но относительно невысокое пространственное разрешение визуализации. Методы на основе ближнепольной и сканирующей зондовой микроскопии обеспечивают довольно высокое разрешение, однако страдают от низкой энергетики пучка из-за наличия субволновых диафрагм в системе. Можно видеть, что метод повышения пространственного разрешения на основе эффекта твердотельной иммерсии обеспечивает существенно субволновое разрешение и при этом не требует применения диафрагм субволнового размера, а, следовательно, обладает высокой энергетической эффективностью. Кроме того, метод визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии не был реализован в ТГц области спектра.

Таблица 2. Сравнение подходов для повышения пространственного разрешения в ТГц диапазоне

Метод	Достижимое разрешение ρ_N	Наличие в схеме субволновых диафрагм	Реализация в ТГц диапазоне
Широкоапертурная асферическая оптика	$0,6\lambda_0$	–	+
Photonic jets, photonic hooks	$0,25 - 0,4\lambda_0$	–	+
Голография и синтез апертуры	$1,0 - 1,2\lambda_0$	–	+
Сканирующая зондовая микроскопия на субволновых апертурах	$0,1\lambda_0$	+	+
Сканирующая зондовая микроскопия на кантилеверах и иглах	$10^{-3} - 10^{-4}\lambda_0$	+	+
Сканирующая зондовая микроскопия на оптических волокнах	$0,25\lambda_0$	+	+
Методы на основе ближнепольной визуализации и кодирования апертуры	$0,02\lambda_0$	+	+
Проволочные среды	$0,1\lambda_0$	+	+
Методы на основе эффекта твердотельной иммерсии	$0,15\lambda_0$	–	–

Именно поэтому в диссертационной работе рассматриваются вопросы практической реализации микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии в ТГц диапазоне, а также ее адаптации для визуализации мягких биологических тканей. Для этого вначале рассмотрим основные физические предпосылки для повышения пространственного разрешения с использованием эффекта твердотельной иммерсии, а также оценим предел пространственного разрешения подобных изображающих систем.

1.5.1. Пространственное разрешение оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Рассмотрим задачу прохождения излучения через границу раздела двух диэлектрических сред; см. Рис. 1.27. Запишем выражение для плоской волны, прошедшей через границу раздела двух сред [228,229]

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{kt} e^{i(\mathbf{k}_t \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1.15)$$

где

$$\mathbf{k}_t = n_2 k_0 (\mathbf{i} \sin \theta_t + \mathbf{j} \cos \theta_t) = k_0 (i n_1 \sin \theta_i + j n_2 \cos \theta_t) \quad (1.16)$$

– волновой вектор прошедшей волны; \mathbf{i} и \mathbf{j} – единичные векторы вдоль осей x и y , соответственно; n_1 и n_2 – показатели преломления двух сред, формирующих границу раздела; θ_i и θ_t – углы падения и преломления. Умножая выражение (1.16) на радиус-вектор \mathbf{r} , получим

$$\mathbf{k}_t \mathbf{r} = k_0 (n_1 x \sin \theta_i + n_2 y \cos \theta_t). \quad (1.17)$$

Таким образом, выражение (1.15) преобразуется к виду

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_0 e^{i(n_1 k_0 x \sin \theta_i + n_2 k_0 y \cos \theta_t - \omega t)}. \quad (1.18)$$

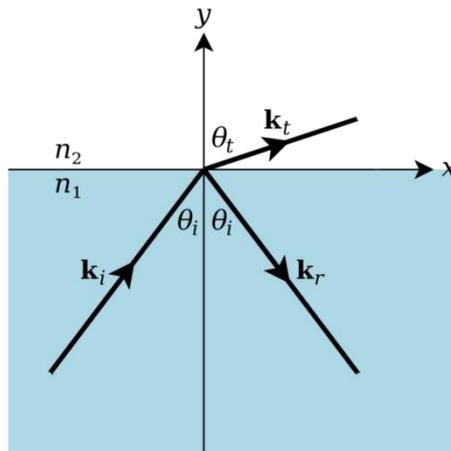


Рис. 1.27. Прохождение плоской электромагнитной волны через границу раздела двух сред.

В случае полного внутреннего отражения угол θ_t становится комплексным, а для значений угла падения θ_i больше критического, можно записать

$$\cos\theta_t = \pm i\sqrt{(n_1/n_2)^2 \sin^2\theta_i - 1}. \quad (1.19)$$

Чтобы определить знак, подставим (1.19) в (1.18)

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{kt} e^{\mp \sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_i - n_2^2} k_0 y} e^{i((n_1 k_0 \sin\theta_i)x - \omega t)}. \quad (1.20)$$

Очевидно, что для случая полного внутреннего отражения амплитуда эванесцентной волны должна затухать, а не возрастать по мере удаления от границы раздела во вторую среду, поэтому следует выбрать знак « $-$ » в выражении (1.20) и, соответственно знак « $+$ » в выражении (1.19). С учетом выбора знака получим следующее выражение для эванесцентной волны

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_{kt} e^{-\kappa y} e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (1.21)$$

где

$$\kappa = k_0 \sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_i - n_2^2}, \quad (1.22)$$

$$k_x = n_1 k_0 \sin\theta_i. \quad (1.23)$$

Глубина проникновения эванесцентной волны. Из выражений (1.21)-(1.23) очевидно, что эванесцентная волна распространяется вдоль поверхности (вдоль x), при этом ее амплитуда затухает экспоненциально при удалении от границы раздела вглубь второй среды (вдоль y); при этом перенос энергии излучения осуществляется исключительно вдоль поверхности. Из выражения (1.21) можно определить глубину проникновения эванесцентной волны за границу раздела двух сред как расстояние вдоль оси y , на котором амплитуда волны уменьшится в e раз

$$d = \frac{1}{\kappa} = \frac{\lambda_0}{2\pi\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta_i - n_2^2}} = \frac{\lambda_2}{2\pi\sqrt{(n_1/n_2)^2 \sin^2\theta_i - 1}} \quad (1.24)$$

Фазовый сдвиг эванесцентной волны. Подставив выражение (1.19) в выражение для коэффициента отражения s -поляризованной волны, можно получить формулу Френеля для эванесцентных волн

$$r_s = \frac{n \cos \theta_i - i \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}}{n \cos \theta_i + i \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}}, \quad (1.25)$$

где $n = n_1/n_2$. Для непоглощающих сред $|r_s| = 1$, при этом фазовый сдвиг отраженной волны можно записать в виде

$$\delta_s^r = 2 \arctan \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}}{n \cos \theta_i}. \quad (1.26)$$

Делая аналогичную подстановку в выражение для t_s можно показать, что t_s имеет такой же знаменатель как (1.25), тогда как числитель является действительным положительным. Отсюда следует, что эванесцентная волна имеет фазовый сдвиг равный половине сдвига отраженной волны (1.26)

$$\delta_s^t = \arctan \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}}{n \cos \theta_i}. \quad (1.27)$$

Проделав аналогичные вычисления можно показать, что фазовый сдвиг для p -поляризованной эванесцентной волны также в два раза меньше отраженного поля и равен

$$\delta_p^t = \arctan \frac{n \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_i - 1}}{\cos \theta_i}. \quad (1.28)$$

Выражения (1.27) и (1.28) могут применяться для углов падения $\theta_c \leq \theta_i \leq 90^\circ$.

Длина волны для эванесцентного поля и отраженного поля. Из выражения (1.23) очевидно, что волновой вектор поля, направленный вдоль границы раздела сред записывается через показатель преломления первой среды n_1 и угол падения пучка на границу раздела

$$\lambda_{\text{evan}} = \frac{\lambda_0}{n_1 \sin \theta_i}. \quad (1.29)$$

То есть λ_{evan} в $n_1 \sin \theta_i$ раз меньше по сравнению с длиной волны излучения в свободном пространстве. Длина волны для отраженного поля определяется показателем преломления материала иммерсионной линзы

$$\lambda_{\text{ord}} = \frac{\lambda_0}{n_1}. \quad (1.30)$$

Очевидно, что λ_{ord} в n_1 раз меньше длины волны в свободном пространстве. Подобное уменьшение длины волны для эванесцентного λ_{evan} и отраженного λ_{ord} полей и определяет высокое пространственное разрешение микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Пространственное разрешение оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии определяется вкладом эванесцентной и отраженной волн в каустику пучка [230]. В зависимости от числовой апертуры оптической системы, а также от показателя преломления исследуемого объекта (который определяет критический угол полного внутреннего отражения), можно выделить два режима работы рассматриваемой оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.

1. Режим полного внутреннего отражения, когда в апертуре пучка оптической системы присутствуют эванесцентные волны. В данном режиме высокое пространственное разрешение обусловлено интерференцией эванесцентной и отраженной волн.
2. Режим отраженной волны, когда эванесцентные волны в пучке отсутствуют. В данном режиме каустика формируется только отраженной волной.

В обоих отмеченных случаях ожидается существенно субволновое разрешение оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. Размер каустики пучка должен быть в $\sim n$ раз меньше по сравнению с обычной фокусировкой пучка в свободном пространстве; см. (1.29) и (1.30).

Таким образом, используя выражения (1.24), (1.27), (1.28) и (1.29) можно оценить глубину проникновения эванесцентной волны, ее фазовый сдвиг при отражении, а также инкремент пространственного разрешения при визуализации с использованием эванесцентных волн.

1.6. Выводы к первой главе

Проведенный обзор современного состояния исследований в области ТГц науки и техники, биомедицинских приложений ТГц технологий, а также методов ТГц визуализации с субволновым пространственным разрешением позволил сформулировать цель и задачи диссертационной работы.

Цель диссертации – разработка и экспериментальная апробация метода ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии, обеспечивающего пространственное разрешение за дифракционным пределом Аббе.

Для ее достижения в работе решаются следующие задачи:

- 1) разработка ТГц оптической системы, реализующей эффект твердотельной иммерсии;
- 2) теоретическая оценка технических характеристик ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии: пространственного разрешения и глубины резкости, допусков на юстировку оптических элементов, зависимости разрешения от оптических свойств исследуемого объекта;
- 3) разработка физико-математической модели отражения пучка ТГц излучения от объекта исследования в ТГц оптической системе на основе эффекта твердотельной иммерсии и связанного с этой моделью метода оценки показателя преломления объекта;
- 4) изготовление ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии;
- 5) разработка, сборка и юстировка макета ТГц микроскопа, реализующего эффект твердотельной иммерсии;
- 6) экспериментальная оценка пространственного разрешения, обеспечиваемого макетом ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии;

7) апробация макета ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии, включающая визуализацию объектов различной природы.

ГЛАВА 2. Моделирование процесса формирования изображения объекта с помощью ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

В данном разделе диссертации описывается процесс разработки ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. Подробно рассматривается порядок проектирования базового элемента оптической системы в виде широкоапертурного асферического синглета. Выбираются параметры конструкции иммерсионной линзы. Проводится оценка пространственного разрешения оптической системы на каждом этапе проектирования при помощи численного метода, учитывающего волновую природу света. Исследуется стабильность оптических характеристик разработанной оптической системы (пространственного разрешения и глубины резкости) к продольным и поперечным смещениям иммерсионной линзы относительно идеального положения для двух состояний поляризации рассеянной волны, а также оценивается зависимость пространственного разрешения от оптических свойств исследуемого объекта. Проводится разработка подхода к моделированию отражения ТГц пучка от границы раздела «кремний – исследуемый объект» и оценке оптических свойств объекта с использованием данных ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии. Проводится анализ зависимости разрешения оптической системы от оптических характеристик исследуемого объекта.

2.1. Разработка ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Чтобы обосновать предлагаемый метод повышения пространственного разрешения ТГц визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии, в

диссертации разработана оригинальная оптическая система, реализующая данный принцип. Рассмотрим подробнее процесс разработки.

В общем случае, оптическая система, основанная на эффекте твердотельной иммерсии, состоит из двух частей: (i) базового элемента, формирующего сходящийся пучок электромагнитного излучения и (ii) иммерсионной линзы в форме усеченной сферы, изготовленной из материала с высоким показателем преломления. В случае, когда такая система применяется для изучения биологических тканей, необходимо решить задачу их размещения для измерения. Биологические объекты, как правило, имеют неправильную форму, что затрудняет получение их изображений бесконтактным методом, поскольку глубина резкости оптических систем на основе эффекта твердотельной иммерсии крайне мала. Как правило, в ТГц спектроскопии и визуализации применяют плоскопараллельные окна, изготовленные из материалов с низким поглощением в ТГц области спектра, для позиционирования тканей и аморфных сред в процессе визуализации.

В диссертационной работе предложено оригинальное решение, которое заключается в совмещении опорного окна (см. (3) на Рис. 2.1) и гипополусферической линзы (см. (2) на Рис. 2.1). В данной системе базовый элемент (1) фокусирует ТГц пучок в фокальной плоскости. Сферическая поверхность полусферы расположена концентрично волновому фронту сходящегося ТГц пучка, что обеспечивает нормальное падение лучей на границу раздела между свободным пространством и материалом полусферы и отсутствие рефракции на данной границе. В свою очередь, плоская поверхность полусферы (2) находится в плотном контакте с нижней поверхностью предметного окна (3), при этом верхняя поверхность предметного окна совпадает с плоскостью изображения. Поскольку биологические среды обладают крайне высоким поглощением в ТГц области спектра, в диссертационной работе рассматривается конфигурация системы, работающей по отраженному от исследуемого образца ТГц излучению.

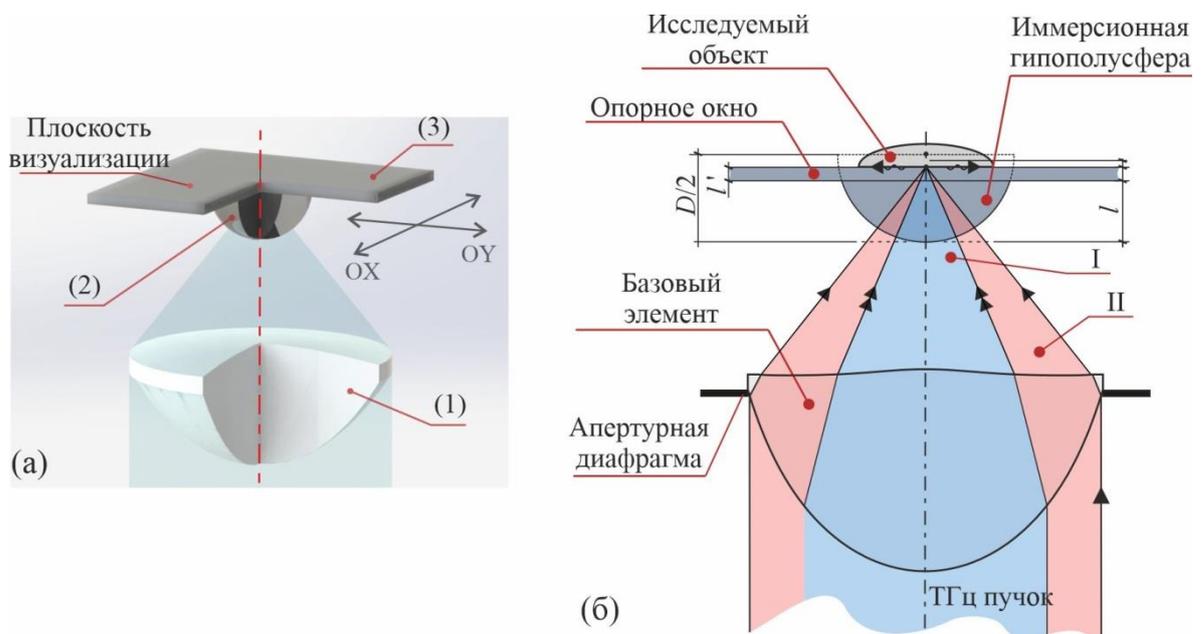


Рис. 2.1. (а) трехмерная модель и (б) схема ТГц оптической системы, реализующей эффект твердотельной иммерсии и состоящей из трех элементов: (1) базового элемента, (2) иммерсионной гипополусферы и (3) подвижного предметного окна. Гипополусфера и предметное окно играют роль единого оптического элемента – иммерсионной полусферы, при этом подобная составная конструкция обеспечивает возможность растрового сканирования объекта исследования сфокусированным ТГц пучком и, соответственно, его визуализации. I и II обозначают обычный отраженный и эванесцентный пучки.

Благодаря тесному контакту между плоскими полированными поверхностями гипополусферы (2) и предметного окна (3) (возможный зазор между ними значительно меньше рабочей длины волны, $\ll \lambda$), эти два независимых элемента выполнены из одного материала и играют роль единого оптического элемента – иммерсионной полусферы, позволяющей реализовать эффект твердотельной иммерсии и уменьшить размер каустики

ТГц пучка. Подобная составная конструкция обеспечивает возможность растрового сканирования поверхности образца каустикой ТГц пучка и построения изображения образца по отраженному от его поверхности ТГц излучению. Система обеспечивает возможность визуализации аморфных сред и мягких биологических тканей, что затруднительно для классических монолитных конфигураций иммерсионных линз, которые, зачастую, способны работать только с жесткими объектами с плоской поверхностью.

Как показано на Рис. 2.1 и рассмотрено ранее в параграфе 1.5, вклад в формирование каустики ТГц электромагнитного пучка вносят как отраженные от границы раздела волны (низкоапертурная часть ТГц пучка (I)), так и эванесцентные волны полного внутреннего отражения (широкоапертурная часть ТГц пучка (II)). Вклад отмеченных составляющих в формирование каустики ТГц пучка регулируется условиями полного внутреннего отражения на границе раздела «полусфера – объект» и, соответственно, зависит от оптических свойств объекта исследования (см. выражение (1.23) в главе 1). Анализ геометрии формируемой оптической системой каустики пучка – формы фокального пятна (функции рассеяния) и пространственного разрешения систем, продольного профиля интенсивности поля и глубины резкости – в общем случае является весьма нетривиальной проблемой. Для простоты при разработке оптических систем на основе эффекта твердотельной иммерсии зачастую проводится их анализ и оптимизация в случае формирования каустики в свободном пространстве [52,53,230–232]. В то же время экспериментальные исследования пространственного разрешения подобных систем чаще всего проводятся с применением контрастных тестовых объектов – металлических полуплоскостей, расположенных в свободном пространстве позади иммерсионной линзы [49,52,53,212,213,217,232]. Именно поэтому в настоящей диссертации проводятся разработка и оптимизация оптической системы, а также экспериментальная оценка ее пространственного разрешения при фокусировке ТГц пучка в свободном пространстве.

Предложенная конструкция оптической системы позволяет максимально упростить процесс ее оптимизации. Как показано на Рис. 2.2, разработка и оптимизация системы включает четыре последовательных этапа:

- 1) разработка и оптимизация базового элемента (см. (1) на Рис. 2.2);
- 2) добавление в оптическую схему гипополусферы (см. (2) на Рис. 2.2) и анализ пространственного разрешения двухкомпонентной системы (см. (1) и (2) на Рис. 2.2);
- 3) добавление в оптическую схему предметного окна (см. (3) на Рис. 2.2) и анализ пространственного разрешения трехкомпонентной оптической системы (см. (1)–(3) на Рис. 2.2);
- 4) анализ допусков на юстировку оптической системы, включая продольные и поперечные смещения иммерсионной линзы и окна (см. (4) на Рис. 2.2), относительно базового элемента (см. (1) на Рис. 2.2).

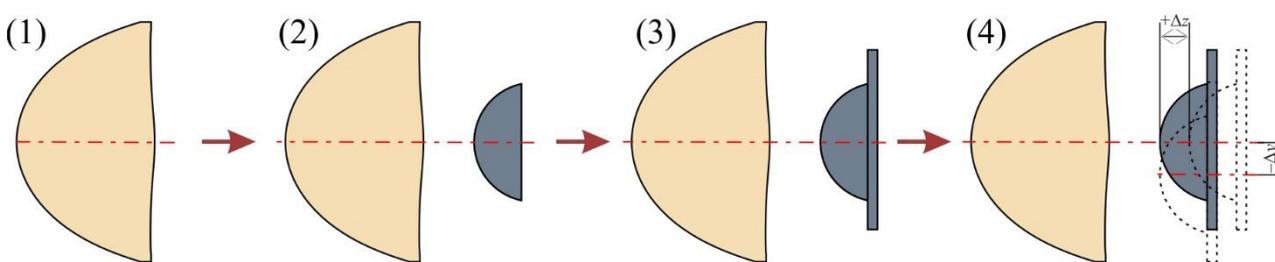


Рис. 2.2. Этапы разработки и оптимизации ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Для решения перечисленных проблем разработки и оптимизации ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии используются численные методы геометрической оптики и электродинамики.

Перейдем к детальному описанию перечисленных этапов проектирования оптической системы.

2.1.1. Разработка и оптимизация базового элемента оптической системы

Базовый элемент ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии должен обладать максимально большой числовой апертурой NA и, соответственно, обеспечивать максимальное пространственное разрешение при работе независимо от иммерсионной линзы. Подобное требование к базовому элементу определяется тем, что роль иммерсионной линзы в оптической системе связана с уменьшением размеров каустики ТГц пучка, сформированной базовым элементом, в $\sim n$ раз (где n – показатель преломления иммерсионной линзы); см. выражения (1.29) и (1.30) в главе 1. Другими словами, чем выше исходное пространственное разрешение базового оптического элемента, тем более высокое разрешение можно ожидать от оптической системы с иммерсионной линзой. Требование большой числовой апертуры обусловлено также необходимостью увеличить вклад эванесцентных волн (которые образуются при больших углах падения излучения на границу раздела иммерсионной линзы и исследуемого объекта) в формирование каустики пучка оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии (см. пункт 1.5.1). Стоит отметить, что наряду с коррекцией aberrаций базового оптического элемента, требуется обеспечить его высокую энергетическую эффективность – минимизировать потери энергии ТГц пучка, связанные как с френелевским отражением на границах раздела, так и с поглощением излучения в объеме оптических материалов.

Как правило, в оптических системах видимого и ИК диапазонов широкоапертурный базовый элемент состоит из нескольких сферических (или асферических) линзовых оптических элементов [209,210,214,233].

Использование многолинзовых оптических систем позволяет легко минимизировать aberrации волнового фронта, при этом френелевские потери снижаются за счет применения просветляющих покрытий, а потери на распространение в материалах оптического диапазона пренебрежимо малы. В ТГц диапазоне применимость многолинзовых оптических систем существенно ограничена несколькими факторами:

- во-первых, из-за сравнительно большой длины волны излучения ($\lambda \sim 100$ мкм) коррективировка aberrации волнового фронта в ТГц диапазоне значительно проще, по сравнению с видимым и ИК диапазонами ($\lambda \sim 1$ мкм);
- во-вторых, в настоящий момент существует весьма ограниченный перечень материалов ТГц оптики (см. приложение 2), обладающих приемлемыми для создания оптических элементов потерями, что значительно затрудняет синтез и оптимизацию оптических систем, а также существенно ограничивает возможность практического применения толстых оптических элементов и многолинзовых систем из-за потерь;
- наконец, проблема снижения френелевских потерь в ТГц диапазоне остается нерешенной для большинства материалов ТГц оптики из-за трудностей подбора оптимальных материалов просветляющих покрытий и их нанесения на оптические элементы сложной геометрии.

Поэтому для создания базового элемента ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в диссертации предложено использовать одиночную широкоапертурную линзу (синглет) с двумя асферическими поверхностями. Эффективность подобных асферических синглетов в ТГц оптике ранее демонстрировалась в работах [33,35,36]. В качестве материала широкоапертурной асферической линзы выбран полимер HDPE (High-Density PolyEthylene), который является технологичным

материалом ТГц оптики, характеризуется низким поглощением ТГц волн, а также имеет показатель преломления $n \approx 1,54$ в широком спектральном диапазоне с пренебрежимо малой дисперсией оптических свойств [234–236].

Регистрация ТГц изображений в разрабатываемой системе ТГц микроскопии будет осуществляться путем пространственного сканирования в плоскости объекта, что позволяет не учитывать aberrации оптических элементов тракта, не входящих в оптическую систему на основе эффекта твердотельной иммерсии. Также, благодаря этому, синтез и оптимизация асферического синглета проведены путем минимизации aberrаций для точки на оси (до дифракционного качества геометрической функции рассеяния), при этом наличие всего двух оптических поверхностей позволило минимизировать френелевские потери [34].

Проектирование асферического синглета выполнялось в ZEMAX и включало следующие шаги.

2.1.1.1. Задание целевых оптических характеристик синглета

Выбранный материал HDPE внесен в базу данных оптических материалов ZEMAX. Задана рабочая длина волны синглета $\lambda_0 = 500$ мкм.

Диаметр входного зрачка синглета выбран равным $D = 25,0$ мм, чтобы сделать его совместимым со стандартными оптическими оправками и юстировочными механизмами ThorLabs, имеющими внутренний диаметр 1' (или 25,4 мм). Фокусное расстояние синглета выбрано равным $f' = 15,0$ мм, чтобы обеспечить числовую апертуру $NA \approx 0,65$. Отметим, что при дальнейшем уменьшении f' и, соответственно, увеличении NA возникают трудности с размещением иммерсионной полусферической линзы в фокусе синглета.

Основа для синтеза синглета задана в форме двояковыпуклой сферической линзы. Толщина этой сферической линзы равна толщине проектируемого синглета и является величиной неизменной в ходе оптимизации – $t = 15,0$ мм. Начальные радиусы кривизны синглета заданы равными $R_1 = 12,7$ мм и $R_2 = -13,0$ мм, чтобы обеспечивать заданное фокусное расстояние в соответствии с известным соотношением

$$\frac{n_0}{f} = (n - n_0) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - n_0)d}{nR_1R_2} \right), \quad (2.1)$$

где $n_0 = 1$ – показатель преломления среды, в которой фокусируется излучение.

2.1.1.2. Задание и оптимизация асферических поверхностей синглета путем минимизации геометрических aberrаций

Обе асферические поверхности синглета заданы стандартным полиномом [34,237,238]

$$f(r) = \frac{r^2/R}{1 + \sqrt{1 - (1 + k)(r/R)^2}} + a_1r^2 + a_2r^4 + a_3r^6 + a_4r^8 + a_5r^{10} + a_6r^{12} \text{ [мм]}, \quad (2.2)$$

где r – координата зрачка, R – радиус поверхности, k – коничность, a_i – нелинейные коэффициенты. С помощью численных методов геометрической оптики, реализованных в ZEMAX, проведена оптимизация геометрии поверхностей связанная с выбором оптимальных коэффициентов полинома, обеспечивающих наименьшие значения геометрической aberrации для точки на оси, а также для узкого поля зрения до $\theta \leq 1,5^\circ$. В качестве параметров оптимизации выбрано исправление сферической aberrации и удовлетворение условия синусов Аббе [238,239]. Расчет проводился для длины волны $\lambda_0 = 500$ мкм. А в качестве переменных

величин для оптимизации заданы радиусы поверхностей R и коэффициенты полинома (2.2) a_i . Результаты этой оптимизации представлены на Рис. 2.3 (на нем передняя и задняя поверхность линзы обозначены как А и В, а геометрическая функция рассеяния синглета сравнивается с данными для широкоапертурной сферической линзы), а также в Таблице 3. Хотя число слагаемых в полиноме (2.2) является избыточным, поверхности, задаваемые таким выражением, могут быть без труда изготовлены с применением фрезерного станка с ЧПУ. Конструкция синглета может быть далее оптимизирована, однако данное исследование лежит вне диссертационной работы.

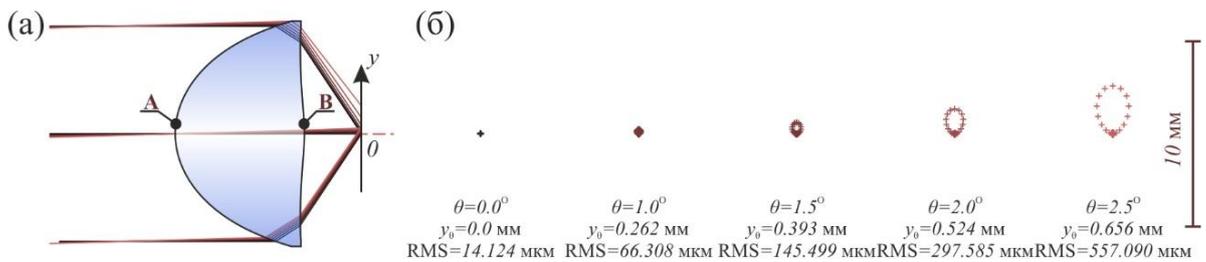


Рис. 2.3. Результаты оптимизации геометрических aberrаций широкоапертурной асферической линзы (синглета) в ZEMAX [34]: (а) – иллюстрация трассировки лучей и (б) – формирования геометрической функции рассеяния синглета в ZEMAX для точки на оси $\theta = 0^\circ$ и нескольких точек поля зрения $\theta = 1,0^\circ, 1,5^\circ, 2,0^\circ$ и $2,5^\circ$. Здесь, y – координата в плоскости изображения; y_θ – высота главного луча в плоскости изображения для θ ; RMS – среднеквадратический размер геометрической функции; А, В – передняя и задняя поверхности синглета по ходу пучка.

**Таблица 3. Коэффициенты полинома (2.2)
для двух асферических поверхностей синглета**

Коэффициенты	Поверхность А	Поверхность В
R , мм	19,371009	-73,768797
k	0,0	0,0
a_1 , мм ⁻¹	0,027322	-0,012541
a_2 , мм ⁻²	$5,536064 \times 10^{-5}$	$3,949577 \times 10^{-4}$
a_3 , мм ⁻³	$1,559933 \times 10^{-7}$	$-5,172492 \times 10^{-6}$
a_4 , мм ⁻⁴	$1,045835 \times 10^{-9}$	$4,263061 \times 10^{-8}$
a_5 , мм ⁻⁵	$2,742425 \times 10^{-12}$	$-1,991948 \times 10^{-10}$
a_6 , мм ⁻⁶	0,0	$3,996739 \times 10^{-13}$

Оптические характеристики рассчитанного синглета приведены в Таблице 4. Подобная геометрия обеспечивает малые размеры геометрической функции рассеяния по сравнению с длиной волны – $RMS \ll \lambda_0$, как для точки на оси, так и для небольшого поля зрения. Именно оптимизация для точки на оси важна для разрабатываемой системы, учитывая ее работу в режиме растрового сканирования в плоскости объекта; см. Рис. 2.1.

Таблица 4. Оптические характеристики рассчитанного широкоапертурного асферического синглета

Параметр	Значение
D , мм	25,0
f' , мм	15,0
$s_{F'}$, мм	6,62
NA	0,65
здесь $s_{F'}$ – задний фокальный отрезок.	

2.1.1.3. Оценка функции рассеяния синглета с учетом волновой природы света

На завершающем этапе разработки синглета требуется оценить функцию рассеяния с учетом волновой природы света. Для расчета геометрических aberrаций в ZEMAX используются методы трассировки лучей, основанные на принципах геометрической оптики и не учитывающие волновую природу света и эффекты дифракции излучения на входном зрачке оптической системы. Оценка дифракционно-ограниченной функции рассеяния оптической системы при помощи встроенных в ZEMAX методов, основанных на скалярной теории дифракции, составляет $\rho/\lambda_0 \approx 0,50$. Однако, данные методы обладают ограниченной точностью для рассматриваемого случая, а именно [34,228]:

- анализируемая оптическая система имеет сравнительно высокую апертуру ($NA > 0,6$)
- каустика электромагнитного пучка формируется на расстоянии соизмеримом с длиной волны излучения ($\sim \lambda$) от входного зрачка и элементов оптической системы.

Очевидно, что разработанный асферический синглет требует применения методов оценки функции рассеяния с учетом волновой природы света. В качестве таких методов могут выступать:

- методы вычисления дифракционных интегралов векторной теории дифракции [225,230,240,241];
- методы трассировки частотно углового спектра волны [242–245];
- метод конечных элементов для численного решения уравнений Максвелла (Finite-Element Method – FEM) [192,227,246].
- метод конечных разностей численного решения уравнений Максвелла (Finite-Difference Time-Domain method (FDTD)) [52,53,232,247,248];
- методы Монте-Карло статистической и квантовой оптики [249–251].

В диссертации выбран метод FDTD, являющийся наиболее общим и строгим из всех перечисленных выше методов. Он реализован в оригинальном пакете программ на языках программирования C, C# и CUDA (с возможностью векторизации вычислений на графических картах), а также с визуализацией результатов вычислений в среде MATLAB [232]. Используемый пакет программ основан на классическом алгоритме FDTD с прямоугольной сеткой дискретизации пространства и времени [248], впервые предложенной К. Yee в 1966 г. [252]. С развитием вычислительной техники в 1990 – 2000 гг. данный метод нашел свои применения в решении широкого спектра задач, включая моделирование поглощающих дисперсионных сред [253,254], нелинейных оптических сред [255,256], фотонных кристаллов [257,258] и метаматериалов [259,260], биологических сред [261,262], широкоапертурных и ближнепольных оптических систем [34,232,263,264].

Детальное описание метода FDTD можно найти в монографиях [247,248]. Здесь же, вкратце рассмотрим особенности моделирования FDTD применительно к расчету ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. Для анализа процесса формирования каустики электромагнитного пучка широкоапертурной асферической линзой рассматривается взаимодействие с ним плоской монохроматической волны с $\lambda_0 = 500$ мкм ($\nu \approx 0.6$ ТГц) и Transverse Electric & Magnetic (TEM) поляризацией

$$\mathbf{E}_0 = (0,0,E_z)^T, \quad \mathbf{H}_0 = (H_x, 0,0)^T. \quad (2.3)$$

Для упрощения задачи моделирования рассматривается приближение цилиндрических оптических элементов, так как для цилиндрической оптики задача моделирования решается только в сечении пространства, проведенном поперек оптических элементов; другими словами, задача моделирования сводится к двумерному случаю. Хотя результаты моделирования для цилиндрической оптики могут отличаться, эти отличия, как правило,

незначительны и предсказуемы [232]. В зависимости от относительной ориентации цилиндрических оптических элементов и линейной поляризации падающей на них плоской электромагнитной волны, рассеянное оптическим элементом поле может иметь две ортогональные поляризации [53,232,247,248]:

- в случае если вектор напряженности электрического поля падающей волны направлен вдоль оси цилиндрического объекта, рассеянное поле будет иметь Transverse Magnetic (TM) поляризацию

$$\mathbf{E} = (0, 0, E_z)^T, \quad \mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)^T; \quad (2.4)$$

- в случае если вектор напряженности электрического поля падающей волны перпендикулярен оси цилиндрического объекта, рассеянное поле будет иметь Transverse Electric (TE) поляризацию:

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)^T, \quad \mathbf{H} = (0, 0, H_z)^T. \quad (2.5)$$

Отметим, что в настоящем разделе рассматриваются результаты моделирования синглета только для TM поляризации рассеянного оптического поля, так как данные для TE поляризации оказались практически идентичными. В то же время в дальнейшем будут рассмотрены TM и TE поляризации при моделировании ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в целом.

Для введения излучения в расчетную область используется метод полного и рассеянного полей (Total-Field / Scattered Field method – TF/SF) [265–267], обеспечивающий идеально-плоский волновой фронт и отсутствие эффектов дифракции, связанных с конечным размером моделируемого пространства. Для подавления нефизичного отражения волны от границ расчетной области используются интерференционные граничные поглотители Мура 2-го порядка [268]. Для исключения ошибок моделирования, связанных с выбором расчетной сетки, шаг пространственной дискретизации выбирается равным [247]

$$\Delta \simeq \frac{\lambda_0}{50} \quad (2.6)$$

во всех направлениях прямоугольной сетки, в то время как шаг дискретизации по времени выбирается в соответствии с условием Куранта-Фридрихса-Леви [269]

$$\Delta_t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{2}}, \quad (2.7)$$

где $c = 3 \times 10^8$ м/с – скорость света в свободном пространстве.

На Рис. 2.4 (б) приведены результаты численного моделирования для широкоапертурной асферической линзы в виде пространственного распределения интенсивности электромагнитного поля

$$I(\mathbf{r}) \propto \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 dt, \quad (2.8)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор в моделируемом пространстве; t_0 – начальный момент интегрирования; T – интервал интегрирования. Момент t_0 должен соответствовать стационарному состоянию интенсивности поля в $I(\mathbf{r})$, когда электромагнитная волна заполняет все пространство, а интервал T должен соответствовать нескольким полным циклам колебания электромагнитного поля в пространстве

$$T = \frac{m\lambda_0}{c}, \quad m \in \mathbb{N}. \quad (2.9)$$

На Рис. 2.4 (в) показано сечение интенсивности $I(\mathbf{r})$ в фокальной плоскости линзы, иллюстрирующее геометрию функции рассеяния оптической системы. Отметим, что фокальная плоскость выбиралась по параксиальному лучу. Из полученных данных можно оценить пространственное разрешение асферического синглета как полуширину функции рассеяния по критерию FWHM – $\rho/\lambda_0 = 0,55$. Таким образом, ошибка оценки при помощи метода на основе скалярной теории дифракции составляет 10%.

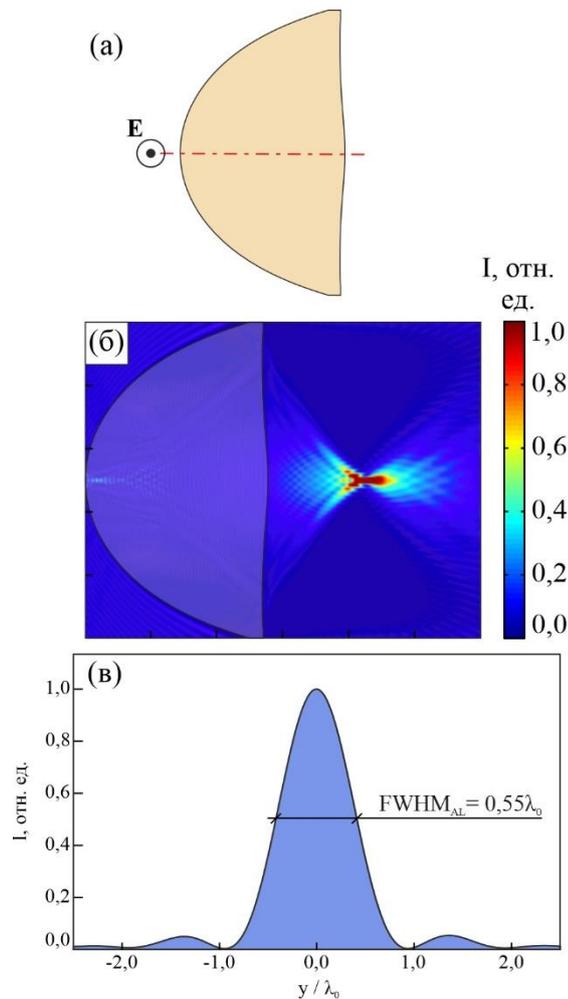


Рис. 2.4. Моделирование FDTD фокусировки плоской электромагнитной волны с ТМ поляризацией с помощью широкоапертурного асферического синглета [34]: (а) – схема моделирования; (б) – пространственное распределение интенсивности поля $I(\mathbf{r})$, формируемое линзой; (в) – функция рассеяния линзы.

Разработанный базовый элемент оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии – широкоапертурный синглет с двумя асферическими поверхностями – обеспечивает высокое пространственное разрешение субволнового масштаба. Тем не менее, это пространственное разрешение по-прежнему подчиняется дифракционному пределу Аббе $0,5\lambda_0$ (для цилиндрических оптических элементов).

2.1.2. Построение и анализ ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Как описывалось выше, для создания оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии необходимо разместить полусферическую иммерсионную линзу в сходящемся пучке излучения, сформированном разработанным широкоапертурным асферическим синглетом. При этом сферический волновой фронт должен быть концентричен сферической поверхности иммерсионной линзы. Рассмотрим подробнее выбор конфигурации и материала иммерсионной линзы.

2.1.2.1. Выбор материала и геометрии иммерсионной линзы

Главным требованием к материалу для изготовления иммерсионной полусферической линзы является высокий показатель преломления, поскольку данный параметр определяет улучшение пространственного разрешения разрабатываемой изображающей системы. Как следует из приложения 2 наиболее высокими значениями показателя преломления и малой дисперсией показателя преломления в ТГц области спектра обладают сапфир, высокорезистивный кремний (High-Resistivity Float-Zone Silicon – HRFZ-Si) и высокорезистивный арсенид галлия (High-Resistivity Gallium Arsenide – HR-GaAs) [178]. Однако сапфир и HR-GaAs обладают относительно высоким поглощением, а сапфир, помимо этого, обладает анизотропией оптических характеристик. Таким образом, оптимальным материалом для изготовления ТГц иммерсионной линзы является HRFZ-Si. Его показатель преломления и коэффициент поглощения излучения составляют $n_{Si} \approx 3,415$ и $\alpha_{Si} \approx 0,03 \text{ см}^{-1}$ в широком диапазоне частот.

Для удобства размещения в процессе визуализации аморфных объектов исследования, таких как биологические ткани, иммерсионная линза дополнена опорным окном из HRFZ-Si (см. Рис. 2.1). В такой конфигурации базовый элемент и иммерсионная линза жестко зафиксированы, в то время как плоскопараллельное окно, плотно прилегающее к плоской грани иммерсионной линзы, может свободно перемещаться в латеральных направлениях для растрового сканирования поверхности объекта. Использование одного и того же материала для изготовления иммерсионной линзы и опорного окна позволяет минимизировать потери излучения на Френелевское отражение, при этом усеченная сфера и опорное окно образуют единый оптический элемент – полусферическую линзу.

Диаметр иммерсионной линзы выбирается так, чтобы было возможно ее размещение в задней фокальной области базового элемента. В настоящей работе использовалась гипополусферическая линза (т.е. сферическая линза, у которой толщина меньше радиуса кривизны) диаметром $D = 10$ мм и толщиной $l = 4,7$ мм. Также использовано плоскопараллельное окно толщиной $l' = 0,25$ мм, дополняющее иммерсионную линзу практически до идеальной полусферы с толщиной $l + l' = 4,95$ мм и радиусом $D/2 = 5$ мм. Расстояние между базовым элементом и иммерсионной линзой выбрано равным $z_0 = 2,7$ мм.

2.1.2.2. Оценка функции рассеяния ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии с учетом волновой природы света

Для оценки пространственного разрешения разработанной оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии проведено численное моделирование с помощью метода FDTD, при этом расчет, как и ранее, проводился на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм. В данном разделе также

ограничимся рассмотрением случая ТМ поляризации рассеянного поля. На Рис. 2.5 представлено пространственное распределение интенсивности электромагнитного поля в оптической системе на основе эффекта твердотельной иммерсии с гипополусферической иммерсионной линзой (Рис. 2.5(а),(в),(г)), а также в системе с гипополусферической линзой и плоскопараллельным окном (Рис. 2.5(б),(д),(е)).

На Рис. 2.5 (ж) показаны сечения распределения интенсивности в фокусе системы для двух рассматриваемых конфигураций. Как можно видеть, совмещение иммерсионной линзы с опорным окном позволяет улучшить пространственное разрешение оптической системы. Результаты симуляций позволяют оценить пространственное разрешение оптической системы на основе иммерсионной линзы и на основе иммерсионной линзы с опорным окном по критерию FWHM как $0,32\lambda_0$ и $0,16\lambda_0$, соответственно. В то же время, наряду с уменьшением величины каустики и повышением пространственного разрешения, можно наблюдать снижение глубины резкости в оптической системе с гипополусферой и кремниевым окном.

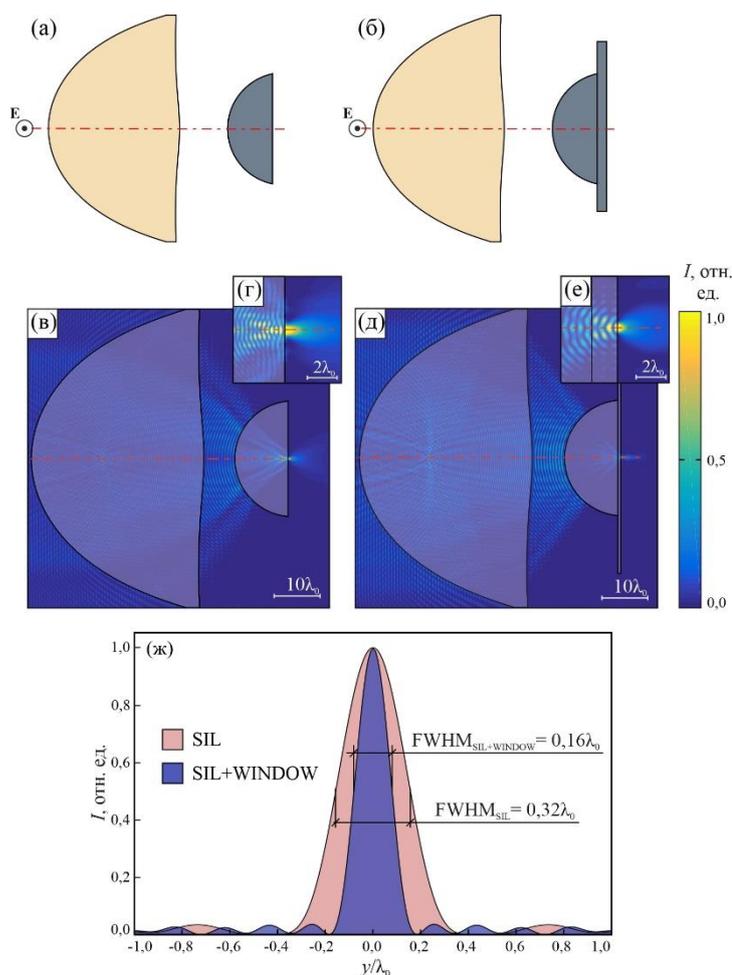


Рис. 2.5. Моделирование методом FDTD фокусировки плоской электромагнитной волны с TEM поляризацией с помощью оптических систем на основе гипополусферической линзы и гипополусферической линзы с плоскопараллельным окном: (а),(б) – схемы моделирования; (в)–(е) – пространственные распределения интенсивности поля $I(\mathbf{r})$, формируемые оптическими системами; (ж) – функции рассеяния двух оптических систем. SIL обозначает систему с гипополусферой, SIL+WINDOW – систему с гипополусферой и опорным окном.

Точность полученной оценки пространственного разрешения определяется, во-первых, точностью методов вычислительной классической

электродинамики, лежащих в основе математической модели. Данные методы позволяют автоматически учесть все волновые явления, происходящие с электромагнитным излучением в оптической системе – дифракцию и интерференцию. Во-вторых, точность результатов определяется параметрами дискретизации моделирования. Шаги пространственной и временной дискретизации выбраны в соответствии с выражениями (2.6) и (2.7) и обеспечивают высокую точность вычислений.

Стоит отметить, что хотя в режиме регистрации отраженного сигнала оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии учитывает волну, которая претерпевает френелевское отражение от границы раздела между HRFZ-Si и объектом, эванесцентная волна зондирует исследуемый объект на глубину не превышающую $\delta_N \approx \lambda$.

Из данных численного моделирования заметим, что размер каустики иммерсионной линзы с плоскопараллельным кремниевым окном примерно в n_{Si} раз меньше по сравнению с каустикой асферического синглета. Данные результаты предсказаны в разделе 1.5 и его планируется подтвердить экспериментально в главе 3. В настоящей же главе перейдем к оценке допусков на продольную и поперечную разъюстировку оптических элементов системы.

2.1.2.3. Оценка допусков на продольную и поперечную разъюстировку элементов ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Для практической реализации оптической системы, на основе эффекта твердотельной иммерсии в изображающей системе ТГц диапазона важно знать допуски на юстировку ее оптических элементов.

Например, в работах [270,271] проводилась оценка аберраций изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в

зависимости от ошибок формы поверхности усеченной сферы и расстояния между усеченной сферой и исследуемым объектом в случае фокусировки пучка в свободном пространстве и внутри объекта, соответственно. Еще один возможный тип разъюстировки элементов рассматриваемой ТГц оптической системы связан со смещением кремниевой полусферы относительно асферической линзы в продольном (вдоль оптической оси) и поперечном (поперек оптической оси) направлениях. Задача исследования зависимости пространственного разрешения ρ_N и глубины резкости δ_N оптической системы в зависимости от осевого Δz и поперечного Δy смещения усеченной сферы остается нерешенной; см. Рис. 2.6. Для ее решения проведена серия вычислений методом FDTD, в которых для различных величин Δz и Δy оценены пространственное разрешение и глубина резкости оптической системы.

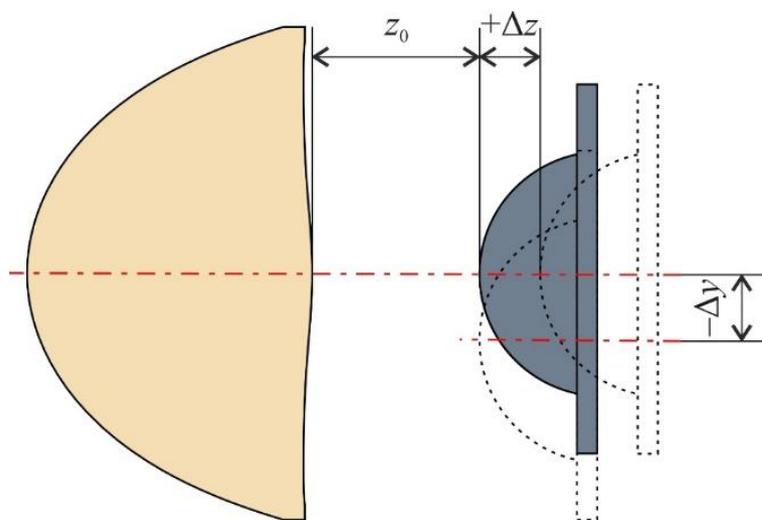


Рис. 2.6. Схема ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии, иллюстрирующая продольные Δz и поперечные Δy смещения иммерсионной линзы относительно широкоапертурного асферического синглета, где $z_0 = 2,7$ мм – идеальное расстояние по оси между элементами.

Сперва рассмотрено продольное смещение иммерсионной линзы относительно асферического синглета по оптической оси

$$\Delta z = z - z_0, \quad (2.10)$$

где $z_0 = 2,7$ мм – идеальное расстояние между линзами. По методу FDTD проведен 21 расчет каустики электромагнитного поля, формируемой оптической системой при различных расстояниях между линзами в диапазоне расстояний $z = 2,2 \dots 3,2$ мм (или продольных смещений $\Delta z = \pm 0,5$ мм или $\Delta z = \pm \lambda_0$). Шаг моделирования по Δz составлял 0,05 мм, при этом рассмотрены два ортогональных состояния поляризации – ТМ и ТЕ [232]. Для каждого моделирования оценены размеры каустики пучка в фокусе оптической системы вдоль осей ОУ и ОZ, которые определяют пространственное разрешение и глубину резкости оптической системы, соответственно; см. Рис. 2.7 (а), (в). На Рис. 2.7 (б), (г) приведены профили интенсивности пучка в фокусе оптической системы для оптимального и неоптимальных значений осевого смещения: $\Delta z = 0$ и $\Delta z = \pm \lambda_0$, соответственно. Разработанная ТГц оптическая система достаточно стабильна к продольным разъюстировкам оптических элементов для ТМ и ТЕ поляризаций, сохраняя пространственное разрешение и глубину резкости в диапазонах $0,15 - 0,25\lambda_0$ и $0,11 - 0,18\lambda_0$, соответственно, для всех рассмотренных отклонений $\Delta z = \pm \lambda_0$. В то же время вне данного диапазона Δz , размеры каустики ТГц пучка резко увеличиваются, что сказывается на ключевых характеристиках оптической системы.

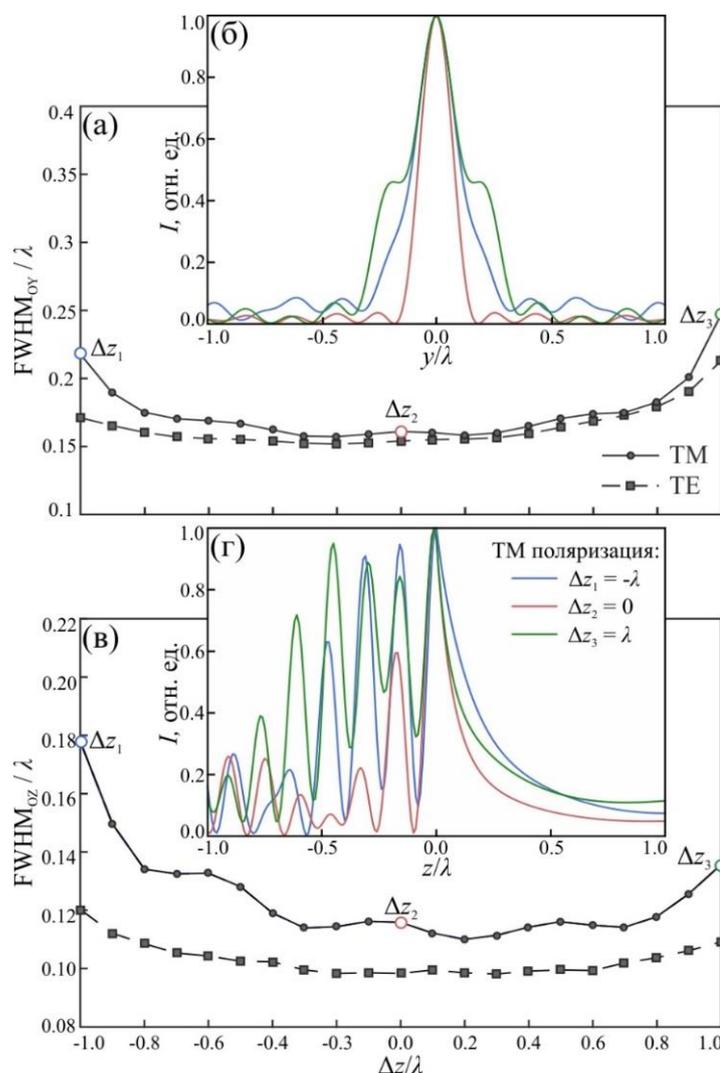


Рис. 2.7. Влияние продольной разбюстировки Δz элементов ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии на ее оптические характеристики: (а),(в) – пространственное разрешение ρ_N и глубина резкости δ_N в зависимости от Δz для ТМ и ТЕ поляризации рассеянного поля; (б),(г) – типичный характер сечений каустики электромагнитной волны поперек (функция рассеяния системы) и вдоль оптической оси, соответственно, иллюстрирующие декремент ρ_N и δ_N с ростом Δz .

Также проведены симуляции для различных поперечных смещений усеченной сферы относительно оптической оси с шагом 0,1 мм в диапазоне

значений $\Delta y = \pm 0,5$ мм ($\Delta y = \pm \lambda_0$) и с шагом 0,2 мм для больших отклонений, вплоть до $\Delta y = \pm 1,5$ мм ($\Delta y = \pm 3\lambda_0$). Для каждого поперечного положения усеченной сферы оценены пространственное разрешение и глубина резкости, формируемые оптической системой для ТМ и ТЕ поляризаций. Из результатов моделирований, представленных на Рис. 2.8 можно видеть, что как для ТМ, так и для ТЕ поляризованной волны не наблюдается сильного снижения оптических характеристик даже при существенном отклонении иммерсионной линзы $\Delta y = \pm 1,5$ мм (или $\pm 3\lambda_0$), поскольку пространственное разрешение и глубина резкости лежат в диапазоне $0,15 - 0,22\lambda_0$ и $0,11 - 0,13\lambda_0$, соответственно. Как видно из Рис. 2.8 (б), поперечные смещения усеченной сферы служат причиной искажения симметрии пучка. Однако, данная асимметрия не должна оказывать существенного влияния на качество ТГц визуализации.

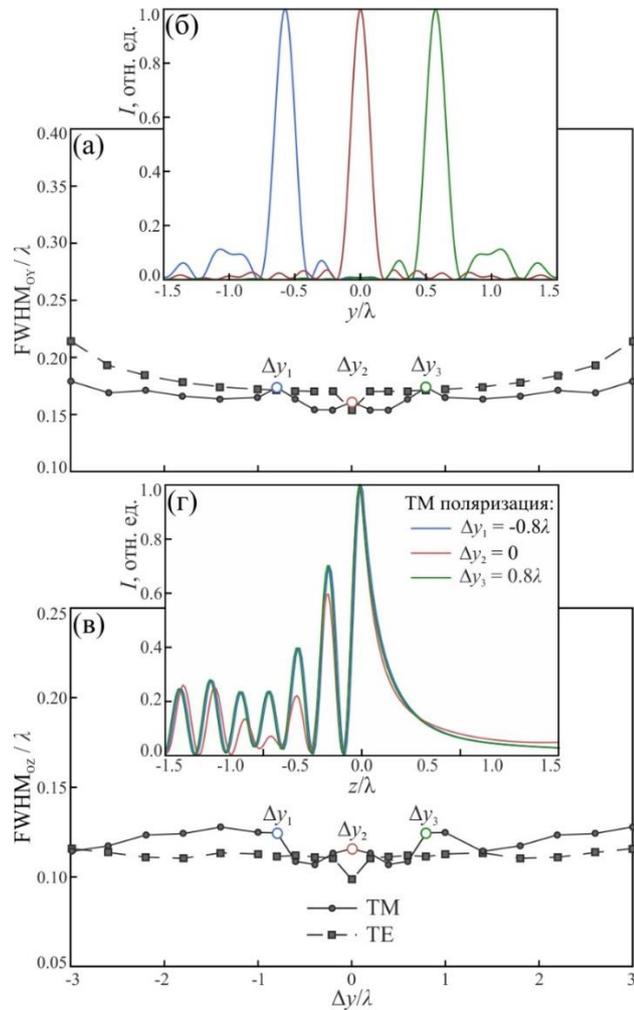


Рис. 2.8. Влияние поперечной разъюстировки Δy элементов ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии на ее оптические характеристики: (а),(в) – пространственное разрешение ρ_N и глубина резкости δ_N в зависимости от Δy для ТМ и ТЕ поляризации рассеянного поля; (б),(г) – типичный характер сечений каустики электромагнитной волны поперек (функция рассеяния системы) и вдоль оптической оси, соответственно, иллюстрирующие декремент ρ_N и δ_N с ростом Δy .

Различные смещения Δz и Δy HRFZ-Si линзы относительно базового элемента приводит к изменению интерференционной картины, формируемой внутри иммерсионной линзы, как показано на осевых сечениях этой

интерференционной картины; см. Рис. 2.7 (г) и 2.8 (г). Данное явление происходит из-за разных условий резонанса сходящейся сферической волны в кремниевой полусфере. Этот эффект может оказывать незначительное влияние на пространственное разрешение рассматриваемой оптической системы, однако его изучение выходит за рамки диссертации.

Разработанная ТГц оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии обеспечивает существенно субволновое разрешение ТГц визуализации даже при значительном смещении элементов относительно друг друга на величины порядка рабочей длины волны – $\sim \lambda_0$. Допуск на разъюстировку системы значительно (почти на порядок) превосходит величину пространственного разрешения и глубины резкости. Проведенная теоретическая оценка пространственного разрешения и глубины резкости позволяет выбрать оптимальную конфигурацию ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии, а также задать требуемую точность юстировки системы для последующей экспериментальной реализации и апробации разработанного принципа.

2.2. Оценка влияния оптических свойств исследуемого объекта на пространственное разрешение ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Одной из особенностей эффекта твердотельной иммерсии является влияние оптических характеристик исследуемого объекта на пространственное разрешение оптической системы. Показатель преломления исследуемого объекта n_{obj} влияет на условия полного внутреннего отражения $\theta_c(n_{obj}) = \arcsin(n_{obj}/n_{Si})$ на границе раздела «кремний–объект» и, следовательно, на вклад обычной отраженной и эванесцентной волн в формирование каустики ТГц пучка (см. Рис. 1.24 главы 1). Поглощение ТГц

излучения объектом определяет скорость затухания отраженной и эванесцентной волн в исследуемой среде. Поглощение электромагнитных волн удобно задавать с помощью удельного коэффициента поглощения (по интенсивности) α_{obj} в $[\text{см}^{-1}]$.

Для исследования зависимости пространственного разрешения оптической системы ρ от показателя преломления n_{obj} и коэффициента поглощения α_{obj} исследуемого объекта в диссертации проведена серия вычислительных экспериментов с использованием метода FDTD. Изучен процесс формирования каустики ТГц пучка в случае, когда позади предметного окна из HRFZ-Si расположен объект с известными оптическими свойствами (см. Рис. 2.9 (а)). Рассмотрено изменение оптических свойств исследуемого объекта в следующих пределах:

- показатель преломления изменялся в диапазоне $n_{\text{obj}} = 1,0 \div 5,0$ с шагом $\Delta n_{\text{obj}} = 0,1$;
- коэффициент поглощения по мощности изменялся в диапазоне $\alpha_{\text{obj}} = (0,0 \div 400,0) \text{ см}^{-1}$; шаг изменения поглощения объекта $\Delta \alpha_{\text{obj}}$ изменяется неоднородно, поскольку в процессе моделирования потери среды удобнее задавать в виде удельной проводимости $\sigma_{\text{obj}} [\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}]$. Для задания удельной проводимости использовалась сетка значений с шагом $\Delta \sigma_{\text{obj}} = 0,75 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, которая затем спроецирована на сетку значений коэффициента поглощения α_{obj} с неоднородным шагом.

Полагая, что оптические свойства объекта неизменны во всех направлениях (среда является оптически однородной), для каждой пары значений n_{obj} и α_{obj} выполнено моделирование и проведена оценка размера каустики, формируемой оптической системой. Каустика оценивалась по критерию FWHM (см. Рис. 1.11 в главе 1, Рис. 2.5 в главе 2) и нормировалась на рабочую длину волны $\lambda_0 = 500 \text{ мкм}$.

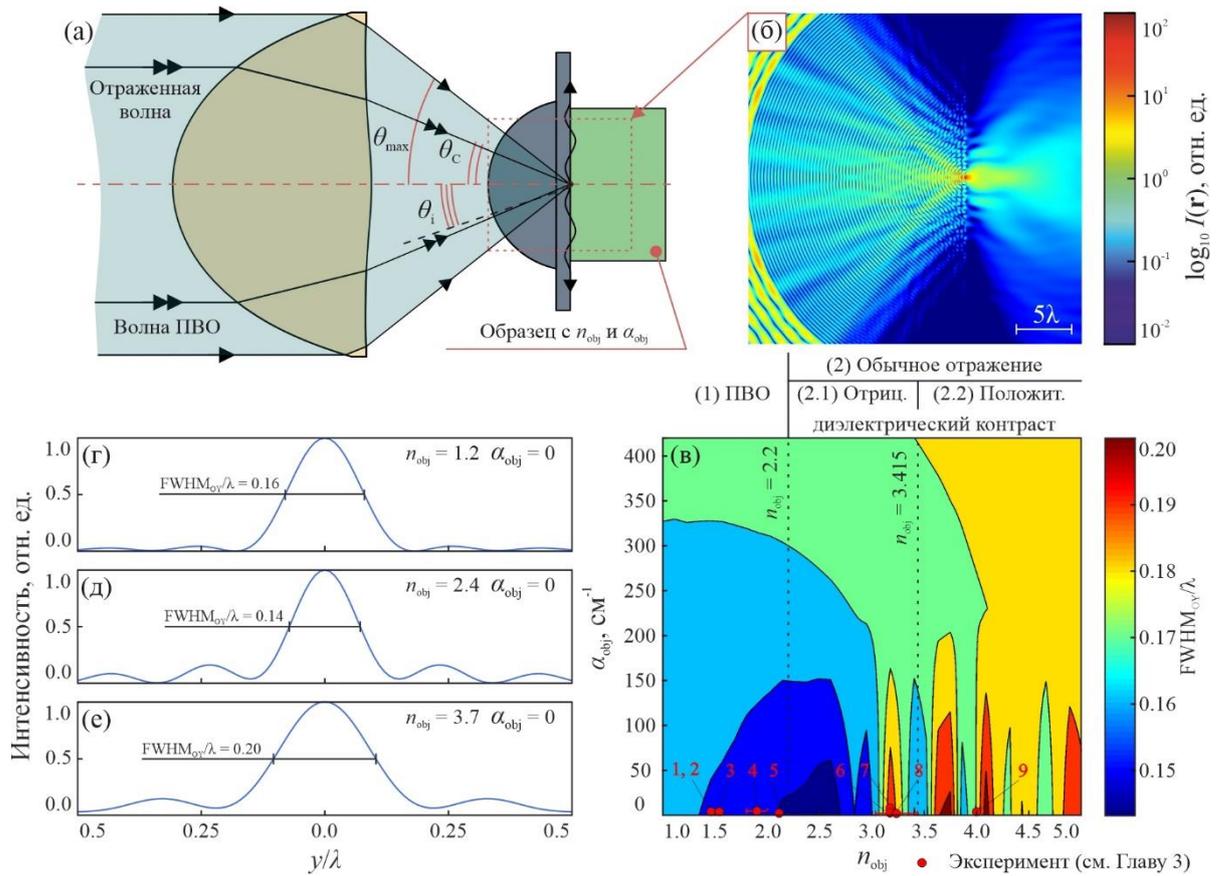


Рис. 2.9. Численная оценка зависимости пространственного разрешения ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии FWHM_{OY} от показателя преломления n_{obj} и коэффициента поглощения α_{obj} : (а) – схема моделирования; (б) – распределение интенсивности в области фокуса для случая фокусировки в свободном пространстве ($n_{\text{obj}} = 1$, $\alpha_{\text{obj}} = 0 \text{ см}^{-1}$) (в) – параметрическая зависимость $\text{FWHM}_{\text{OY}}/\lambda$ от n_{obj} и α_{obj} ; (г) – (е) – формы каустики пучка при визуализации сред с показателями преломления $n_{\text{obj}} = 1,2$, $2,4$ и $3,7$, соответственно, при $\alpha_{\text{obj}} = 0$. Моделирование проведено на рабочей длине волны $\lambda_0 = 500 \text{ мкм}$.

Результаты численного моделирования представлены в виде параметрического изображения на Рис. 2.9 (в). На этой зависимости по

горизонтальной оси показан показатель преломления n_{obj} , по вертикальной – коэффициент поглощения α_{obj} ; при этом цвет каждой точки параметрического изображения задает пространственное разрешение ρ/λ_0 , как показывает цветовая шкала справа. Результаты моделирования показывают, что с ростом n_{obj} и α_{obj} пространственное разрешение ρ в целом ухудшается, если не учитывать осциллирующего характера данных в области слабо-проводящих сред (см. область вблизи горизонтально оси Рис. 2.9 (в)). Наблюдаемые осцилляции в области слабого поглощения связаны с различными условиями интерференции излучения в кремниевой полусфере – резонаторе, добротность которого существенно зависит от границы раздела «кремний–объект». Тем не менее, размер каустики имеет существенно субволновые масштабы во всем рассмотренном диапазоне изменения оптических свойств исследуемого объекта.

На Рис. 2.9 (в), в соответствии с пунктом 1.5.1 диссертации, выделены режимы работы ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии.

1. Режим полного внутреннего отражения наблюдается при значениях показателя преломления объекта, не превышающих $n_{\text{obj}} = n_{\text{TIR}} = n_{\text{Si}} \sin\theta_{\text{max}} \approx 2,2$ ($\theta_{\text{max}} \approx 40^\circ$ – задний апертурный угол). Каустика пучка формируется за счет интерференции обычной отраженной и эванесцентной волн.
2. Режим отраженных волн, при значениях показателя преломления объекта превышающих $n_{\text{obj}} = n_{\text{TIR}} \approx 2,2$. В данном режиме эванесцентные волны отсутствуют, а каустика пучка формируется только обычной отраженной волной.

Кроме того, в режиме отраженных волн можно выделить две отдельные области:

- 2.1. область отрицательного диэлектрического контраста на границе раздела между HRFZ-Si и исследуемым объектом ($2,2 \leq n_{\text{obj}} \leq n_{\text{Si}}$);
- 2.2. область положительного диэлектрического контраста ($n_{\text{obj}} \geq n_{\text{Si}}$).

Максимальное разрешение достигается при низкой проводимости образца в случае $n_{\text{obj}} = 2,3$ и $\sigma_{\text{obj}} = 0$ и составляет $\rho/\lambda_0 = 0,144$. Согласно литературным данным оптические свойства биологических тканей составляют для тканей мозга $n_{\text{obj}} \approx 1,9$ и $\alpha_{\text{obj}} \approx 150 \text{ см}^{-1}$ [156], а для тканей кожи (эпидермиса) $n_{\text{obj}} \approx 2,0$ и $\alpha_{\text{obj}} \approx 50 \text{ см}^{-1}$ [55]. Это означает, что для биологических тканей возникает явление полного внутреннего отражения и наблюдается эффект твердотельной иммерсии в разработанной системе, однако разрешение ухудшается по сравнению со случаем фокусировки в свободном пространстве из-за наличия сильного поглощения в тканях.

Таким образом, в данном разделе систематически изучено влияние оптических свойств исследуемого объекта на характеристики разработанной ТГц оптической системы на основе твердотельной иммерсии. Показано, что пространственное разрешение остается субволновым в широком диапазоне изменения оптических свойств объекта и даже при нарушении эффекта полного внутреннего отражения и обращения диэлектрического контраста на границе раздела.

2.3. Оценка оптических свойств исследуемого объекта путем обработки данных ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии

В представленных ранее приложениях микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии производилась регистрация интенсивности электромагнитного поля, рассеянного объектом. При этом данный метод не

применялся ранее для изучения оптических свойств исследуемого объекта. В диссертационной работе предлагается подход для оценки пространственного распределения показателя преломления исследуемого объекта с использованием ТГц изображений, регистрируемых ТГц микроскопом на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Данный подход использует следующие допущения:

- исследуемый объект обладает малым поглощением электромагнитных волн. Другими словами, данный алгоритм подходит для объектов, комплексный показатель преломления которых $\tilde{n}_{\text{obj}} = n_{\text{obj}} - in''_{\text{obj}}$ удовлетворяет неравенству $n''_{\text{obj}} \ll n_{\text{obj}}$, где $n''_{\text{obj}} = \lambda\alpha_{\text{obj}}/2\pi$;
- толщина исследуемого объекта гораздо больше глубины резкости оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии $l_{\text{obj}} \gg \delta_N = \lambda$, что позволяет исключить из рассмотрения отражения электромагнитных волн от задней поверхности объекта;
- оптические свойства объекта изменяются в пределах визуализируемой области с характерным масштабом флуктуаций, превышающим пространственное разрешение оптической системы $\geq \rho_N = 0,15 - 0,2\lambda$.

Используя данные допущения разработанный подход для решения обратной некорректно поставленной задачи [272] позволяет определить коэффициент преломления в точке \mathbf{r} на поверхности объекта путем минимизации функционала ошибки – невязки между теоретической моделью отражения ТГц излучения от оптической системы, позади которой расположен объект, и экспериментальными данными:

$$n_{\text{obj}} = \operatorname{argmin}_{n_{\text{obj}}} \left| \frac{I_{\text{exp}}^{\text{obj}}}{I_{\text{exp}}^{\text{ref}}} - \frac{I_{\text{theor}}(n_{\text{obj}})}{I_{\text{theor}}(n_{\text{ref}})} \right|, \quad (2.11)$$

где экспериментальная часть рассчитывается на основе зарегистрированных ТГц изображения исследуемого объекта $I_{\text{exp}}^{\text{obj}}$ и опорной среды $I_{\text{exp}}^{\text{ref}}$ с известным показателем преломления n_{ref} . В настоящей работе свободное пространство позади иммерсионной линзы используется в качестве такой опорной среды $n_{\text{ref}} = 1$. Теоретические значения интенсивности рассчитываются как функция показателя преломления объекта n_{obj} . С учетом всех особенностей отражения электромагнитных волн от иммерсионной линзы теоретическая модель I_{theor} задается следующим образом

$$I_{\text{theor}}(n_{\text{obj}}) = \frac{1}{2} |E_{\text{ord}}^s(n_{\text{obj}}) + E_{\text{evan}}^s(n_{\text{obj}})|^2 + \frac{1}{2} |E_{\text{ord}}^p(n_{\text{obj}}) + E_{\text{evan}}^p(n_{\text{obj}})|^2, \quad (2.12)$$

где первое и второе слагаемые соответствуют s и p поляризациям, которые присутствуют в апертуре иммерсионной линзы и отражаются от границы раздела между HRFZ-Si и объектом. Стоит отметить, что данные слагаемые суммируются некогерентно из-за ортогональности состояний поляризации. В то же время, каждое слагаемое учитывает амплитуды электрического поля обычной отраженной волны $E_{\text{ord}}^{s/p}$ и эванесцентной волны $E_{\text{evan}}^{s/p}$, которые складываются когерентно, что позволяет учесть фазовые задержки и интерференцию данных волн.

Из Рис. 2.9(а) можно видеть, что обычная отраженная волна существует при углах падения θ на границу раздела между HRFZ-Si и объектом не превышающих критический угол полного внутреннего отражения $\theta < \theta_c(n_{\text{obj}}) = \arcsin(n_{\text{obj}}/n_{\text{Si}})$. Таким образом, как для s , так и для p поляризации амплитуда обычной отраженной волны задается выражением

$$E_{\text{ord}}^{s/p}(n_{\text{obj}}) = E_0 \frac{\int_0^{\theta_c(n_{\text{obj}})} R_{\text{ord}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}}) \sin \theta \, d\theta}{\int_0^{\theta_{\text{max}}} \sin \theta \, d\theta}, \quad (2.13)$$

где E_0 – амплитуда электромагнитной волны, падающей на HRFZ-Si иммерсионную линзу. При угле падения $\theta > \theta_c(n_{\text{obj}})$ в апертуре пучка существует эванесцентная волна

$$E_{\text{evan}}^{s/p}(n_{\text{obj}}) = E_0 \frac{\int_{\theta_c(n_{\text{obj}})}^{\theta_{\text{max}}} R_{\text{evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}}) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\theta_{\text{max}}} \sin \theta d\theta}. \quad (2.14)$$

Выражения (2.13) и (2.14) включают интегрирование комплексного коэффициента отражения HRFZ-Si линзы $R_{\text{ord/evan}}^{s/p}$ по углу θ для обычной отраженной либо эванесцентной волны с учетом s или p поляризации.

Коэффициент отражения иммерсионной линзы $R_{\text{ord/evan}}^{s/p}$ учитывает несколько переотражений электромагнитной волны в HRFZ-Si гипополусфере, условия для которых зависят как от свойств объекта, так и от поляризации падающей волны, а также отличаются для обычной отраженной и эванесцентной волн. В случае когда рассматривается конечное число волн спутников N коэффициент отражения $R_{\text{ord/evan}}^{s/p}$ описывается следующим образом

$$R_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}}) = r_{0-\text{Si}} + t_{0-\text{Si}} t_{\text{Si}-0} p_{\text{Si}}^2 r_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}}) \frac{1 - \left(p_{\text{Si}}^2 r_{\text{Si}-0} r_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}}) \right)^N}{1 - p_{\text{Si}}^2 r_{\text{Si}-0} r_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}})}, \quad (2.15)$$

где $r_{0-\text{Si}}$, $r_{\text{Si}-0}$ и $t_{0-\text{Si}}$, $t_{\text{Si}-0}$ – коэффициенты Френеля для волн отраженной или прошедшей через границы раздела между свободным пространством и HRFZ-Si, а также между HRFZ-Si и свободным пространством. В выражении (2.15) коэффициент p_{Si} определяет фазовую задержку в слое HRFZ-Si толщиной l_{Si} и задается законом Бугера-Ламберта-Бера

$$p_{\text{Si}} = \exp\left(\frac{-i2\pi l_{\text{Si}} n_{\text{Si}}}{\lambda}\right). \quad (2.16)$$

Коэффициент $r_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}})$ описывает френелевское отражение (по амплитуде) для обычной отраженной либо эванесцентной волны на границе

раздела между HRFZ-Si и объектом и зависит от оптических свойств объекта и поляризации падающего излучения. Стоит отметить, что выражение (2.15) применимо в случае, когда электромагнитное излучение обладает конечной длиной когерентности или, когда длина когерентности ограничена неким временным окном при детектировании сигнала, как, например, ограничен временной диапазон сканирования в ТГц импульсной спектроскопии. В противном случае электромагнитное излучение имеет бесконечную длину когерентности и выражение (2.15) может быть записано как

$$R_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}}) = r_{0\text{-Si}} + \frac{t_{0\text{-Si}} t_{\text{Si-0}} p_{\text{Si}}^2 r_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}})}{1 - p_{\text{Si}}^2 r_{\text{Si-0}} r_{\text{ord/evan}}^{s/p}(\theta, n_{\text{obj}})}. \quad (2.17)$$

В диссертационной работе используется последнее выражение, поскольку рассматривается работа оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в режиме детектирования непрерывного ТГц излучения.

Коэффициенты отражения Френеля для амплитуды обычной отраженной волны от границы между HRFZ-Si и объектом для s - и p -поляризации имеют вид:

$$r_{\text{ord}}^s(\theta, n_{\text{obj}}) = \frac{n_{\text{Si}} \cos(\theta) - n_{\text{obj}} \cos(\theta_t(\theta, n_{\text{obj}}))}{n_{\text{Si}} \cos(\theta) + n_{\text{obj}} \cos(\theta_t(\theta, n_{\text{obj}}))}, \quad (2.18)$$

$$r_{\text{ord}}^p(\theta, n_{\text{obj}}) = \frac{n_{\text{Si}} \cos(\theta_t(\theta, n_{\text{obj}})) - n_{\text{obj}} \cos(\theta)}{n_{\text{Si}} \cos(\theta_t(\theta, n_{\text{obj}})) + n_{\text{obj}} \cos(\theta)}, \quad (2.19)$$

$$\theta_t(\theta, n_{\text{obj}}) = \arcsin\left(\frac{n_{\text{Si}}}{n_{\text{obj}}} \sin(\theta)\right). \quad (2.20)$$

Для эванесцентного поля эти коэффициенты принимают вид:

$$r_{\text{evan}}^s(\theta, n_{\text{obj}}) = \frac{(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}}) \cos(\theta) - i \sqrt{(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}})^2 \sin^2(\theta) - 1}}{(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}}) \cos(\theta) + i \sqrt{(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}})^2 \sin^2(\theta) - 1}}, \quad (2.21)$$

$$r_{\text{evan}}^{\text{p}}(\theta, n_{\text{obj}}) = \frac{\cos(\theta) - i(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}})\sqrt{(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}})^2 \sin^2(\theta) - 1}}{\cos(\theta) + i(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}})\sqrt{(n_{\text{Si}}/n_{\text{obj}})^2 \sin^2(\theta) - 1}}. \quad (2.22)$$

Именно коэффициенты отражения (2.18)–(2.22) от границы раздела между HRFZ-Si и образцом несут информацию об оптических свойствах среды в рассматриваемой модели.

Таким образом, в настоящем разделе описан подход, позволяющий оценивать пространственное распределение показателя преломления объекта n_{obj} , исследуемого при помощи ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии. Экспериментальная апробация данного алгоритма на тестовых средах и тканях будет проведена в третьей главе диссертационной работы.

2.5. Выводы ко второй главе

Во второй главе предложена оригинальная ТГц оптическая система, реализующая эффект твердотельной иммерсии, и разработана математическая модель процесса формирования каустики ТГц пучка с использованием численного метода FDTD. На основе данной модели разработана методика оценки пространственного разрешения оптической системы, использующей эффект твердотельной иммерсии.

Разработанная оптическая система работает по отраженному от образца излучению и состоит из широкоапертурной асферической фокусирующей линзы, гипополусферы из HRFZ-Si и подвижного предметного окна из HRFZ-Si. Благодаря тесному контакту между плоскими полированными поверхностями кремниевой гипополусферы и кремниевого предметного окна (зазор между ними значительно меньше длины волны – $\ll \lambda$), эти два независимых элемента играют роль единого оптического элемента – кремниевой полусферы, позволяющей реализовать эффект твердотельной иммерсии и уменьшить размер каустики. Подобная составная конструкция обеспечивает возможность растрового сканирования поверхности образца пучком сфокусированного ТГц излучения для построения его изображения за счет механического перемещения окна относительно гипополусферы. Предметное окно обеспечивает возможность визуализации аморфных сред и мягких биологических тканей, что затруднительно для классических монолитных конструкций иммерсионных линз, которые зачастую позволяют изучать только твердые планарные объекты.

Проведены разработка и оптимизация оптической системы, включающие четыре последовательных этапа:

- 1) проведены синтез и оптимизация широкоапертурного асферического синглета с использованием пакета программ ZEMAX. Для оценки функции рассеяния ТГц оптической системы на основе эффекта

твердотельной иммерсии с учетом волновой природы света применялся метод FDTD;

2) в оптическую схему введена кремниевая гипополусфера и проведен анализ пространственного разрешения двухкомпонентной системы;

3) в оптическую схему добавлено кремниевое предметное окно и проведен анализ пространственного разрешения трехкомпонентной оптической системы;

4) с помощью метода FDTD получена оценка допусков на юстировку элементов ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. Показано, что разработанная ТГц оптическая система достаточно стабильна к продольным и поперечным разъюстировкам оптических элементов для ТМ и ТЕ поляризаций, сохраняя пространственное разрешение и глубину резкости в диапазонах $0,15 - 0,25\lambda_0$ и $0,11 - 0,18\lambda_0$, соответственно, для всех рассмотренных отклонений $\Delta z = \pm\lambda_0$ и $\Delta y = \pm 3\lambda_0$.

Также для исследования зависимости пространственного разрешения ρ от показателя преломления n_{obj} и коэффициента поглощения по интенсивности α_{obj} исследуемого объекта в диссертации проведена серия вычислительных экспериментов с использованием метода FDTD. Результаты моделирования показали, что с ростом n_{obj} и α_{obj} пространственное разрешение ρ в целом ухудшается. Тем не менее, размер каустики остается существенно субволновым ($\rho < 0,2\lambda_0$) во всем рассмотренном диапазоне изменения оптических свойств исследуемого объекта ($1,0 < n < 5,0$; $0,0 < \alpha_{obj} < 400,0 \text{ см}^{-1}$).

На основе моделирования отражения ТГц излучения оптической системой с объектом исследования предложен метод оценки показателя преломления объекта с использованием изображений, регистрируемых ТГц микроскопом на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Оценка пространственного разрешения асферического синглета; синглета и гипополусферы; синглета, гипополусферы и предметного окна; по критерию FWHM составила $0,55\lambda_0$, $0,32\lambda_0$ и $0,16\lambda_0$, соответственно. Таким образом, размер каустики ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в 3,43 раза меньше по сравнению с одиночным асферическим синглетом, что соответствует величине показателя преломления HRFZ-Si в ТГц диапазоне $n_{Si} = 3,415$ и что в полной мере согласуется с теоретическими предсказаниями главы 1.

ГЛАВА 3. Экспериментальная реализация макетного образца ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии

Настоящая глава посвящена экспериментальной реализации ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. В ней подробно описывается конструкция и процесс сборки экспериментального стенда, основанного на предложенном принципе и использующего лампу обратной волны в качестве источника непрерывного ТГц излучения и ячейку Голея в качестве детектора интенсивности ТГц поля. Проводится экспериментальная оценка пространственного разрешения, обеспечиваемого разработанным экспериментальным стендом. Полученные результаты позволяют подтвердить теоретические предсказания главы 2:

- предложенная конфигурация ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии позволяет в $n \sim 3$ раз повысить пространственное разрешение по сравнению с одиночной асферической линзой;
- разработанная система обеспечивает рекордно высокое пространственное разрешение $0,15\lambda_0$ для всех оптических систем на основе эффекта твердотельной иммерсии.

В главе приводятся результаты экспериментальной апробации ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии, а именно – визуализации электронных печатных плат, листовых пластин растений, клеточных сфероидов, а также различных типов биологических тканей свежесеченных и фиксированных в парафине. Проводится экспериментальное исследование зависимости пространственного разрешения рассматриваемой системы от оптических свойств исследуемого объекта. Также проводится апробация метода оценки показателя преломления объекта с использованием изображений, регистрируемых ТГц микроскопом на основе эффекта твердотельной иммерсии. Результаты

апробации позволяют показать перспективность предложенного метода ТГц визуализации в различных областях науки и техники.

3.1. Разработка макетного образца ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии

В настоящем разделе обосновывается выбор элементов функциональной схемы макета ТГц микроскопа на основе твердотельной иммерсии, а также описывается процесс проектирования и изготовления основных его узлов.

3.1.1. Разработка функциональной схемы ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Для экспериментальной реализации разработанного в главе 2 метода ТГц визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии создана экспериментальная установка на экспериментальной базе отдела субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН; на Рис. 3.1 изображены ее принципиальная схема и трехмерная модель. Данная система позволяет регистрировать ТГц изображения по отраженному от исследуемого объекта излучению. Для удобства выбрана рельсовая конструкция оптической системы, которая собрана на оптическом столе из стандартных компонентов Thorlabs, а также оригинальных оптических элементов и механических узлов, которые будут описаны ниже.

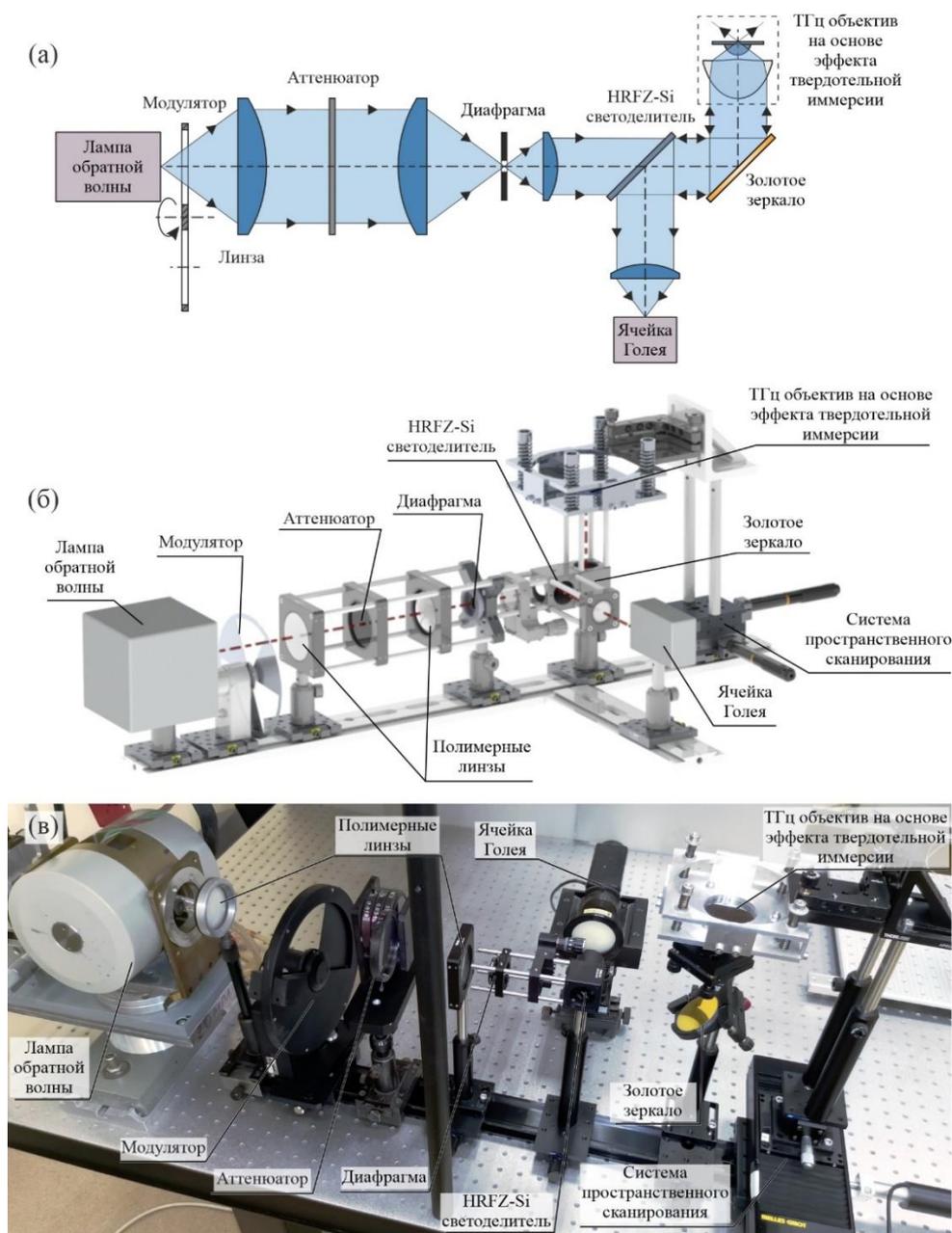


Рис. 3.1. Экспериментальная система ТГц визуализации, реализующая эффект твердотельной иммерсии: (а) принципиальная схема, (б) трехмерная модель, созданная в среде SolidWorks, (в) фотография установки в отделе субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН. Разработанная ТГц оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии служит в качестве объектива, лампа обратной волны используется как источник непрерывного ТГц излучения с выходной длиной волны $\lambda_0 = 500$ мкм ($\nu_0 \approx 0,6$ ТГц), а опто-акустический приемник (ячейка Голея) позволяет регистрировать поток интенсивности ТГц излучения.

Основными элементами данной изображающей системы являются ЛОВ и ячейка Голея, которые служат в качестве источника и детектора непрерывного ТГц излучения. ЛОВ хорошо подходит для исследований в лабораторных условиях, поскольку обладает достаточно высокой мощностью генерации ТГц волн ($\sim 10^{-3} \div 10^{-1}$ мВт, в зависимости от рабочей длины волны) и высокой степенью монохроматичности (до $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-6}$ [273]). Кроме того, ЛОВ имеют возможность перестройки длины волны излучения в диапазоне $\Delta\lambda \sim 100 - 200$ мкм, а несколько ламп в совокупности могут покрыть диапазон 200–1000 мкм. Рабочая длина волны ЛОВ выбрана $\lambda_0 = 500$ мкм для сравнения результатов теоретических моделирований и экспериментальных данных. Для коллимации ТГц излучения от ЛОВ и формирования параллельного пучка использовалась низкоапертурная сферическая линза из HDPE. Поскольку, как правило, отсутствует возможность разместить коллимационную линзу слишком близко к торцу волновода лампы, в настоящей работе использована линза диаметром 50,8 мм с фокусным расстоянием 60 мм. Для регулировки выходной мощности ЛОВ и предотвращения насыщения приемника в оптическом тракте установлен аттенюатор. В данной работе в качестве ТГц аттенюатора использовался набор пленок из майлара (PolyMethyl MethAcrylate – PMMA) толщиной 3 мкм с напылением никеля Ni различной толщины.

Ячейка Голея используется для проведения пилотных исследований, поскольку обладает довольно высокой чувствительностью и не требует охлаждения до температур жидкого азота или гелия. Характерная чувствительность ячейки Голея составляет $\sim 10^5$ В/Вт, а постоянная времени $\sim 10^{-1}$ с. Для фокусировки излучения на чувствительную площадку ячейки Голея также использовалась низкоапертурная линза из HDPE диаметром 50,8 мм с фокусным расстоянием 60 мм. Поскольку ячейка Голея способна регистрировать только нестационарные значения интенсивности электромагнитного излучения, в оптический тракт включен механический

модулятор. Модуляция ТГц излучения источника также позволяет произвести фильтрацию фонового и шумового излучения, попадающего на детектор. Частота модуляции выбрана исходя из постоянной времени конкретной модели ячейки и составляла 22 Гц. Процесс демодуляции сигнала осуществлялся программным методом и будет подробнее описан ниже.

Для ЛОВ характерно неоднородное пространственное распределение ТГц поля на выходе волновода лампы, что может оказать негативное влияние на пространственное разрешение ТГц изображающей системы. Для того чтобы сделать ТГц пучок более однородным по апертуре в оптической схеме используется гомогенизатор, основанный на эффекте дифракции пучка на отверстии субволнового размера. Для этого в оптическую систему включена телескопическая система, в фокусе которой расположена металлическая диафрагма диаметром 0,5 мм. Наряду с гомогенизацией ТГц пучка данная телескопическая система выполняет функцию уменьшения его диаметра с 50,8 мм до 25,4 мм и его согласования с диаметром входного зрачка асферического синглета. Для построения телескопической системы-гомогенизатора использовались низкоапертурные линзы с фокусным расстоянием 100 мм для линзы диаметром 50,8 мм и 50 мм для линзы диаметром 25,4 мм; материал линз HDPE и TPX, соответственно.

Для реализации режима регистрации по отраженному сигналу, в оптическую схему включен светоделитель из HRFZ-Si диаметром 50,8 мм. Данный светоделитель сперва пропускает часть ТГц пучка в направлении образца, а потом отводит часть ТГц пучка, отраженного образцом, в сторону детектора. Согласно закону Френеля для s-поляризации, без учета поглощения ТГц волн в кремнии, такой светоделитель обеспечивает 58% пропускания и 42% отражения по интенсивности. Это означает, что на приемник будет попадать 24% от исходной интенсивности источника, в

случае, когда исследуемый объект отражает 100% падающего на него излучения.

Для удобства в настоящей работе оптическая ось системы повернута на 90° (см. Рис. 3.1). Это позволило размещать исследуемые объекты горизонтально на поверхности плоскопараллельного кремниевого окна. Для поворота оптической оси использовалось зеркало диаметром 50,8 мм с золотым отражающим покрытием. Золото не подвержено коррозии при комнатной температуре и обладает высокой проводимостью, а, следовательно, высоким коэффициентом отражения в ТГц диапазоне.

На Рис. 3.1(в) показана фотография разработанного макета ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии в лаборатории широкополосной диэлектрической спектроскопии ИОФ РАН. В данном макете использованы оригинальные источник и детектор ТГц излучения: ЛОВ «ОВ-80» с магнитной установкой, а также ячейка Голея CDP OAP; все элементы оригинальной разработки ИОФ РАН.

ТГц изображение регистрируется путем пространственного сканирования в плоскости объекта, что позволяет не учитывать aberrации для точек вне оси при проектировании и сборке всего оптического тракта системы. Для пространственного сканирования, как отмечалось выше, все оптические элементы системы, включая асферический синглет и гипополусферическую линзу были жестко зафиксированы, тогда как кремниевое плоскопараллельное окно перемещалось в латеральных направлениях – в плоскости XOY. Для сканирования кремниевое окно установлено в систему механического сканирования, на основе двух моторизированных линейных трансляторов Thorlabs. Управление данными трансляторами осуществлялось через персональный компьютер в среде LabView при помощи специальных драйверов.

Проведена оценка энергетической эффективности разработанной оптической системы. Основные потери в системе связаны с Френелевским

отражением на оптических поверхностях, при этом экстинкция ТГц волн в воздухе и в объеме оптических элементов не учитывалась. Для простоты расчет энергетике проводился для параксиального луча, что позволило рассмотреть случай нормального падения на оптические элементы. На основе формул Френеля получено выражение для интенсивности волны, проходящей через весь оптический тракт ТГц микроскопа – от ЛОВ к объекту и от объекта к ячейке Голея; см. Рис. 3.1

$$I_S = T^{\text{SIL}} I_{\text{inc}} = I_{\text{inc}} (T_1^{\text{HDPE}} T_2^{\text{HDPE}})^5 T_1^{\text{TPX}} T_2^{\text{TPX}} (T_1^{\text{Si}} T_2^{\text{Si}})^2 R_1^{\text{Si}} T_{\text{Ap}}, \quad (3.1)$$

где T^{SIL} – пропускание системы по интенсивности; I_{inc} – интенсивность излучения источника; T_1^i и T_2^i – коэффициенты Френеля прошедшей волны по интенсивности при входе в i -ую среду и при выходе из нее, соответственно; R_1^{Si} – коэффициент Френеля для волны, отраженной от границы раздела между свободным пространством и HRFZ-Si; i соответствует материалам HDPE, TPX и HRFZ-Si. Коэффициенты Френеля определяются выражениями:

$$\begin{aligned} T_1^i &= (t_1^i)^2 = 1 - \left(\frac{n_0 - n_i}{n_0 + n_i} \right)^2, \\ T_2^i &= (t_2^i)^2 = 1 - \left(\frac{n_i - n_0}{n_0 + n_i} \right)^2, \\ R_1^{\text{Si}} &= (r_1^{\text{Si}})^2 = \left(\frac{n_0 - n_{\text{Si}}}{n_0 + n_{\text{Si}}} \right)^2, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $n_0 = 1,0$ – показатель преломления воздуха; n_i – показатели преломления материалов, которые для рабочей длины волны излучения $\lambda_0 = 500$ мкм составляют $n_{\text{Si}} \approx 3,415$, $n_{\text{HDPE}} \approx 1,54$ и $n_{\text{TPX}} \approx 1,46$. T_{Ap} обозначает пропускание диафрагмы–гомогенизатора, используемой в телескопической системе, которая рассчитана как отношение энергии функции рассеяния линзы $\text{PSF}(x)$ в плоскости диафрагмы к общей энергии функции рассеяния

$$T_{\text{Ap}} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \text{PSF}(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(x) dx}, \quad (3.3)$$

где d – диаметр диафрагмы. При расчетах функции рассеяния $PSF(x)$ использовалась классическая модель функции рассеяния с круглым зрачком на основе функции Бесселя [274]. Также в качестве допущения принято, что золотое зеркало, используемое для поворота оптической оси системы, а также исследуемый объект обладают коэффициентом отражения равным $R \approx 1,0$.

Подставляя все значения в выражение (3.1), можно показать, что при прохождении через оптический тракт на детектор попадает порядка 3,5% энергии от ЛОВ. Согласно паспортным данным выходная мощность ЛОВ на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм составляет 1,0 мВт [275]. Таким образом, приблизительная мощность излучения, попадающего на детектор составляет $P = 3,5 \times 10^{-2}$ мВт. Эквивалентная мощность шума (Noise Equivalent Power – NEP) для ячейки Голея составляет $NEP = 10^{-9}$ Вт Гц^{-1/2} при частоте модуляции $f = 22$ Гц [276]. Тогда теоретическое отношение сигнала к шуму SNR_{th} при рассчитанной мощности сигнала составляет

$$SNR_{th} = \frac{P}{NEP\sqrt{f}} \approx 7,4 \times 10^3. \quad (3.4)$$

Полученная оценка показывает, что в разработанном ТГц микроскопе можно обеспечить достаточно высокое отношение сигнала к шуму. В то же время стоит учитывать, что экспериментально-наблюдаемое значение SNR_{exp} может быть хуже на несколько порядков за счет поглощения ТГц волн парами воды в атмосфере и материалах оптических элементов, фоновых шумов в результате засветки и вибраций, к которым чувствительна ячейка Голея, а также шумов электронного тракта.

Для сравнения аналогичным образом рассчитано пропускание оптической системы на основе асферического синглета, без кремниевой линзы, а также системы сканирующей зондовой микроскопии, использующей диафрагму диаметром $0,15\lambda_0$, помещенную в фокусе асферической линзы. Пропускание субволновой диафрагмы рассчитано с использованием

выражения (3.3), а также полученной при помощи FDTD симуляций в главе 2 функции рассеяния асферического синглета. Результаты расчета приведены в Таблице 5. Можно видеть, что асферическая линза обеспечивает в 2 раза более высокое отношение сигнал/шум по сравнению с системой на основе эффекта твердотельной иммерсии, однако ее пространственное разрешение почти в 4 раза хуже. Рассмотренная система сканирующей зондовой микроскопии обеспечивает пространственное разрешение равное разрешению системы на основе твердотельной иммерсии, однако отношение сигнал шум такой системы более чем в 2 раза хуже.

Таблица 5.

Сравнение энергетических характеристик оптических систем на основе асферического синглета, эффекта твердотельной иммерсии и сканирующей зондовой микроскопии

Тип системы	Теоретическое разрешение ρ_N, λ_0	Пропускание по интенсивности T , %	Теоретическое отношение сигнал/шум SNR_{th}
Сканирующая зондовая микроскопия	0,15	1,6	$3,6 \times 10^3$
Асферический синглет	0,55	7,0	15×10^3
Система на основе эффекта твердотельной иммерсии	0,15	3,5	$7,4 \times 10^3$

Таким образом, разработан макет ТГц изображающей системы для экспериментальной реализации эффекта твердотельной иммерсии и произведена приблизительная оценка энергетической эффективности разработанной системы. Далее рассмотрим детально процесс изготовления оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии и его основных элементов.

3.1.2. Экспериментальная реализация ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Для реализации ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии изготовлен широкоапертурный асферический синглет из полиэтилена высокой плотности, приобретены гипополусферическая линза и плоскопараллельное окно из высокорезистивного кремния, а также разработаны оптико-механические узлы, для обеспечения возможности сборки и юстировки оптической системы с необходимой точностью (требования к точности позиционирования элементов оптической системы определены в главе 2 диссертации). Рассмотрим каждый из этих элементов более подробно.

3.1.2.1. Широкоапертурная асферическая линза

Как описано в главе 2, для изготовления асферического синглета выбран полимерный материал – HDPE, благодаря как прозрачности в ТГц области спектра, так и высокой технологичности. Данный материал позволяет изготавливать оптические детали для ТГц и дальнего ИК диапазонов при помощи механической фрезеровки и горячего штампования [277,278]; также существует возможность вытягивания оптических волокон из HDPE [279,280]. Для настоящей работы заказана заготовка из HDPE от фирмы TYDEX. Получены данные о его оптических свойствах в ТГц диапазоне, и, в частности, о показателе преломления, который использовался при синтезе и оптимизации асферического синглета.

Как известно [281], значение шероховатости оптических деталей не должно превышать

$$d_s = \lambda_0/10. \quad (3.5)$$

Данное требование позволяет избежать энергетических потерь и потерь качества ТГц пучка вследствие рассеяния электромагнитных волн на неровностях поверхностей оптических элементов. Исходя из данного критерия, для оптических элементов ТГц изображающей системы, работающей на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм, шероховатость поверхности должна составлять не более $d_s = 50$ мкм. В настоящее время точность изготовления такого уровня можно без труда обеспечить с помощью современных токарных и фрезерных станков с ЧПУ. Данный подход позволяет существенно упростить процесс изготовления оптических элементов с асферическими поверхностями для ТГц частот, по сравнению с аналогичными системами для видимого и ИК диапазонов. Для настоящей работы базовый элемент оптической системы с двумя асферическими поверхностями изготовлен из HDPE на прецизионном токарно-фрезерном станке с ЧПУ Toshiba TUD-13 на кафедре Нано-Оптического Инжиниринга Корейского Политехнического Университета (Сихын, Корея). Среднеквадратическое отклонение формы поверхности составило $d_s \leq 0,20$ мкм, что соответствует 12 классу шероховатости и существенно меньше длины волны ТГц излучения. На Рис. 3.2 показаны чертеж разработанного синглета, его фотографии, а также данные о качестве поверхности, полученные при помощи профилометра.

3.1.2.2. Гипополусфера из высокорезистивного кремния

Гипополусфера из высокорезистивного кремния HRFZ-Si изготовлена фирмой TYDEX (см. Рис. 3.3 (а)). По данным производителя, удельная проводимость материала гипополусферы составляет 10 кОм·см, что обеспечивает низкое поглощение в ТГц области спектра $\alpha_{Si} \approx 0,03 \text{ см}^{-1}$ на частоте $\nu_0 = 0,6 \text{ ТГц}$. Показатель преломления материала линзы составляет $n_{Si} \approx 3,415$, а дисперсия показателя преломления пренебрежимо мала в широкой области спектра. Наконец, отметим, что оптические свойства HRFZ-Si практически не зависят от температуры. Это делает возможным применение разработанной оптической системы для микроскопии объектов при различных температурах. Несмотря на высокую сложность обработки кристаллических материалов с применением алмазосодержащих инструментов, данная линза обладает оптическим качеством полировки поверхности.

3.1.2.3. Предметное окно из высокорезистивного кремния

В настоящей работе для построения оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии также использовалось плоскопараллельное окно из высокорезистивного кремния HRFZ-Si, обладающего идентичными оптическими свойствами с материалом гипополусферы. Данное окно, диаметром 50,8 мм и толщиной 0,25 мм изготовлено фирмой TYDEX (см. Рис. 3.3 (б)).

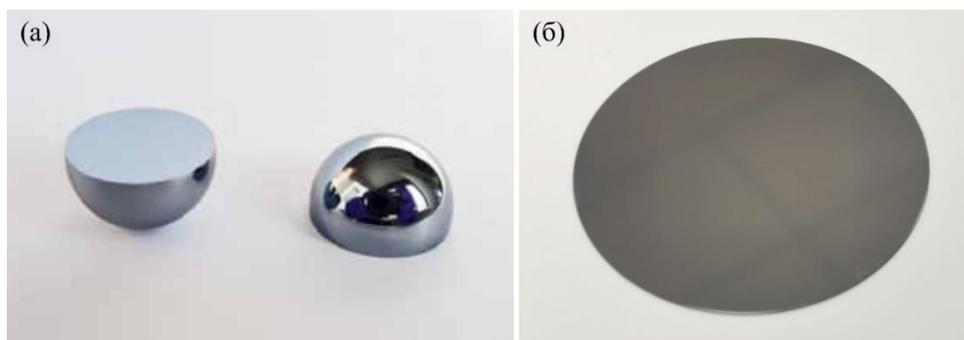


Рис. 3.3. Фотографии (а) гипополусферы и (б) плоскопараллельного предметного окна из HRFZ-Si.

Для удобства размещения и ориентации исследуемого объекта на плоскопараллельном окне, на нем нанесено металлическое покрытие в форме квадратной рамки со стороной 10,0 мм (см. Рис. 3.4). Данная рамка использовалась для экспериментальной оценки пространственного разрешения в двух направлениях по полуплоскости, так как она имеет ступенчатое распределение коэффициента отражения на границе «металл-кремний». На Рис. 3.4 представлена схема и фотография рамки, изготовленной путем вакуумного магнетронного напыления титана через маску, изготовленную из металлической фольги. Полосы по углам квадрата, свободные от металлического покрытия, обусловлены технологической необходимостью для снятия маски.

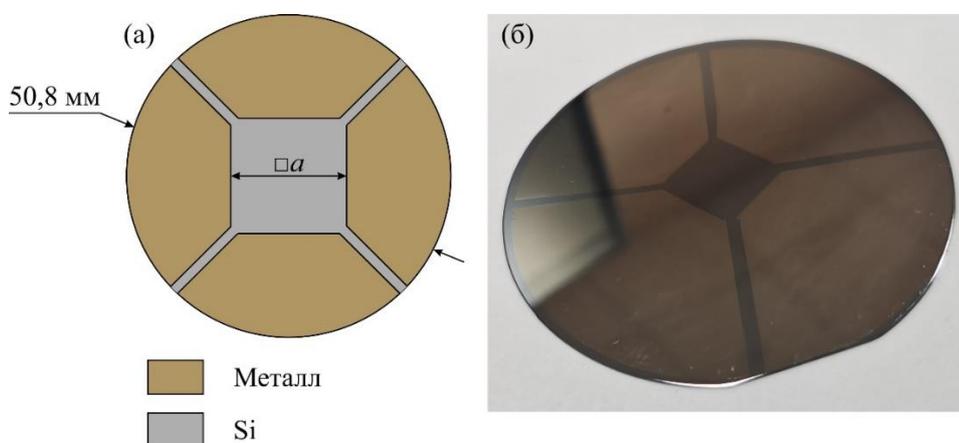


Рис. 3.4. Квадратная рамка на плоскопараллельном окне из HRFZ-Si со стороной a : (а) – схема, (б) – фотография.

3.1.2.4. Сборка и юстировка ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии

Рассмотрим последовательность и особенности сборки и юстировки оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. Для соединения асферического синглета и гипополусферы использовалась тубусная конструкция с внутренним диаметром 25,5 мм, соответствующим диаметру асферического синглета, см. Рис. 3.5 (б).

Вначале в тубус устанавливался асферический синглет при помощи фиксирующих резьбовых колец. Базовым являлось положение верхнего резьбового кольца, которое выбиралось таким образом, чтобы при следующей операции выдержать расстояние $z = 2,7$ мм по оптической оси между синглетом и гипополусферой, выбранное в главе 2, а также, чтобы при этом плоская грань гипополусферы выступала над торцом тубуса. Далее тубус с асферическим синглетом устанавливался на кинематическом основании в параллельном пучке ТГц излучения после зеркала (см. Рис. 3.1). Поперечное положение синглета сперва задавалось грубо при помощи юстировочного лазерного указателя, выставленного вдоль оптической оси. В фокусе линзы на угловой кинематической платформе горизонтально помещено металлическое зеркало, обращенное отражающей стороной к синглету. Горизонтальное положение зеркала юстировалось при помощи уровня. Произведена юстировка поперечного и углового положения синглета по максимуму сигнала регистрируемого излучения, отраженного от зеркала. Далее вместо зеркала помещено предметное окно с рамкой, установленное в сканирующей системе, так чтобы металлическое покрытие окна было обращено к синглету и его фокус располагался на поверхности покрытия. Осуществлялось сканирование рамки (регистрация ее ТГц изображения) и оценка пространственного разрешения. Для простоты выполнялось линейное

сканирование рамки в одном из направлений. Выполнялась точная юстировка углового положения синглета до достижения максимального пространственного разрешения.

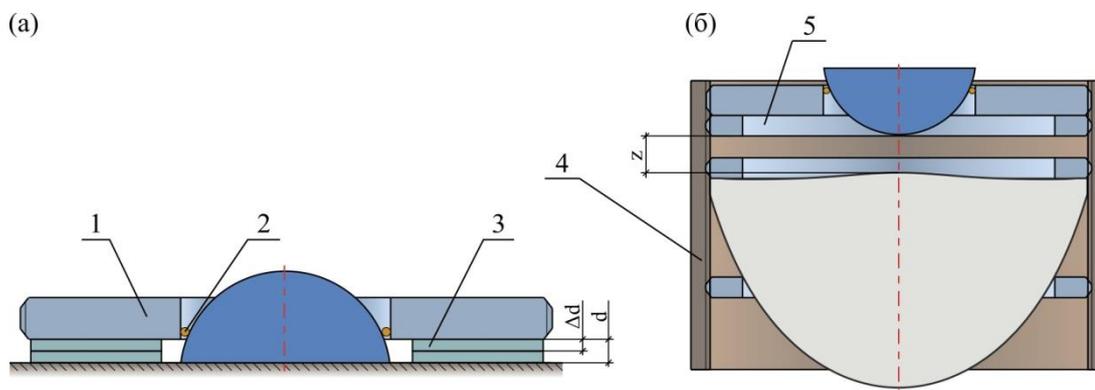


Рис. 3.5. Сборка оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии: (а) – схема юстировки положения гипополусферы относительно базовой поверхности ее оправки; (б) – схема крепления гипополусферы относительно асферической линзы с использованием тубуса и резьбовых колец.

Размеры гипополусферы (диаметр 10 мм) и малое расстояние между синглетом и гипополусферой затрудняют применение кинематических механизмов для юстировки ее углового и поперечного положения. Поэтому центрировка и угловая ориентация кремниевой линзы относительно синглета выполнялись до установки в тубус. Угловая ориентация плоской грани гипополусферы, а также расстояние от нее до базовой поверхности d ее оправки (1) задано при помощи жестких прокладок (3) с предварительно рассчитанной толщиной Δd (см. Рис. 3.5), после чего кремниевая линза была зафиксирована термопластичным клеем (2). Далее оправка гипополусферы была соединена с тубусом (4), в котором закреплен асферический синглет, резьбовым соединением, образуя оптическую систему на основе эффекта

твердотельной иммерсии. Расстояние $z = 2,7$ мм между гипополусферой и синглетом задано при помощи резьбовых колец (5).

Чтобы обеспечить плотный контакт плоскопараллельного кремниевого окна и плоской грани усеченной сферы разработана специальная оснастка. Данный механизм также позволяет снизить избыточное давление предметного окна на гипополусферу и избежать повреждения оптических элементов. На Рис. 3.6 изображена модель и фотография механизма для крепления кремниевого окна, выполненного в виде двух пластин, соединенных амортизирующим пружинным креплением (см. Рис. 3.6 (б)). Сжатие пружин, а, следовательно, жесткость конструкции, может регулироваться при помощи винтов. Размер оправки рассчитан на кремниевое окно диаметром 50,8 мм и толщиной 0,25 мм. Нижняя пластина ограничена относительно верхней в горизонтальном направлении прижимными пластинами, которые передают перемещение от сканирующей системы к плоскопараллельному окну, но не блокируют его движение в вертикальном направлении. В верхней пластине предусмотрены отверстия для крепления оправки на систему пространственного сканирования. Чтобы обеспечить параллельность кремниевого окна и плоской грани усеченной сферы, крепление данного механизма осуществлено через кинематическое основание, обеспечивающее юстировку по двум степеням свободы. Крепление самого кремниевого окна выполнено при помощи трех прижимных винтов, которые позволяют оперативно заменить окно в случае необходимости.

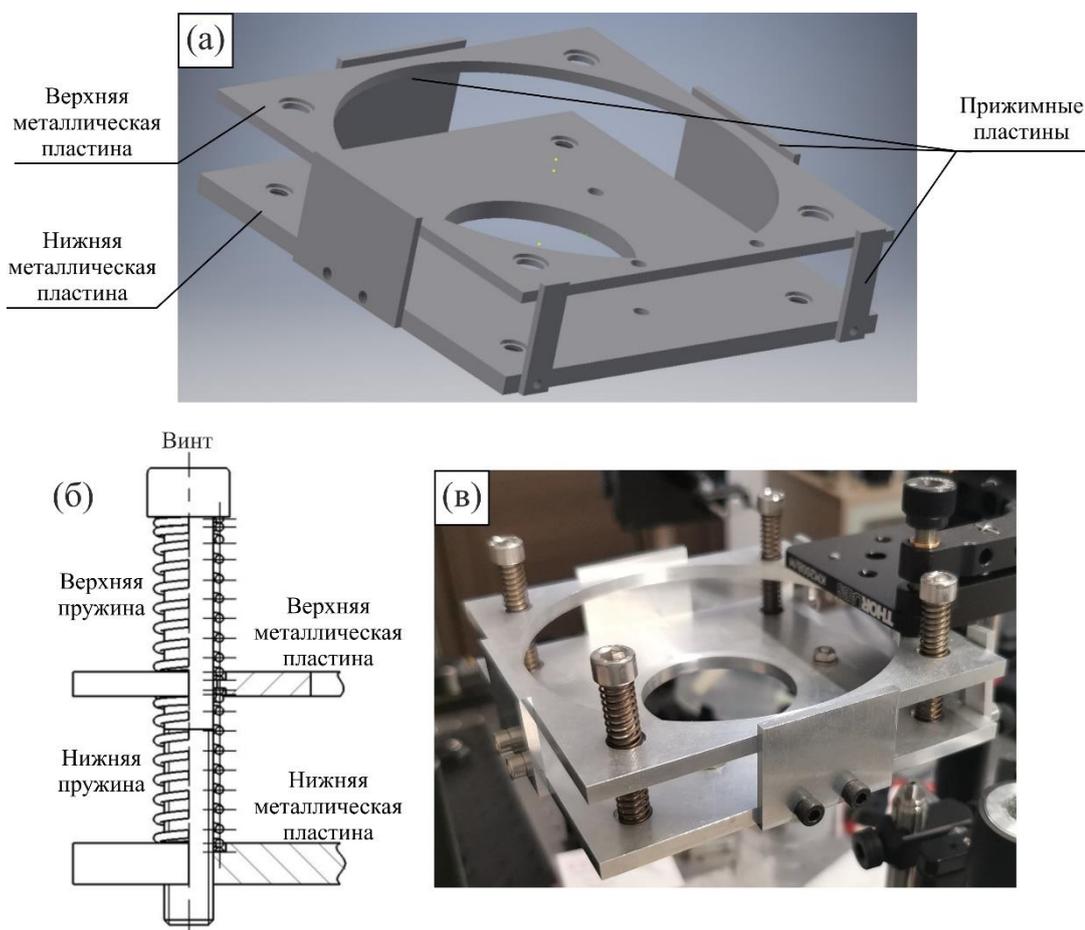


Рис. 3.6. Механизм для крепления плоскопараллельного кремниевого предметного окна, позволяющего амортизировать давление на усеченную сферу: (а) – трехмерная модель; (б) – схема пружинного крепления пластин; (в) – фотография конструкции в сборе.

3.2. Программное обеспечение для экспериментального стенда

Регистрация электрического сигнала детектора осуществлялась при помощи платы сбора данных National Instruments USB 6262, оснащенной быстродействующим аналого-цифровым преобразователем (АЦП). Вывод сигнала с платы сбора данных на персональный компьютер (ПК), а также синхронное управление линейными трансляторами, осуществляющими перемещение предметного окна с исследуемым объектом относительно

оптической системы, производилось при помощи оригинального программного обеспечения, написанного на графическом языке программирования LabView. Интерфейс программы представлен на Рис. 3.7. Опишем кратко процесс регистрации и обработки сигнала от детектора.

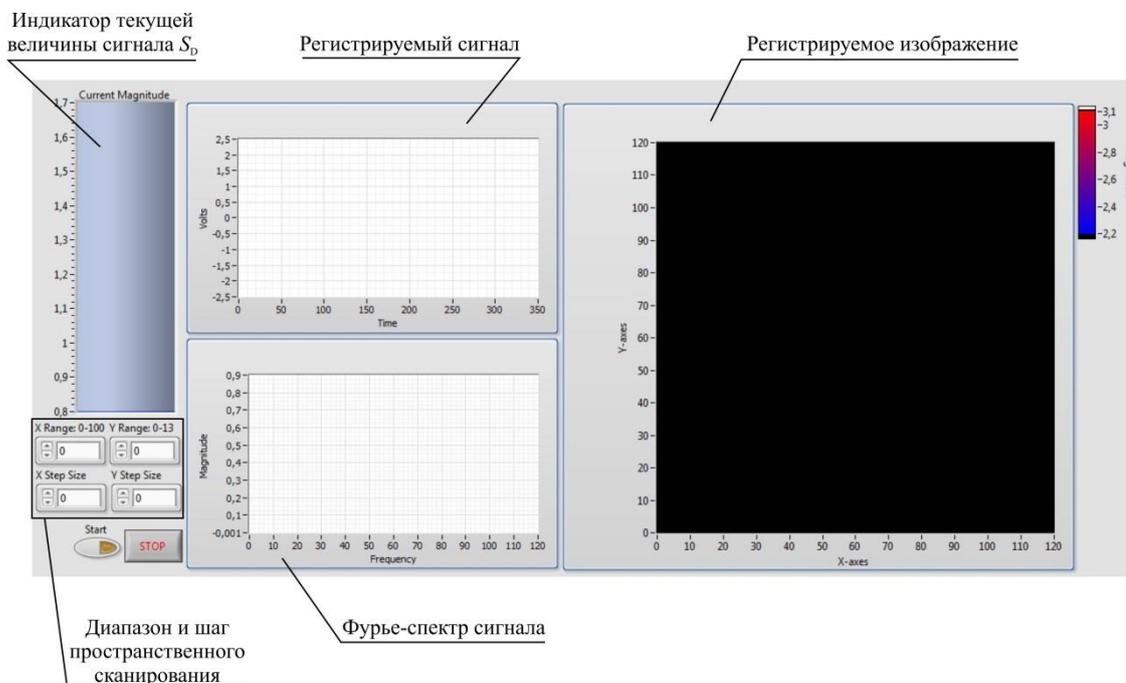


Рис. 3.7. Интерфейс программного обеспечения ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии.

Сигнал от детектора $s(t)$ содержит модулированную на частоте 22 Гц часть полезного сигнала от источника, а также фоновую и шумовую составляющие. Чтобы выделить полезную часть сигнала, в каждой точке пространственного сканирования выполнялось преобразование Фурье от регистрируемого сигнала. Плата сбора данных оцифровывает непрерывный сигнал напряжения от детектора $s(t)$ в виде дискретных отсчетов a_n с частотой АЦП и отправляет их на ПК в виде пакетов, содержащих N отсчетов ($n = 1 \dots N$). Над каждым пакетом сигнала выполнялось быстрое преобразование Фурье на временном интервале T , в который умещается целое число периодов модуляции излучения ЛОВ. Для оптимизации

отношения сигнал-шум и скорости регистрации, в настоящей работе учитывалось два периода модуляции – $T \simeq 90$ мс.

Поскольку для механической модуляции использовался диск с резкими границами перехода «металл-свободное пространство», в Фурье-спектре сигнала $\tilde{s}(\nu)$ наблюдались как основная гармоника ν_0 , так и кратные ей высшие гармоники $2\nu_0, 3\nu_0, 4\nu_0\dots$. Демодулированный сигнал вычислялся как

$$S_D = \sqrt{\tilde{s}^2(\nu_0) + \tilde{s}^2(2\nu_0) + \tilde{s}^2(3\nu_0) + \tilde{s}^2(4\nu_0)}. \quad (3.6)$$

Гармоники выше $4\nu_0$ имели пренебрежимо малую амплитуду и не учитывались. Таким образом сигнал S_D в каждом пикселе пропорционален интенсивности ТГц излучения ЛОВ. Разработанное программное обеспечение осуществляло пространственное сканирование поверхности исследуемого объекта по траектории «змейка», и регистрацию в каждой точке сигнала S_D , которому соответствовала интенсивность псевдоцвета на результирующем параметрическом изображении.

Регистрируемые изображения исследуемых объектов могли иметь неоднородности интенсивности, связанные с небольшим изменением мощности ЛОВ в процессе измерения, а также в связи с возможными остаточными погрешностями юстировки оптической системы и, в частности, плоскопараллельного окна относительно гипополусферы. Чтобы нивелировать данный эффект к полученным ТГц изображениям применялся процесс эквализации гистограмм распределения яркости пикселей $p_r(r_k)$. Вероятность появления пикселя с яркостью r_k (гистограмма) задается выражением [282]

$$p_r(r_k) = \frac{n_k}{MN}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, L - 1, \quad (3.7)$$

где n_k – число пикселей с яркостью r_k ; M и N – количество пикселей по горизонтали и вертикали, соответственно; L – число уровней яркости изображения. Эквализация гистограммы (3.7) позволяет выровнять яркость

изображения, выделить его детали. Данная процедура описывается преобразованием

$$s_k = T(r_k) = (L - 1) \sum_{j=0}^k p_r(r_j) = \frac{(L - 1)}{MN} \sum_{j=0}^k n_j, \quad (3.8)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, L - 1.$$

Результирующее изображение образовано отображением каждого пикселя исходного изображения с яркостью r_k в изображение со значением s_k . Процедура (3.8) может выполняться как для изображения в целом, так и отдельно для его участков размером $m \times n$ пикселей. Данный метод цифровой обработки реализован при помощи встроенных функций в среде MATLAB.

Таким образом, рассмотрены особенности построения конструкции ТГц изображающей системы, реализующей эффект твердотельной иммерсии, описаны методы регистрации сигнала приемника и цифровой постобработки получаемых ТГц изображений. Далее рассмотрим экспериментальную оценку пространственного разрешения разработанной оптической системы.

3.3. Исследования пространственного разрешения экспериментальной установки

Пространственное разрешение разработанной ТГц оптической системы экспериментально определялось последовательно на всех стадиях сборки оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии:

- одиночный асферический синглет;
- синглет и гипополусфера;
- синглет, гипополусфера и плоскопараллельное окно.

Экспериментальная оценка пространственного разрешения сравнивалась с полученным в главе 2 теоретическими предсказаниями, что

позволило проконтролировать качество юстировки оптической системы на каждом этапе.

Пространственное разрешение оптической системы определено путем визуализации тестового объекта, обладающего ступенчатым распределением коэффициента отражения. Для этого запишем ступенчатую функцию Хевисайда [283,284]

$$H(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

Профиль интенсивности изображения данной ступенчатой функции определяется сверткой функции Хевисайда с функцией рассеяния оптической системы

$$I(x) = \text{PSF}(x) \otimes H(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u) H(x - u) du. \quad (3.10)$$

Известно, что функция Хевисайда является первообразной от δ -функции. Путем дифференцирования левой и правой частей выражения (3.10), а также применяя фильтрующего свойства δ -функции, запишем

$$\begin{aligned} \frac{dI(x)}{dx} &= \frac{d}{dx} \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u) H(x - u) du = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u) \frac{d}{dx} \left(\int_{-\infty}^x \delta(x - u) dx \right) du \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \text{PSF}(u) \delta(x - u) du = \text{PSF}(x) \otimes \delta(x) \\ &= \text{PSF}(x). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Следовательно, производная профиля интенсивности изображения ступенчатой функции $dI(x)/dx$ дает оценку функции рассеяния оптической системы $\text{PSF}(x)$. Воспользуемся данной методикой для оценки пространственного разрешения разработанного микроскопа.

На Рис. 3.8 показан зарегистрированный профиль интенсивности ТГц поля, а также первая производная данного распределения, полученные при помощи широкоапертурного асферического синглета. Интенсивность регистрировалась в направлении ОХ, при этом вектор напряженности электромагнитного поля направлен поперечно ступенчатой полуплоскости. Шаг пространственного сканирования выбран равным 100 мкм в соответствии с теоремой Котельникова

$$\delta_x \leq \frac{\rho}{2} = \frac{0,55\lambda_0}{2} = 137 \text{ мкм} \quad (3.12)$$

Данное измерение показывает, что асферический синглет экспериментально демонстрирует субволновое пространственное разрешение $0,70\lambda_0$ по критерию FWHM. Данное значение сравнительно близко к результату, полученному в моделировании FDTD – $0,55\lambda_0$. Различия можно объяснить погрешностями изготовления синглета, остаточными ошибками юстировки, а также тем, что моделирование выполнялось в приближении цилиндрических линз (2D оптики).

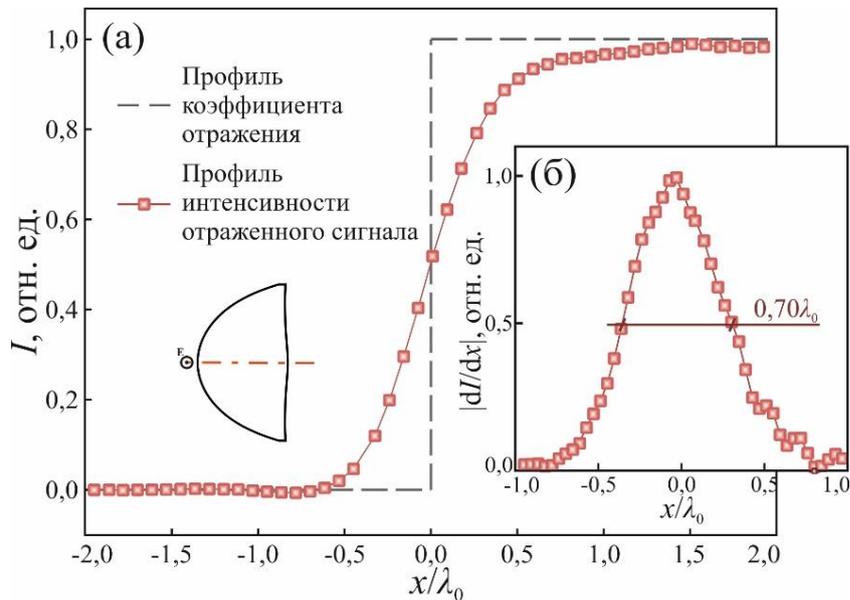


Рис. 3.8. Экспериментальная оценка пространственного разрешения асферического синглета: (а) – модель профиля коэффициента отражения металл-диэлектрической полуплоскости и экспериментально зарегистрированный профиль интенсивности ТГц поля; (б) – первая производная от изображения полуплоскости, иллюстрирующая форму функции рассеяния оптической системы. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

На Рис. 3.9 показан профиль коэффициента отражения тестового объекта и соответствующий ему профиль интенсивности ТГц изображения для асферического синглета и гипополусферы. Данное измерение также проводилось в направлении ОХ. Шаг сканирования также был выбран в соответствии с теоремой Котельникова и составлял 50 мкм. Экспериментальная оценка показывает, что данная конфигурация обеспечивает разрешение $0,35\lambda_0$, что хорошо согласуется с результатами моделирования FDTD – $0,32\lambda_0$. Можно отметить, что формируемая оптической системой функция рассеяния демонстрирует сильные осцилляции, которые могут быть вызваны интерференцией ТГц волн в

свободном пространстве между гипополусферой и тестовым объектом. Данного эффекта не наблюдается для асферического синглета благодаря большему заднему фокальному отрезку s'_F .

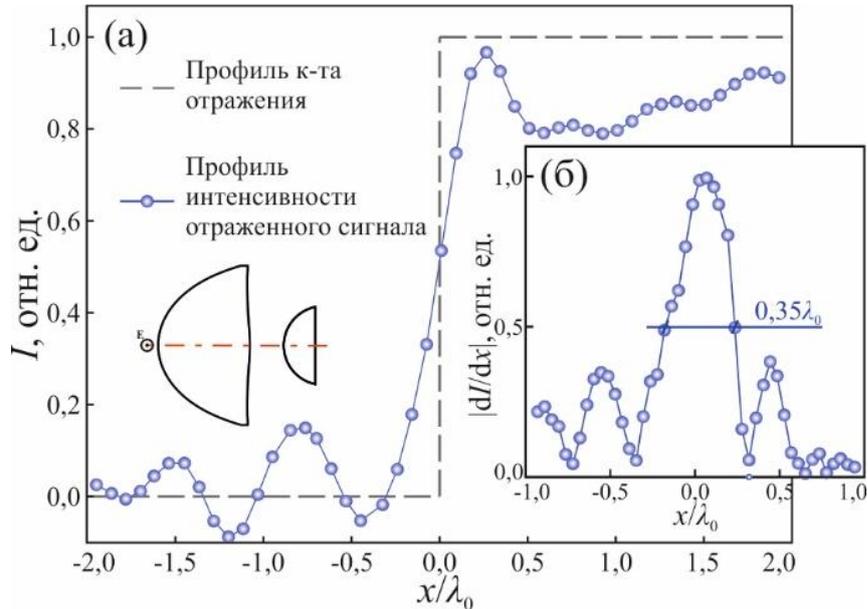


Рис. 3.9. Экспериментальная оценка пространственного разрешения синглета и гипополусферы: (а) – модель профиля коэффициента отражения металл-диэлектрической полуплоскости и экспериментально зарегистрированный профиль интенсивности ТГц поля; (б) – первая производная от изображения полуплоскости, иллюстрирующая форму функции рассеяния оптической системы. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

На Рис. 3.10 показаны результаты ТГц визуализации различных типов тестовых объектов, полученные при помощи асферического синглета, а также при помощи синглета с гипополусферой для демонстрации разрешения данных оптических систем. В качестве демонстративных тестовых объектов выбраны массив из металлической проволоки толщиной 50 мкм, а также логотипы Лаборатории терагерцовых технологий МГТУ им. Н.Э. Баумана и

ИОФ РАН им. А.М. Прохорова. Последние получены путем испарения металлического покрытия с кремниевой подложки при помощи лазерного пера. Таким образом, даже конфигурация оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии без плоскопараллельного окна обеспечивает субволновое пространственное разрешение превосходящее дифракционный предел Аббе. Однако данный тип системы подходит для изучения только жестких объектов простой (плоской) формы, которые можно удерживать в предметной плоскости на небольшом расстоянии ($< \lambda$) от кремниевой гипополусферы в процессе растрового сканирования и построения изображения.

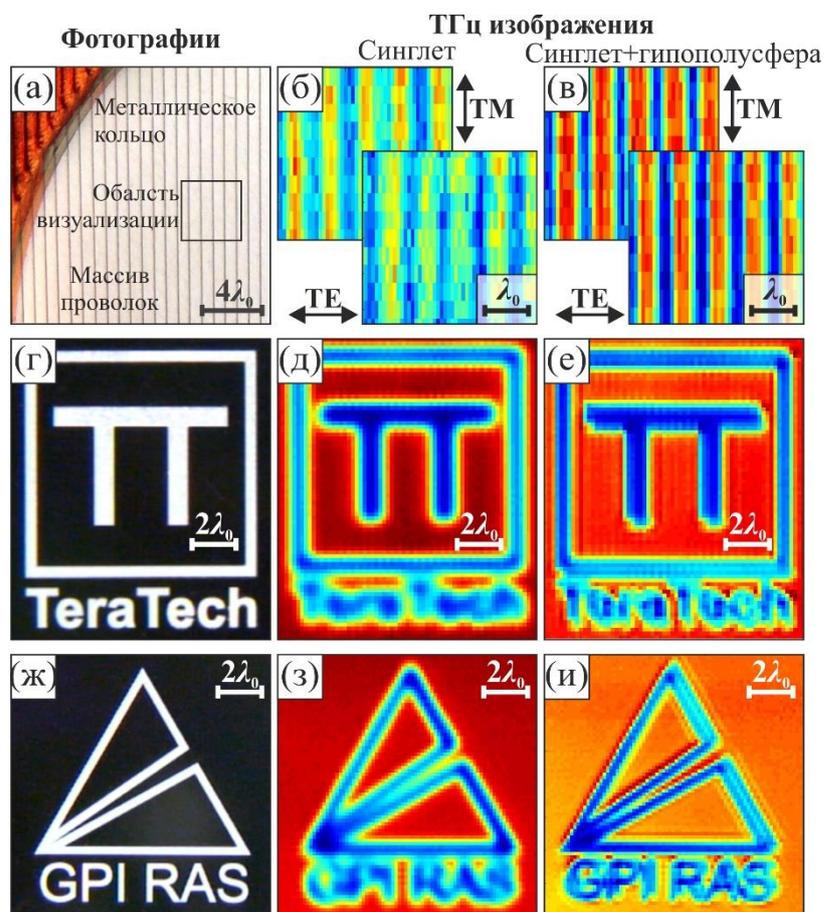


Рис. 3.10. ТГц визуализация различных типов тестовых объектов с помощью (б),(д),(з) асферического синглета и (в),(е),(и) синглета с гипополусферой: (а),(г),(ж) – цифровые изображения; ТГц изображения, полученные при помощи (б),(д),(з) – асферической линзы и (в),(е),(и) – оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. (а)–(в) представляют собой металлические проволоки толщиной 50 мкм, расположенные с периодом 500 мкм; (г)–(е) и (ж)–(и) – логотипы Лаборатории терагерцовых технологий и ИОФ РАН, выполненные путем лазерного испарения металлического покрытия на кремниевой подложке. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

Для итоговой сборки оптической системы пространственное разрешение исследовано более детально для двух состояний поляризации: вдоль осей OX и OY . При этом кремниевое окно обращено стороной без металлического напыления к гипополусфере (рамкой вверх), а фокус системы находится на верхней грани окна в плоскости рамки. На Рис. 3.11 представлено ТГц изображение угла рамки, а также профиль интенсивности и модуль первой производной для направлений OX и OY . Шаг пространственного сканирования выбран равным 25 мкм. Пространственное разрешение оценено по критерию FWHM и составило $0,14\lambda_0$ в направлении OX и $0,15\lambda_0$ в направлении OY . Данный результат также хорошо согласуется со значением $0,16\lambda_0$, рассчитанным при помощи метода FDTD.

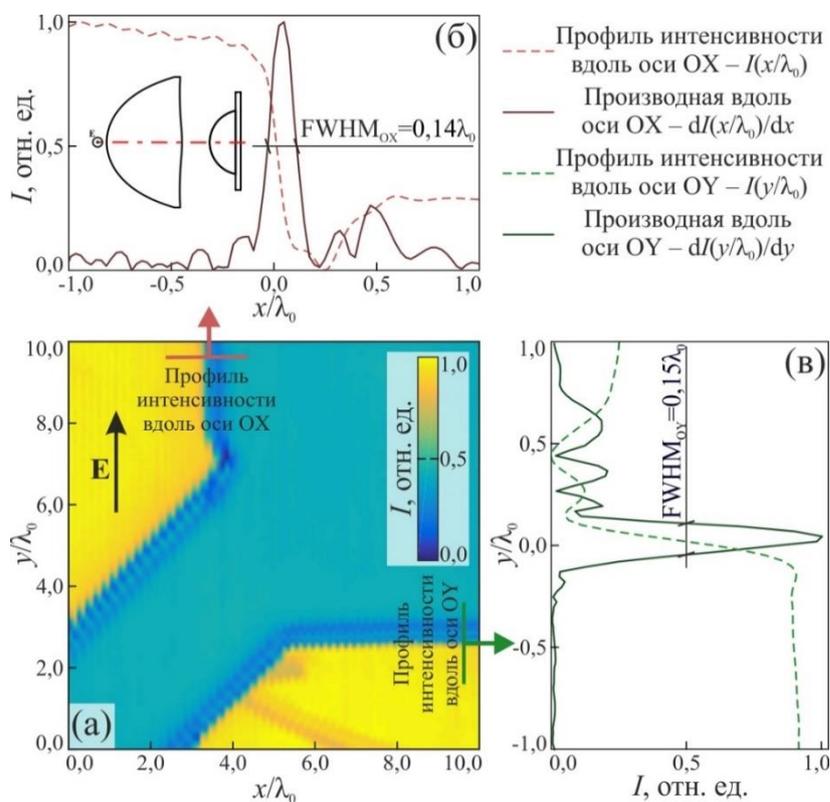


Рис. 3.11. Экспериментальная оценка пространственного разрешения оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии с плоскопараллельным предметным окном: (а) – ТГц изображение угла металлической рамки, нанесенной на кремниевое окно; (б) и (в) – профили интенсивности в направлениях OX и OY, а также их первые производные, отображающие форму каустики системы. **Е** показывает поляризацию ТГц излучения. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

В Таблице 6 приведены значения оценки разрешения асферического синглета и оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии по критерию FWHM, полученные при помощи расчетов методом FDTD и экспериментальным путем. Хотя в обоих случаях разрешение оценивалось как полуширина каустики пучка, следует учитывать, что при экспериментальной оценке на ее форму оказывали влияние однородность

пучка ЛОВ, качество юстировки и параметры дискретизации (шага сканирования изображения). Также в Таблице 6 приведено значение инкремента пространственного разрешения за счет применения эффекта твердотельной иммерсии в оптической системе. Как предсказано в главе 1.5 данный инкремент должен быть равен показателю преломления иммерсионной линзы (в данном случае показателю преломления HRFZ-Si). Можно видеть, что значение инкремента равно 3,43 и 4,66 для теоретического расчета и эксперимента, соответственно, что также хорошо согласуется с выдвинутым предположением.

Таблица 6. Сравнение результатов моделирования FDTD и экспериментальной оценки пространственного разрешения

	Разрешение		Инкремент разрешения	Показатель преломления HRFZ-Si
	Широкоапертурный асферический синглет	Оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии		
Моделирование FDTD	$0,55\lambda_0$	$0,16\lambda_0$	3,43	3,415
Эксперимент	$0,70\lambda_0$	$0,15\lambda_0$	4,66	

Получена экспериментальная оценка отношения сигнала к шуму на основе изображения тестового объекта (изображенного на Рис. 3.11)

$$\text{SNR}_{\text{exp}} = \frac{\langle I_S \rangle}{\sigma_N}, \quad (3.13)$$

где $\langle I_S \rangle$ – интенсивность ТГц излучения, отраженного от металлизированного участка рамки, усредненная в области 10×10 пикселей; σ_N – среднеквадратическое отклонение шумов в области 10×10 пикселей, соответствующей участку рамки без металлического покрытия (см. Рис. 3.11). Для разработанной конфигурации оптической системы на основе

твердотельной иммерсии получено значение $SNR_{\text{exp}} = 10^2$. Таким образом, экспериментально полученное значение отношения сигнал/шум на порядок ниже теоретически предсказанной величины. Причины того, что экспериментально оцененное отношение сигнала к шуму меньше теоретически предсказанного, обсуждались выше (см. пункт 3.1).

Экспериментальная оценка пространственного разрешения разработанной оптической системы хорошо согласуется со значениями, рассчитанными теоретически при помощи FDTD симуляций. Полученные результаты подтверждают предположение первой главы и результаты моделирования FDTD из второй главы. Далее рассмотрим возможности и перспективы применения разработанной ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии в различных областях науки и техники.

3.4. Экспериментальное исследование зависимости пространственного разрешения ТГц микроскопа от оптических свойств объекта

Для экспериментального исследования влияния оптических характеристик объекта на пространственное разрешение ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии в диссертационной работе использовался набор тестовых объектов. Профиль коэффициента отражения данных объектов имеет ступенчатую форму, что дает возможность определять пространственное разрешение системы, используя выражение (3.11). Каждый объект изготовлен из металлической пластинки и пластинки из материала с известными ТГц оптическими свойствами, находящихся в контакте. В качестве таких материалов рассмотрены ТРХ, политетрафторэтилен (PTFE, Teflon), HDPE, фторид магния (MgF_2), кристаллический кварц (SiO_2), селенид цинка ($ZnSe$), фосфид галлия (GaP), сапфир ($\alpha-Al_2O_3$) и германий (Ge). В Таблице 7 и на Рис. 2.9(в) приведены оптические свойства данных сред на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм; для

материалов, обладающих двулучепреломлением показаны значения для обыкновенной n_o и необыкновенной n_e волн. Тестовые объекты зафиксированы в эпоксидной смоле и произведена их шлифовка и полировка, чтобы получить гладкую поверхность ступенчатого перехода коэффициента отражения.

Таблица 7. ТГц оптические свойства n_{obj} , α_{obj} тестовых сред на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

№	Материал	n_{obj} или n_o/n_e	α_{obj} , см ⁻¹	Ссылки
1	TPX	1,46	0,1	[285,286]
2	Teflon	1,46	0,2	[234,287]
3	HDPE	1,514	0,2	[286]
4	MgF ₂	1,8/2,0	1	[288]
5	Крист. SiO ₂	2,107/2,154	0,03	[178]
6	ZnSe	3,2	8	[289]
7	GaP	3,2	2	[290]
8	α -Al ₂ O ₃	3,068/3,407	0,2	[178]
9	Ge	4	1,2	[178]

На Рис. 3.12(б)–(к) представлены результаты ТГц визуализации тестовых объектов на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм с использованием разработанного ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии. Для каждого объекта показаны ступенчатый профиль коэффициента отражения объекта, соответствующее сечение интенсивности ТГц изображения $I_{im}(y) = I_{im}(x, y)|_{x=x'}$, а также оценка ТГц функции рассеяния I_{sf} оптической системы, рассчитанная при помощи выражения (3.11). Пространственное разрешение ТГц микроскопа оценено по критерию FWHM от главного максимума. Можно заметить асимметрию функций рассеяния оптической системы при визуализации разных образцов, а также относительно большие побочные пики. Данный эффект является особенностью ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии,

которая объясняется асимметричным возбуждением эванесцентных и отраженных волн в HRFZ-Si, вызванным неоднородностью структуры объекта [53].

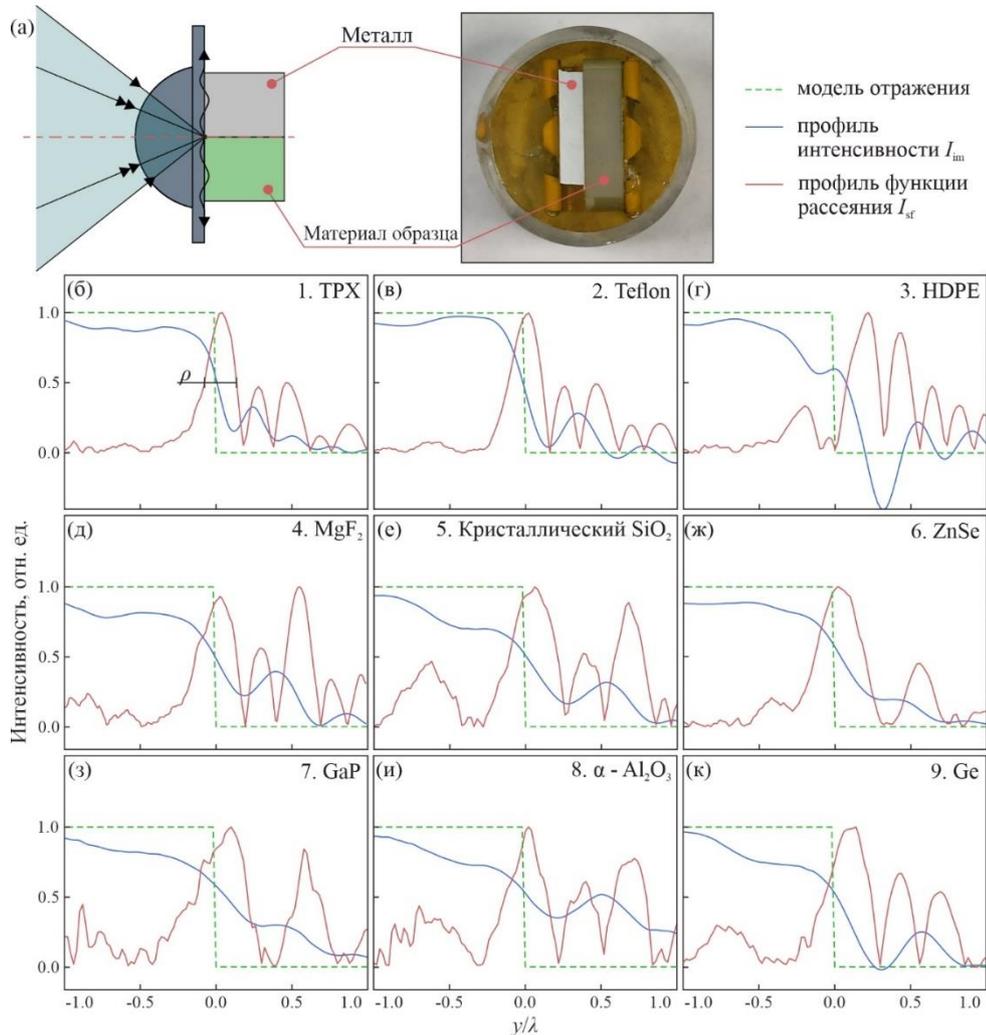


Рис. 3.12. Экспериментальное исследование пространственного разрешения ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии с использованием набора тестовых объектов с различными оптическими свойствами (см. Таблицу 7): (а) схема и фотография тестового объекта; (б)–(к) сравнение модели профиля коэффициента отражения, соответствующего профилю интенсивности ТГц изображения и рассчитанной функции рассеяния для каждого образца. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

На Рис. 3.13 показана экспериментальная оценка пространственного разрешения как функции показателя преломления образца n_{obj} . Вертикальные отрезки показывают доверительный интервал σ определения пространственного разрешения, рассчитанного по нескольким точкам объекта. Горизонтальные отрезки соответствуют возможной неопределенности показателя преломления, связанной с двулучепреломлением материалов (см. Таблицу 7). Также на график нанесены соответствующие тестовым объектам значения разрешения, рассчитанные при помощи метода FDTD в параграфе 2.2. Можно видеть согласованность экспериментальных и вычислительных данных. В обоих случаях ТГц оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии демонстрирует существенно субволновое разрешение, превышающее дифракционный предел Аббе. Экспериментально оцененное пространственное разрешение остается высоким как в режиме полного внутреннего отражения, так и в режиме обычного отражения, в соответствии с Рис. 2.9. В то же время экспериментальные значения разрешения лежат в диапазоне $\rho/\lambda_0 = 0,15 - 0,4$, по сравнению с теоретически предсказанными данными $\rho/\lambda_0 = 0,15 - 0,2$. Такое несоответствие может быть вызвано рядом факторов, среди которых стоит отметить неточности юстировки элементов ТГц микроскопа, погрешности изготовления тестовых объектов и ограниченную применимость двумерного численного моделирования для оценки трехмерных результатов эксперимента.

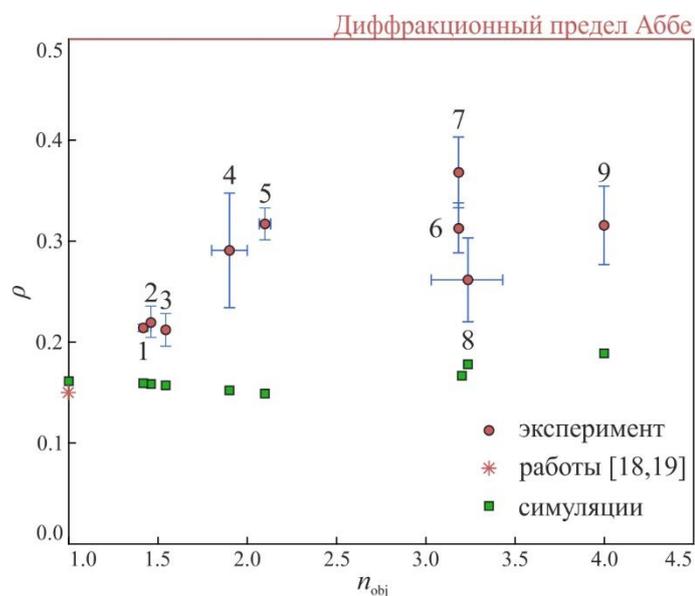


Рис. 3.13. Сравнение численно предсказанных (зеленые квадраты) и экспериментально оцененных (красные кружки) значений пространственного разрешения. Симуляционные значения взяты из Рис. 2.9 и соответствуют величинам n_{obj} и α_{obj} тестовых сред на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм. Вертикальная величина ошибки соответствует доверительному интервалу σ , тогда как горизонтальные отрезки соответствуют возможной неопределенности показателя преломления, связанной с двулучепреломлением материалов. Экспериментальные маркеры пронумерованы в соответствии со списком в Таблице 7, а экспериментальная оценка пространственного разрешения для свободного пространства $n_{obj} = 1,0$ взята из работ [52,232].

Таким образом, теоретически показано и экспериментально подтверждено, что пространственное разрешение ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии зависит от оптических свойств исследуемого объекта. Однако для всех рассмотренных материалов

разрешение ТГц микроскопа остается существенно субволновым, что показывает перспективность его применения для широкого спектра задач.

3.5. Апробация разработанной системы на объектах различной природы

Данный раздел посвящен демонстрации перспективности применения разработанного метода ТГц визуализации в различных областях науки и техники. Особое внимание уделяется биомедицинским приложениям разработанной системы. Для этого проводится апробация системы на различных типах объектов. Обсуждаются пути развития метода визуализации и перспективы его применения на практике.

3.5.1. Визуализация электрических схем с помощью ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии

В главе 1 упоминалось о роли методов ТГц спектроскопии и визуализации для исследования электронных печатных плат. Задача повышения пространственного разрешения ТГц визуализации также является актуальной для данной области. Разработанный метод ТГц визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии может применяться для неразрушающего контроля как открытых печатных плат, так и скрытых участков, находящихся на небольшой глубине.

Чтобы продемонстрировать перспективность применения разработанного метода визуализации в задачах диагностики электронных схем получены ТГц изображения различных участков печатной платы при помощи ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии (см. Рис. 3.14). На полученных изображениях хорошо различимы

субволновые элементы, такие как отдельные металлические дорожки и контактные площадки.

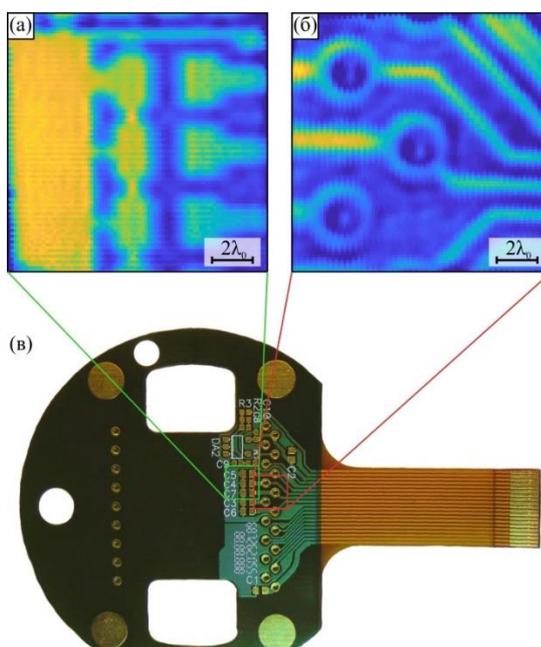


Рис. 3.14. Визуализация элементов печатной платы при помощи ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии [232]: (а),(б) – ТГц изображения, (в) – фотография платы с обозначением исследованных участков. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

3.5.2. Визуализация листовых пластин растений

Другим возможным применением метода визуализации на основе эффекта твердотельной иммерсии является визуализация растений. Уровень содержания воды в растениях является одним из ключевых параметров для мониторинга различных этапов их роста. С одной стороны повышенное увлажнение может привести к существенному снижению качества и количества урожая, тогда как длительный и сильный дефицит воды может

привести даже к гибели растений. С другой стороны, чрезмерное увлажнение не только экономически неэффективно, но также может нанести вред растениям, нарушив аэрацию почвы и тем самым повысив их уязвимость к определенным вредителям и болезням. Поэтому жизненно важно определить приемлемый уровень гидратации растения, чтобы оно не было разрушительным для него и не подрывало его нормальный рост [291]. Методы ТГц спектроскопии и визуализации обладают высокой чувствительностью к содержанию воды в различных средах, благодаря чему они успешно применялись для измерения уровня гидратации растений [291–295], а также мониторинга состояния семян [134,296] и контроля плотности древесины [297,298]. В настоящей работе для демонстрации возможности исследования образцов растений при помощи ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии изучены образцы листовых пластин пуансеттии (см. Рис. 3.15 (а)–(в)) и мяты (Рис. 3.15 (г)–(е)). Данные ТГц изображения позволяют различить субволновые структурные элементы листов, такие как жилки. Очевидно, что интенсивность обратно-рассеянного ТГц излучения выше для жилок, чем для окружающей области листа, что может быть вызвано различным содержанием и состоянием воды в тканях, а также флуктуациями их плотности и структуры.

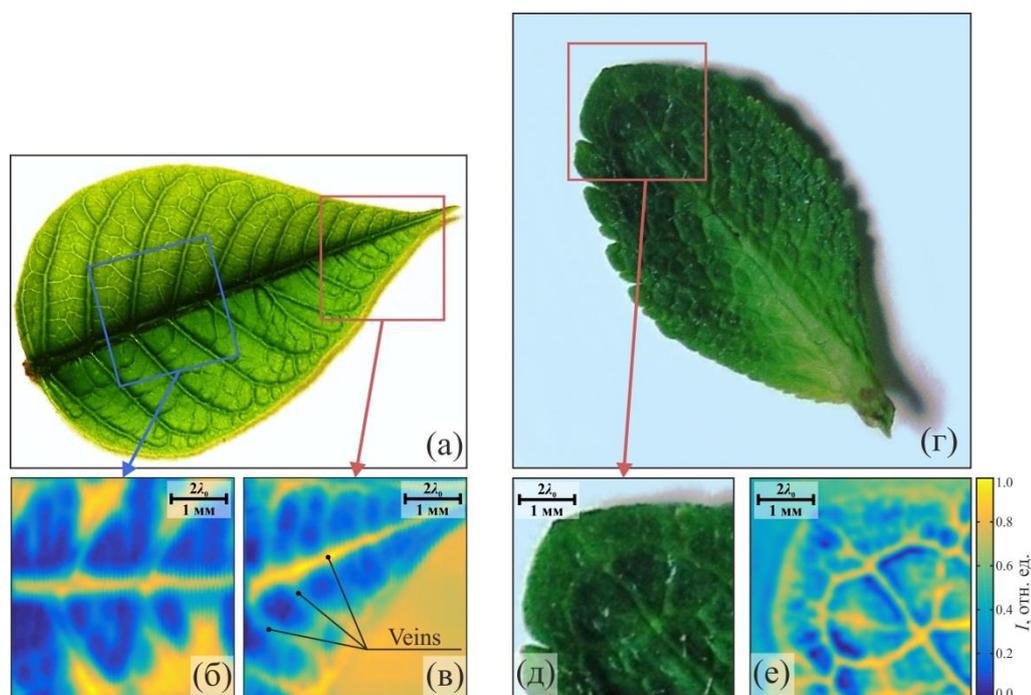


Рис. 3.15. Результаты ТГц визуализации листовых пластин (а)–(в) поинсетии и (г)–(е) мяты при помощи разработанной ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии: (а),(г),(д) цифровые фотографии; (б),(в),(е) ТГц изображения участков листов [52,62]. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

Представленные результаты показывают, что ТГц микроскопия на основе эффекта твердотельной иммерсии позволяет визуализировать субволновые структурные элементы тканей растений и, следовательно, может найти свои приложения в задачах диагностики состояния растений.

3.5.3. Визуализация клеточных сфероидов

Другим перспективным типом биологических объектов для ТГц визуализации являются клеточные сфероиды. Сфероиды представляют собой живые клетки биологической ткани, искусственно выращенные и

сформированные в микросферы. Клеточные сфероиды применяются в регенеративной медицине для построения биологических тканей и органов при помощи методов 3D биопринтинга. Для биопринтинга и регенеративной медицины в целом актуален ряд задач, в числе которых [299,300]:

- контроль жизнеспособности создаваемых тканей;
- детектирование возможных некрозов тканей;
- контроль процесса формирования межклеточного матрикса;
- диагностика патологических процессов в клеточных сфероидах и тканевых структурах на их основе;
- изучение физических эффектов слияния клеточных сфероидов.

Как описано в главе 1, методы ТГц спектроскопии и визуализации являются чувствительными инструментами для контроля патологических состояний в биологических тканях, поэтому они могут применяться для решения актуальных задач регенеративной медицины. Однако их применение в регенеративной медицине ограничено пространственным разрешением ТГц оптики, так как клеточные сфероиды обычно имеют размер существенно меньше длины волны λ_0 . Несмотря на то что масштабы клеточных структур существенно меньше длины волны ТГц излучения, они могут быть визуализированы при помощи разработанной ТГц изображающей системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. На Рис. 3.16 представлены ТГц изображения одиночного сфероида и агломерата из трех сфероидов, состоящих из хондроцитов артикулярного гиалинового хряща овцы, а также их изображения, полученные при помощи микроскопии в видимом свете. Каждый сфероид размером порядка $250 \div 300$ мкм состоит из $\sim 10^4$ клеток. Для исследования сфероида были извлечены из питательной среды и помещены на опорное окно ТГц изображающей системы. Несмотря на то, что сфероиды имеют субволновые размеры, каждый из трех хорошо различим отдельно на полученном ТГц изображении. Разработанный ТГц микроскоп позволил визуализировать отдельные сфероиды в агломерате, что

открывает перспективы его применения в задачах диагностики тканевых структур в биопринтинге тканей и регенеративной медицине.

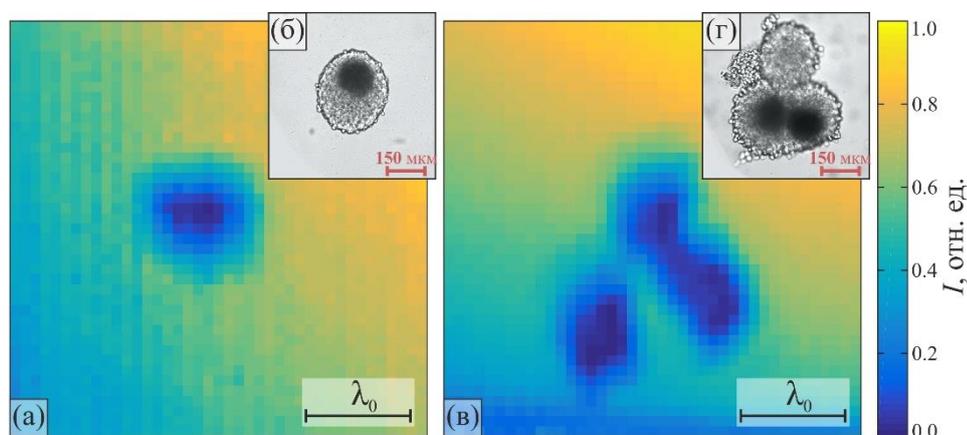


Рис. 3.16. ТГц визуализация (а) одиночного клеточного сфероиды и (в) скопления из трех сфероидов. На инсетах (б) и (г) показаны соответствующие микроскопические изображения в видимом диапазоне [52,61]. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

3.5.4. Применение ТГц микроскопии на основе твердотельной иммерсии для решения задачи построения теории переноса ТГц излучения в тканях

Одной из актуальных проблем современной ТГц биомедицинской оптики является построение физико-математических моделей распространения ТГц волн в биологических тканях [3]. Поскольку традиционные системы ТГц спектроскопии и визуализации обладают достаточно низким пространственным разрешением, широкое применение нашел подход, рассматривающий биологические ткани как пространственное однородные среды в масштабах ТГц длин волн, и учитывающий только эффективные диэлектрические свойства тканей, усредненные в некотором объеме. Однако неоднородности многих структурных компонент тканей

могут иметь размеры сравнимые с ТГц длиной волны; некоторые из них показаны на Рис. 1.12. Это и требует построения теории переноса ТГц излучения в тканях и создания соответствующих методов и инструментов ТГц исследований тканей.

Одним из подобных инструментов исследования гетерогенной структуры тканей в масштабах меньше длины волны ТГц излучения может стать ТГц микроскопия на основе эффекта твердотельной иммерсии. Чтобы продемонстрировать возможность визуализации структурных элементов тканей, в настоящей работе получены ТГц изображения свежееисеченных образцов тканей человека. На Рис. 3.17 показаны результаты ТГц микроскопии *ex vivo* тканей стромы молочной железы человека, расширенного протока молочной железы, а также поперечно-полосатой мышечной ткани языка. На данных ТГц изображениях можно различить субволновые неоднородности тканей, такие как:

- включения зрелых жировых клеток и их агломератов (от 2 до 25 клеток) в строме молочной железы, образованной соединительными тканями – см. I на Рис. 3.17 (б)–(в);
- расширенный проток молочной железы – см. II на Рис. 3.17 (д)–(е);
- продольные и поперечные мышечные волокна – см. III на Рис. 3.17 (з)–(и).

Наблюдаемый контраст ТГц изображений свежееисеченных тканей определяется, главным образом, содержанием воды в тканях, и соответственно коэффициентом поглощения ТГц излучения тканями [19]. Можно видеть, что разработанный метод визуализации позволяет различать структурные элементы размерами 50–150 мкм. Таким образом, для данных типов тканей не действует приближение пренебрежимо малого размера неоднородностей по сравнению с длиной волны ($d/\lambda > 0,1$) и, следовательно, имеют место эффекты рассеяния Ми. Данный факт обуславливает необходимость развития новых подходов для описания

взаимодействия ТГц волн с биологическими тканями, которые бы принимали во внимание как дисперсионные, так и поглощающие свойства отдельных компонентов тканей, а также их структурные свойства. Такой подход должен основываться на теории переноса излучения, которая широко применяется для описания электромагнитного отклика тканей в видимом и ИК спектральных диапазонах [301]. Основой теории переноса излучения является уравнение переноса, которое определяет интенсивность излучения $I(\mathbf{r}, \hat{s})$ в точке, задаваемой радиус-вектором \mathbf{r} в направлении \hat{s}

$$\frac{\partial I(\mathbf{r}, \hat{s})}{\partial s} = -\mu_t I(\mathbf{r}, \hat{s}) + \mu_s \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \hat{s}') p(\hat{s}, \hat{s}') d\Omega' + I_0(\mathbf{r}, \hat{s}), \quad (3.14)$$

где μ_t и μ_s – коэффициенты рассеяния и затухания (включающего рассеяние и поглощение), $p(\hat{s}, \hat{s}')$ – фазовая функция рассеяния, Ω' – единичный телесный угол в области \hat{s}' , а $I_0(\mathbf{r}, \hat{s})$ – интенсивность внутренних источников. Фазовая функция рассеяния описывает анизотропию рассеивающих свойств тканей и учитывает характеристики углового распределения рассеяния Ми.

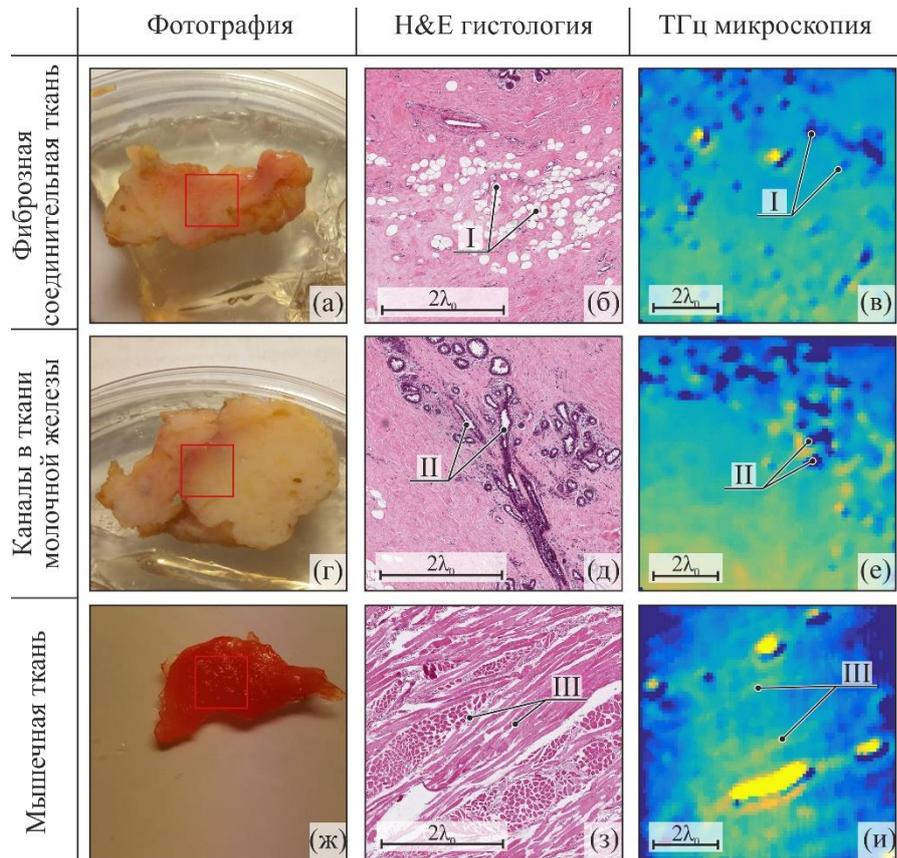


Рис. 3.17. ТГц визуализация свежееисеченных биологических тканей: (а)–(в) соответствуют строме молочной железы; (г)–(е) протокам молочной железы; (ж)–(и) мышечной ткани языка. Панели (а),(г),(ж) показывают цифровые фотографии тканей; красная рамка обозначает исследуемую область; (б),(д),(з) – микроскопические изображения гистологических срезов с окрасом гематоксилином и эозином (Hematoxylin and Eosin – Н&Е); (в),(е),(и) – ТГц изображения, полученные при помощи микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

Если рассматривать пример ТГц визуализации тканей молочной железы, показанный на Рис. 3.17 (в), и применить теорию Ми в ТГц диапазоне для одиночных жировых клеток различного диаметра d ,

окруженных фиброзной соединительной тканью, можно наблюдать изменение поведения параметров рассеяния, а именно дифференциального сечения рассеяния $\sigma(\theta)$ (θ – угол рассеяния между направлениями \hat{s} и \hat{s}'), интегрального сечения рассеяния σ_t и фактора анизотропии рассеяния $\overline{\cos \theta}$ (где $\overline{\cos}$ означает средний косинус); см. Рис. 3.18. Для расчета использовались диэлектрические характеристики соединительной и жировой тканей молочной железы для трех частот излучения 0,5, 1,0 и 1,5 ТГц, в соответствии с данными, приведенными в работе [151]. В зависимости от соотношения между диаметром частицы d и длиной волны λ_0 можно ожидать сильного рассеяния вперед или назад, а также диффузного рассеяния падающего излучения. Таким образом, подобные эффекты могут влиять на результаты ТГц визуализации и спектроскопических измерений тканей и, следовательно, могут привести к ложной интерпретации увеличенного поглощения или отражения.

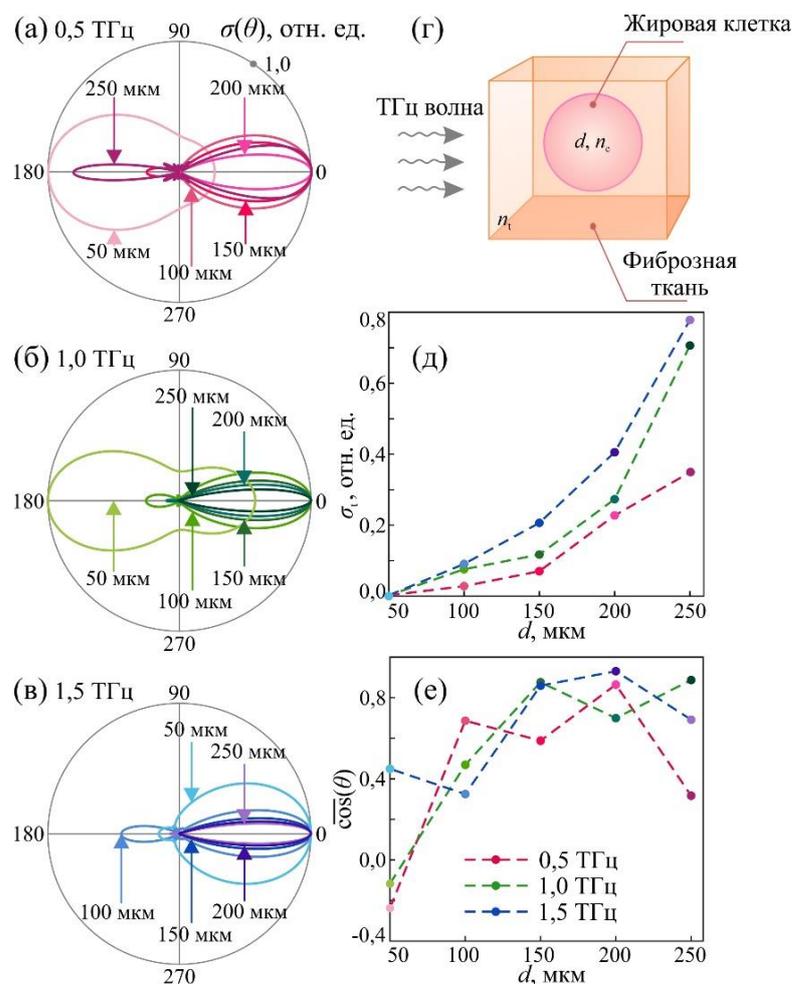


Рис. 3.18. Характеристики рассеяния Ми одиночных сферических жировых клеток молочной железы, окруженных однородной фиброзной тканью: (а)–(в) – нормированное дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(\theta)$ для различных диаметров жировых клеток ($d = 50, 100, 150, 200$ и 250 мкм) и частот электромагнитной волны ($\nu = 0,5, 1,0$ и $1,5$ ТГц); (г) – модель сферической жировой клетки, заключенной в соединительной фиброзной ткани молочной железы; (д) – интегральное сечение рассеяния σ_t как функция d и ν ; (е) – фактор анизотропии рассеяния $\overline{\cos(\theta)}$ как функция d и ν . Рассмотрен случай падения неполяризованной ТГц волны.

Таким образом, разработанный метод ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии может стать эффективным инструментом исследования биологических сред в интересах решения фундаментальных проблем ТГц биофотоники, включая построение теории переноса.

3.5.5. Апробация метода оценки оптических свойств объекта исследования

Для апробации метода оценки показателя преломления объекта, описанного в пункте 2.3, использован набор тестовых сред с известными показателями преломления. Используются три полимерных материала: HDPE, TPX и полиметилметакрилат (PMMA), а также три кристаллических образца: кварц (SiO_2), фторид магния (MgF_2) и ниобат лития (LiNbO_3). Все образцы были отполированы, чтобы обеспечить плотное прилегание к плоскопараллельному кремниевому окну в процессе регистрации ТГц изображений.

Для всех рассмотренных объектов зарегистрированы ТГц изображения на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм. В качестве опорного сигнала при оценке показателя преломления использован сигнал, отраженный от границы раздела между HRFZ-Si и свободным пространством на каждом ТГц изображении. На Рис. 3.19(a)–(e) показаны результаты оценки пространственного распределения показателей преломления рассмотренных тестовых сред. На Рис. 3.20 представлено сопоставление полученных данных со значениями показателей преломления данных сред, представленными в литературе. Вертикальные отрезки показывают $\pm 3\sigma$ дисперсию ошибки в области объекта размером 5×5 пикселей. Можно видеть соответствие полученных результатов оценки показателя преломления и литературных данных.

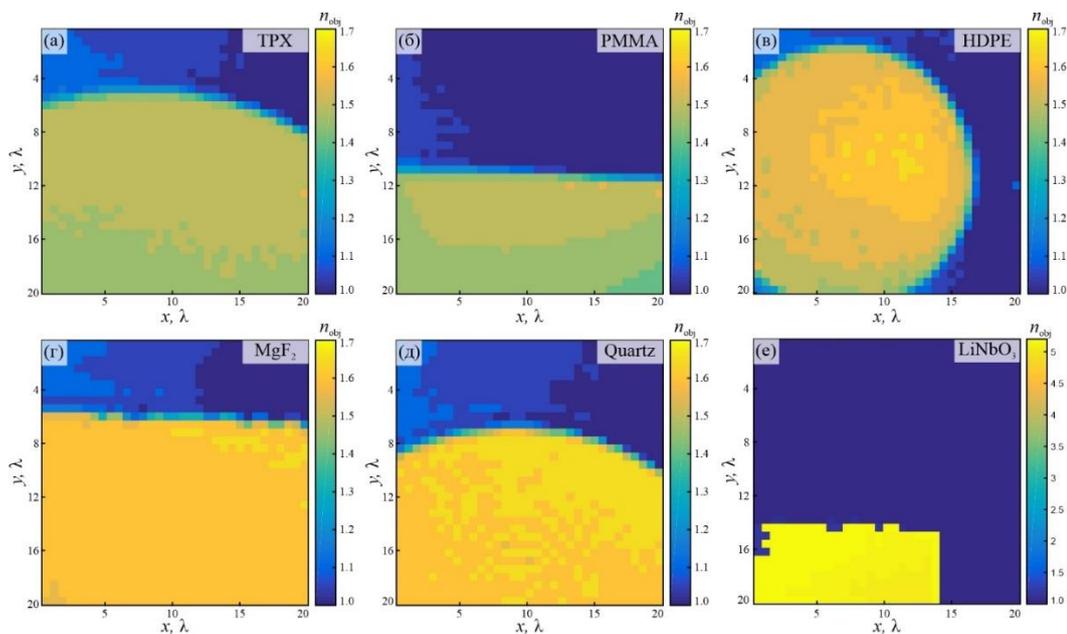


Рис. 3.19. Результаты оценки показателей преломления тестовых объектов на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм: (а) кристаллический кварц SiO_2 ; (б) TPX; (в) MgF_2 ; (г) PMMA; (д) HDPE; (е) LiNbO_3 .

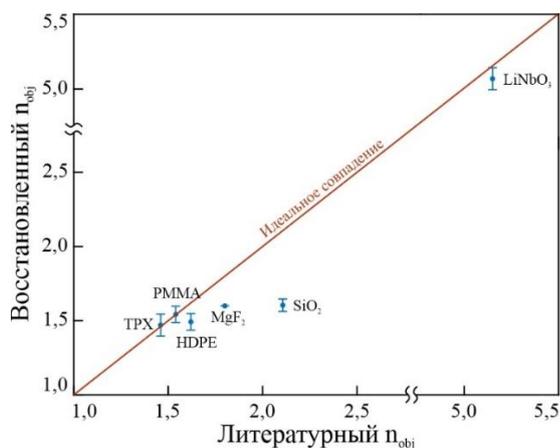


Рис. 3.20. Сравнение оценки значений показателя преломления с помощью предложенного метода с литературными данными. Вертикальные отрезки показывают $\pm 3\sigma$ доверительный интервал измерения, рассчитанный на основе флуктуации оценки n_{obj} по поверхности образца. Красная линия показывает случай идеального совпадения экспериментальных и литературных данных.

Таким образом, показана эффективность разработанного метода оценки показателя преломления исследуемого объекта. Данный подход может применяться в задачах, где требуется получить информацию о физических свойствах исследуемых сред. Одним из таких приложений может являться дифференциация различных типов биологических тканей.

3.5.6. Интраоперационная дифференциация новообразований и интактных тканей

Еще одним и наиболее социально-значимым применением разработанного метода ТГц микроскопии является интраоперационная диагностика злокачественных новообразований различной локализации и нозологии. Актуальность и состояние исследований в данном направлении описаны в параграфе 1.2.2. Здесь же подробнее рассмотрим возможность применения разработанного метода для дифференциации глиомы мозга и интактных тканей.

Исследование ТГц свойств тканей мозга в норме и при патологии в целях интраоперационной нейроразнодиагностики началось относительно недавно [74,153–156,302,303]. Среди них можно отметить работу [153], в которой проведено пилотное исследование свежееисеченных и фиксированных в желатине ортотопических моделей глиом крыс с применением методов ТГц импульсной визуализации. Показан контраст между интактными тканями и опухолями и наблюдалась хорошая корреляция с изображениями в видимой области и сканами магниторезонансной томографии. В работе [156] измерены ТГц диэлектрические свойства (показатель преломления и коэффициент поглощения) интактных, эдематозных тканей, а также глиом различной степени злокачественности (WHO Grades I–IV, согласно классификации Всемирной Организации Здравоохранения) при помощи

методов ТГц импульсной спектроскопии (см. Рис. 3.21). На Рис. 3.22 показаны результаты ТГц импульсной спектроскопии модели глиомы 101.8 в мозгу крысы. ТГц показатель преломления и коэффициент поглощения измерен в нескольких точках свежесеченной ткани мозга крысы. Данные усреднены в пределах двух классов – модель глиомы 101.8 (глиомы Grade IV) и интактная ткань.

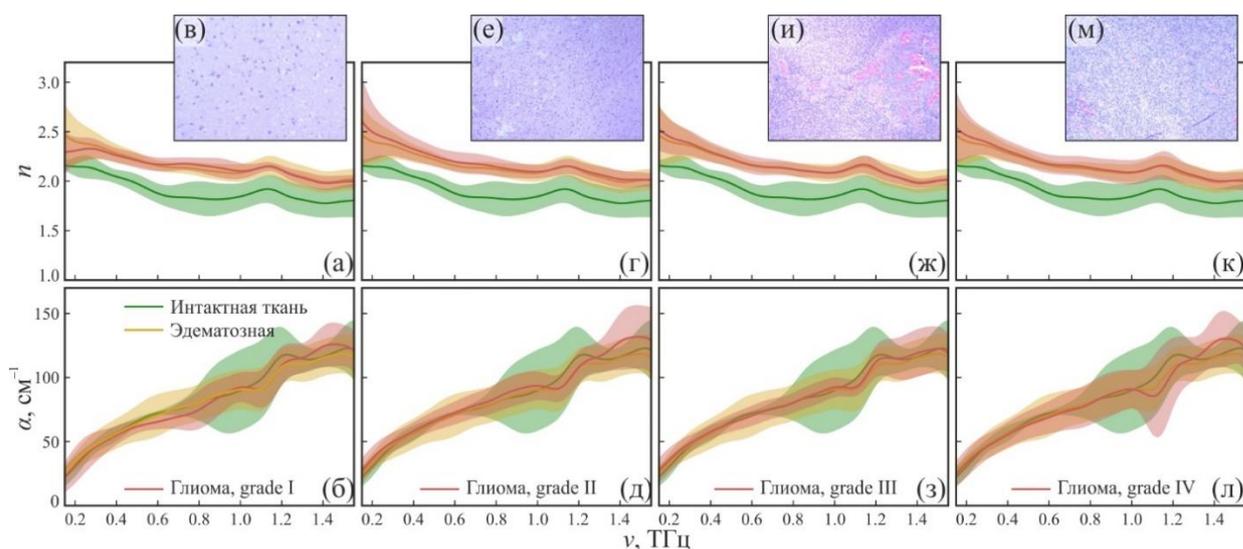


Рис. 3.21. ТГц показатель преломления и коэффициент поглощения интактных тканей, отечных тканей, и глиом головного мозга человека различной степени злокачественности (WHO Grades I – IV), а также соответствующие им результаты гистологического исследования с окраской Н&Е [156]. На кривых обозначены доверительные интервалы измерений в 95%.

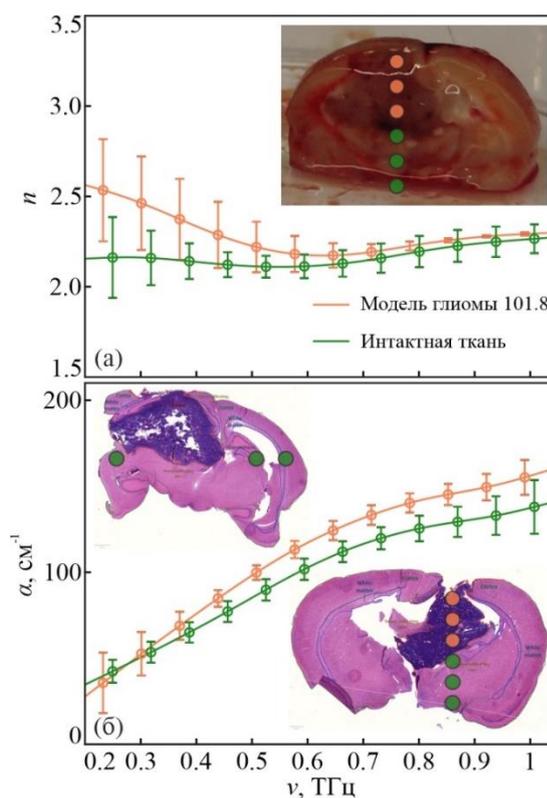


Рис. 3.22. ТГц импульсная спектроскопия модели глиомы 101.8 в мозгу крысы *ex vivo*, а также интактной ткани: (а) показатель преломления; (б) амплитудный коэффициент поглощения. Вставки показывают фотографию свежееиссеченной ткани и ее гистологические срезы с окрасом Н&Е, на которые нанесены точки, в которых проводились ТГц измерения.

Таким образом, можно видеть значительные различия ТГц оптических характеристик интактных тканей и глиом различной степени злокачественности, что демонстрирует перспективность применения ТГц технологий в нейродиагностике. Однако низкое пространственное разрешение традиционных методов ТГц спектроскопии и визуализации снижает точность детектирования границ поражения, а также позволяет регистрировать ТГц характеристики тканей мозга, лишь усредненные на некоторой площади, ограниченной функцией рассеяния системы. Данная проблема имеет особое значение при исследовании глиом головного мозга,

поскольку данный тип новообразований обладает высокой степенью гетерогенности. На Рис. 3.23 показаны примеры гистологических изображений глиом головного мозга человека Grade II, III и IV, а также результат расчета параметра неоднородности ткани для белого вещества, серого вещества и глиом головного мозга различной степени злокачественности (WHO Grades I–IV). Параметр неоднородности рассчитан на основе данных оптической когерентной томографии (ОКТ) набора образцов свежееисеченных тканей мозга [59]. Можно видеть, что степень неоднородности выше для новообразований по сравнению с интактными тканями и растет с увеличением степени злокачественности, кроме Grade I. Изучение гетерогенного характера опухолей мозга в ТГц диапазоне невозможно с применением традиционных оптических систем ТГц спектроскопии и визуализации.

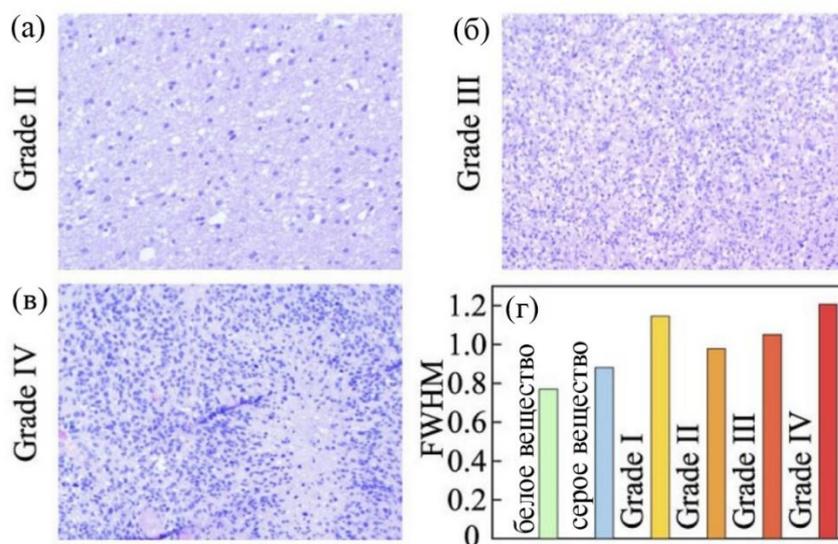


Рис. 3.23. Анализ гетерогенности тканей мозга человека: (а)–(в) – примеры гистологических изображений тканей глиом Grade II, III и IV, соответственно; (г) значения параметра неоднородности для различных типов тканей мозга человека [59].

Для решения данной проблемы может быть применен разработанный метод ТГц микроскопии. Чтобы показать возможность детектирования границ новообразований при помощи разработанной системы исследована модель глиомы 101.8 в мозгу крысы [304]. Получены ТГц изображения свежесеченных тканей мозга крыс *ex vivo*, а также образцы тканей после их полной дегидратации и фиксации парафином. На Рис. 3.24 показаны:

- фотографии свежесеченных интактного мозга крысы и моделей глиомы;
- ТГц изображения тканей *ex vivo*;
- оценка распределения показателя преломления для тканей *ex vivo*;
- результаты гистологического исследования с окрасом гематоксилином и эозином (H&E staining);
- фотографии тканей мозга, фиксированных в парафине;
- ТГц изображения парафиновых блоков;
- оценка распределения показателя преломления парафиновых блоков.

Наблюдаемый контраст неоднородностей свежесеченных тканей мозга определяется, главным образом, содержанием воды в тканях [4]. Поскольку основными составляющими белого и серого вещества являются аксоны и нейроны, соответственно, можно считать, что белое вещество характеризуется большим содержанием тканевой воды. По этой причине белое вещество мозга *ex vivo* обладает более высоким показателем преломления по сравнению с серым веществом [153]. Также данное свойство может быть обусловлено содержанием миелина в пучках аксоновых волокон. Поскольку парафиновые блоки не содержат воды, контраст ТГц изображений тканей мозга, фиксированных в парафине, определяется структурными особенностями тканей. Можно видеть, что ТГц изображения хорошо согласуются с соответствующими областями гистологических срезов.

Наблюдаемые флуктуации оптических свойств свежееиссеченных тканей мозга определяется, главным образом, содержанием в них тканевой воды [4]. На ТГц изображениях очевидны различия диэлектрического отклика белого и серого вещества, причем для белого вещества характерен больший показатель преломления (см. Рис. 3.24(iv)–(vi)) из-за большего содержания воды [4]. Также на ТГц изображениях свежееиссеченного мозга крысы с моделью глиомы 101.8 наблюдаются различия между интактными тканями и опухолью, причем показатель преломления опухоли выше, чем у интактных тканей (см. Рис. 3.24(iv)–(vi)). Это также связано с повышенным содержанием тканевой воды в глиомах головного мозга, что демонстрировалось ранее в работах [50,153]. Для глиомы характерна гетерогенность оптических свойств, которая связана с наличием областей некроза, содержащих продукты распада тканей, а также патологических сосудов, в том числе с пролиферацией эндотелия. Наконец, контраст между различными типами тканей на ТГц изображениях парафиновых блоков (см. Рис. 3.24(xvi)–(xviii)) практически полностью исчезает. При парафинизации тканей происходит их полная дегидратация, что и может быть причиной выравнивания диэлектрического отклика тканей на ТГц изображениях. Заметим, что данные ТГц визуализации свежееиссеченных тканей (см. Рис. 3.24(iv)–(vi)) в полной мере согласуются с результатами их гистологических исследований с окраской Н&Е (см. Рис. 3.24(x)–(xii)).

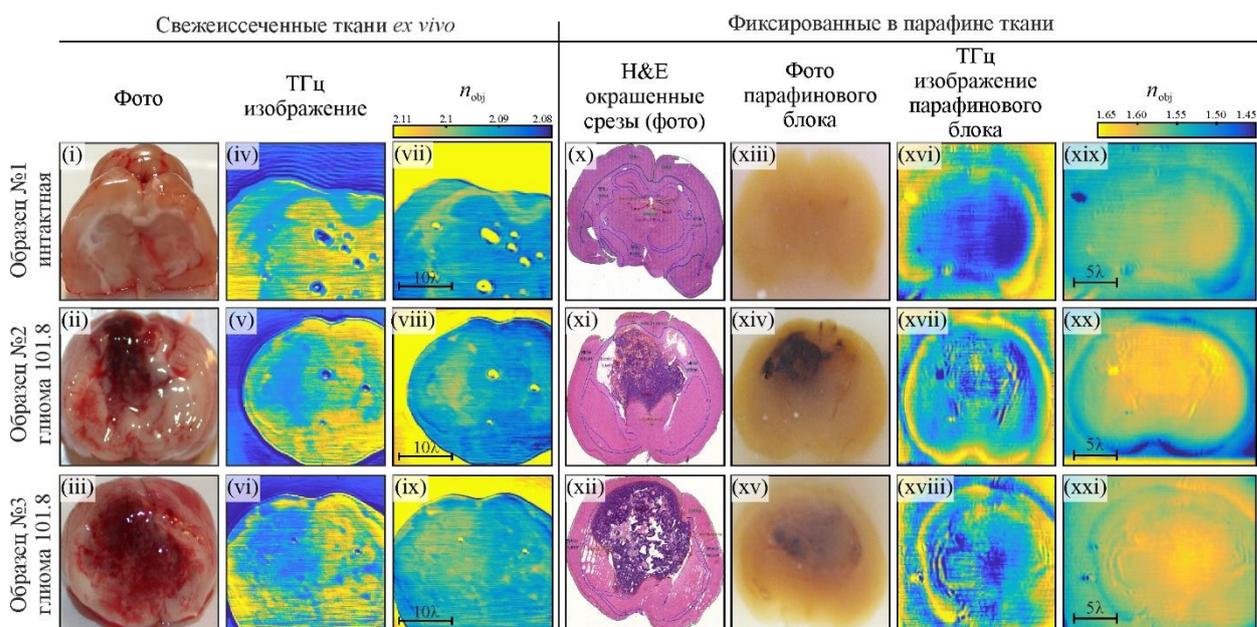


Рис. 3.24. Результаты ТГц визуализации модели глиом 101.8 в мозгу крысы *ex vivo*: (i)–(iii) – фотографии срезов тканей мозга сразу после иссечения; (iv)–(vi) – соответствующие им ТГц изображения; (vii)–(ix) – измеренные распределения показателя преломления; (x)–(xii) – гистологические срезы с окраской гематоксилином и эозином (Н&Е); (xiii)–(xv) – фотографии данных образцов после фиксации парафином; (xvi)–(xviii) – ТГц изображения парафиновых блоков; (xix)–(xxi) – измеренные распределения показателя преломления парафиновых блоков. Измерения проводились на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм.

3.6. Выводы к третьей главе

В третьей главе описана экспериментальная реализация ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии с целью подтверждения теоретических положений о потенциальном увеличении пространственного разрешения при помощи оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии, выдвинутых в главах 1 и 2. Для этого

создана экспериментальная установка, которая позволяет регистрировать ТГц изображения по отраженному от исследуемого объекта излучению и использует лампу обратной волны в качестве источника непрерывного ТГц излучения с длиной волны $\lambda_0 = 500$ мкм. В роли широкополосного детектора электромагнитного излучения выступает ячейка Голея (акусто-оптический детектор). Регистрация ТГц изображения осуществляется путем сканирования в плоскости объекта в направлениях ОХ и ОУ при помощи двух механических линейных трансляторов.

Изготовлены оптические элементы для оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии. Широкоапертурный асферический синглет изготовлен из HDPE при помощи станка с численным программным управлением. Гипополусфера и плоскопараллельное предметное окно из высокорезистивного кремния HRFZ-Si изготовлены фирмой TYDEX.

Чтобы обеспечить плотный контакт плоскопараллельного кремниевого окна и плоской поверхности гипополусферы разработана специальная оснастка. Она соединяет предметное окно со сканирующей системой и позволяет снизить избыточное давление предметного окна на гипополусферу и избежать повреждения данных оптических элементов.

Для вывода сигнала с ячейки Голея на персональный компьютер, демодуляции сигнала, а также синхронного управления линейными трансляторами, осуществляющими перемещение предметного окна с исследуемым объектом относительно оптической системы разработано оригинальное программное обеспечение, написанное на графическом языке программирования LabView. Также программно в среде MATLAB реализована цифровая постобработка ТГц изображений, включающая локальную (по маске конечного размера) эквализацию гистограмм распределения яркости пикселей.

Проведена экспериментальная оценка пространственного разрешения разработанной ТГц оптической системы на всех стадиях сборки: асферический синглет; синглет и гипополусфера; синглет, гипополусфера и

предметное окно. Оценка проводилась путем визуализации тестового объекта со ступенчатым распределением коэффициента отражения в латеральных направлениях. Форма каустики оптической системы рассчитана как производная от регистрируемого профиля ТГц интенсивности в плоскости изображения. Пространственное разрешение оценено по критерию FWHM и составило $0,14\lambda_0$ в направлении OX и $0,15\lambda_0$ в направлении OY. Данный результат хорошо согласуется со значением $0,16\lambda_0$, рассчитанным при помощи метода FDTD в главе 2.

Проведено сравнение разрешения асферического синглета и оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии по критерию FWHM, полученного при помощи расчетов методом FDTD и экспериментальным путем. Также рассчитан инкремент пространственного разрешения за счет применения эффекта твердотельной иммерсии в оптической системе. Показано, что значение инкремента равно 3,43 и 4,66 для теоретического расчета и эксперимента, соответственно, что достаточно хорошо согласуется с выдвинутым предположением.

Экспериментально исследована зависимость пространственного разрешения оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии от оптических свойств исследуемого объекта. Для этого исследован набор тестовых сред с известными ТГц характеристиками и показано хорошее соответствие экспериментальных данных результатам численного моделирования, проведенного в пункте 2.2.

Наряду с экспериментальной оценкой пространственного разрешения в главе 3 проведена апробация разработанного метода ТГц визуализации для демонстрации перспективности его применения в различных областях науки и техники. Чтобы продемонстрировать перспективность нового метода в задачах неразрушающего контроля (дефектоскопии) электронных схем получены ТГц изображения различных участков печатной платы с использованием разработанного экспериментального макета. На полученных

изображениях хорошо различимы субволновые элементы, такие как отдельные металлические дорожки и контактные площадки.

Рассмотрена возможность применения разработанного метода ТГц микроскопии для визуализации различных типов биологических объектов на длине волны $\lambda_0 = 500$ мкм, а именно: листовых пластин растений, клеточных сфероидов и биологических тканей организма человека и модельных животных *ex vivo*. В каждом из перечисленных случаев ТГц изображения, полученные при помощи микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии позволили различить субволновые особенности биологических тканей.

Проведена экспериментальная апробация метода оценки пространственного распределения ТГц показателя преломления исследуемого объекта при помощи тестовых объектов с известными оптическими свойствами. Показано хорошее соответствие результатов выполнения алгоритма и литературных данных.

Социально-значимым приложением разработанного метода ТГц микроскопии может стать интраоперационная диагностика злокачественных новообразований различной локализации и нозологии. Чтобы показать возможность детектирования границ новообразований при помощи разработанной системы исследована модель глиомы 101.8 в мозгу крысы. Получены ТГц изображения свежееисеченных тканей мозга крыс *ex vivo*, а также образцы тканей после их дегидратации за счет фиксации парафином. Показан контраст неоднородностей тканей мозга, определяемый содержанием воды в тканях, а также хорошее соответствие ТГц изображений с результатами гистологических исследований.

Общие выводы и заключение

В настоящей диссертационной работе решена актуальная проблема повышения пространственного разрешения ТГц визуализации. Разработанный метод позволяет преодолеть дифракционный предел Аббе, обладает высокой энергетической эффективностью и может применяться для широкого спектра задач и, в частности, для медицинской диагностики заболеваний различной нозологии и локализации. Разработанный метод ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии позволит существенно повысить точность определения границ новообразований.

Основные результаты диссертации:

- 1) разработана ТГц оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии;
- 2) получена теоретическая оценка технических характеристик ТГц оптической системы на основе эффекта твердотельной иммерсии: пространственного разрешения и глубины резкости, допусков на юстировку оптических элементов, зависимости разрешения от оптических свойств исследуемого объекта;
- 3) разработана физико-математическая модель отражения пучка ТГц излучения от объекта исследования в ТГц оптической системе на основе эффекта твердотельной иммерсии и связанный с этой моделью метод оценки показателя преломления объекта;
- 4) изготовлена ТГц оптическая система на основе эффекта твердотельной иммерсии;
- 5) разработан, собран и съюстирован макет ТГц микроскопа, реализующего эффект твердотельной иммерсии;
- 6) проведена экспериментальная оценка пространственного разрешения, обеспечиваемого макетом ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии;

7) проведена апробация макета ТГц микроскопа на основе эффекта твердотельной иммерсии, включающая визуализацию объектов различной природы.

Дальнейшая работа в этой области может включать комбинацию эффекта твердотельной иммерсии с волноводными методами для создания зондов для проведения интраоперационных исследований. Также возможно создание подходов для обработки результатов ТГц микроскопии на основе эффекта твердотельной иммерсии с целью дифференциации новообразований и нормальных тканей. Интересной представляется задача исследования влияния неоднородностей объекта и оптических элементов системы на формирование спеклов в регистрируемом ТГц изображении.

Список сокращений

АЦП – аналого-цифровой преобразователь
ЛОВ – лампа обратной волны
ОКТ – оптическая когерентная томография
ПК – персональный компьютер
ТГц – терагерцовый
УФ – ультрафиолетовый
ЧПУ – числовое программное управление
FDTD – Finite-Difference Time-Domain
FWHM – FullWidth at Half Maximum
H&E – Hematoxylin and Eosin
HDPE – High Density PolyEthylene
HRFZ-Si – High-Resistivity Float-Zone Silicon
HR-GaAs – High-Resistivity Gallium Arsenide
NEP – Noise Equivalent Power
NIR – ближний инфракрасный
MIR – средний инфракрасный
MMW – миллиметровый
PMMA – PolyMethyl MethAcrylate
TE – Transverse Electric
TF/SF – Total-Field / Scattered Field method
THz – терагерцовый
TM – Transverse Magnetic
TPX – коммерческое название полиметилпентена
WHO – World Health Organization
VIS – видимый

Список литературы

1. Principles of Terahertz Science and Technology / Y.-S. Lee. New York, NY, USA: Springer, 2009. 347 p.
2. Механизмы формирования спектрального отклика твердотельных диэлектриков в терагерцовой области частот / Г.А. Командин. ИОФ РАН, 2013. 339 с.
3. The progress and perspectives of terahertz technology for diagnosis of neoplasms: a review / K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, N. V Chernomyrdin, G.M. Katyba, et al. // Journal of Optics. 2020. Vol. 22, № 1. P. 013001.
4. Terahertz biophotonics as a tool for studies of dielectric and spectral properties of biological tissues and liquids / O.A. Smolyanskaya, N.V. Chernomyrdin, A.A. Konovko, K.I. Zaytsev, et al. // Progress in Quantum Electronics. 2018. Vol. 62. P. 1–77.
5. Far-Infrared Dielectric Properties of Polar Liquids Probed by Femtosecond Terahertz Pulse Spectroscopy / J.T. Kindt, C.A. Schmuttenmaer // The Journal of Physical Chemistry. 1996. Vol. 100, № 24. P. 10373–10379.
6. Temperature Evolution of the Dielectric Response of α -Lactose Monohydrate in the THz Frequency Range / G.A. Komandin, O.E. Porodinkov, V.S. Nozdrin, G.R. Musina, et al. // Optics and Spectroscopy. 2020. Vol. 128, № 6. P. 752–758.
7. Sapphire Photonic Crystal Waveguides for Terahertz Sensing in Aggressive Environments / G.M. Katyba, K.I. Zaytsev, N. V. Chernomyrdin, I.A. Shikunova, et al. // Advanced Optical Materials. 2018. Vol. 6, № 22. P. 1800573.
8. Chemical recognition of gases and gas mixtures with terahertz waves / R.H. Jacobsen, D.M. Mittleman, M.C. Nuss // Optics Letters. 1996. Vol. 21, № 24. P. 2011–2013.
9. Chirped-pulse terahertz spectroscopy for broadband trace gas sensing / E. Gerecht, K.O. Douglass, D.F. Plusquellic // Optics Express. 2011. Vol. 19, №

9. P. 8973.
10. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy / D.M. Mittleman, R.H. Jacobsen, R. Neelamani, R.G. Baraniuk, et al. // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. 1998. Vol. 67, № 3. P. 379–390.
 11. A Multiple Angle Method for THz Time-Domain Material Characterization / J.A. Hejase, E.J. Rothwell, P. Chahal // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2013. Vol. 3, № 5. P. 656–665.
 12. Investigating material characteristics and morphology of polymers using terahertz technologies / B.M. Fischer, S. Wietzke, M. Reuter, O. Peters, et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2013. Vol. 3, № 3. P. 259–268.
 13. Non-Destructive Evaluation of Polymer Composite Materials at the Manufacturing Stage Using Terahertz Pulsed Spectroscopy / E. V. Yakovlev, K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, S.O. Yurchenko // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2015. Vol. 5, № 5. P. 810–816.
 14. Non-destructive evaluation of the hidden voids in integrated circuit packages using terahertz time-domain spectroscopy / S.-H. Park, J.-W. Jang, H.-S. Kim // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. 2015. Vol. 25, № 9. P. 095007.
 15. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints / K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, H. Inoue // *Optics Express*. 2003. Vol. 11, № 20. P. 2549–2554.
 16. In introductory review to THz non-destructive testing of composite mater / I. Amenabar, F. Lopez, A. Mendikute // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2013. Vol. 34, № 2. P. 152–169.
 17. Identification and classification of chemicals using terahertz reflective spectroscopic focal-plane imaging system / H. Zhong, A. Redo-Sanchez, X.-C. Zhang // *Optics Express*. 2006. Vol. 14, № 20. P. 9130–9141.
 18. Chemical sensing and imaging with pulsed terahertz radiation / M. Walther, B.M. Fischer, A. Ortner, A. Bitzer, et al. // *Analytical and Bioanalytical*

- Chemistry. 2010. Vol. 397, № 3. P. 1009–1017.
19. Chemical recognition in terahertz time-domain spectroscopy and imaging / B. Fischer, M. Hoffmann, H. Helm, G. Modjesch, et al. // *Semiconductor Science and Technology*. 2005. Vol. 20, № 7. P. S246.
 20. THz Chemical Imaging for Biological Applications / K. Ajito, Y. Ueno // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2011. Vol. 1, № 1. P. 293–300.
 21. Broadband Terahertz Time-Domain and Low-Frequency Raman Spectroscopy of Crystalline and Glassy Pharmaceuticals / S.K. Tatsuya Mori, T. Shibata, Y. Kobayashi // *Pharmaceutica Analytica Acta*. 2015. Vol. 6, № 8. P. 1000401.
 22. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting - a review / J.A. Zeitler, P.F. Taday, D.A. Newnham, M. Pepper, et al. // *Journal of Pharmacy and Pharmacology*. 2007. Vol. 59, № 2. P. 209–223.
 23. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging for pharmaceutical applications: A review / Y.-C. Shen // *International Journal of Pharmaceutics*. 2011. Vol. 417, № 1–2. P. 48–60.
 24. Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences / P.F. Taday // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2004. Vol. 362, № 1815. P. 351–364.
 25. Terahertz pulsed imaging and spectroscopy for biomedical and pharmaceutical applications / V.P. Wallace, P.F. Taday, A.J. Fitzgerald, R.M. Woodward, et al. // *Faraday Discussions*. 2004. Vol. 126. P. 255.
 26. Passive terahertz camera for standoff security screening / E. Grossman, C. Dietlein, J. Ala-Laurinaho, M. Leivo, et al. // *Applied Optics*. 2010. Vol. 49, № 19. P. E106.
 27. A hybrid continuous-wave terahertz imaging system / I.N. Dolganova, K.I. Zaytsev, A.A. Metelkina, V.E. Karasik, et al. // *Review of Scientific Instruments*. 2015. Vol. 86, № 11. P. 113704.
 28. Non-invasive terahertz imaging of tissue water content for flap viability

- assessment / N. Bajwa, J. Au, R. Jarrahy, S. Sung, et al. // *Biomedical Optics Express*. 2017. Vol. 8, № 1. P. 460.
29. In vivo terahertz reflection imaging of human scars during and after the healing process / S. Fan, B.S.Y. Ung, E.P.J. Parrott, V.P. Wallace, et al. // *Journal of Biophotonics*. 2017. Vol. 10, № 9. P. 1143–1151.
 30. Qualitative and quantitative detection of liver injury with terahertz time-domain spectroscopy / Y. Cao, P. Huang, J. Chen, W. Ge, et al. // *Biomedical Optics Express*. 2020. Vol. 11, № 2. P. 982.
 31. Multimodal Optical Diagnostics of Glycated Biological Tissues / O.A. Smolyanskaya, E.N. Lazareva, S.S. Nalegaev, N. V. Petrov, et al. // *Biochemistry (Moscow)*. 2019. Vol. 84, № S1. P. 124–143.
 32. Terahertz imaging for early screening of diabetic foot syndrome: A proof of concept / G.G. Hernandez-Cardoso, S.C. Rojas-Landeros, M. Alfaro-Gomez, A.I. Hernandez-Serrano, et al. // *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7, № 1. P. 42124.
 33. Aspheric lenses for terahertz imaging / Y.H. Lo, R. Leonhardt // *Optics Express*. 2008. Vol. 16, № 20. P. 15991.
 34. Wide-aperture aspherical lens for high-resolution terahertz imaging / N. V. Chernomyrdin, M.E. Frolov, S.P. Lebedev, I. V. Reshetov, et al. // *Review of Scientific Instruments*. 2017. Vol. 88, № 1. P. 014703.
 35. Refractive aspherical lens for terahertz imaging / W. Li, F. Qi, Y. Wang, P. Liu, et al. // *Optics Communications*. 2019. Vol. 433. P. 14–17.
 36. Aspherical lenses for terahertz spectroscopy / Y.H. Lo, R. Leonhardt // *Proceedings of SPIE*. 2007. Vol. 6801. P. 68011R.
 37. Time resolved synthetic aperture terahertz impulse imaging / K. McClatchey, M.T. Reiten, R.A. Cheville // *Applied Physics Letters*. 2001. Vol. 79, № 27. P. 4485–4487.
 38. Synthetic aperture in terahertz in-line digital holography for resolution enhancement / H. Huang, L. Rong, D. Wang, W. Li, et al. // *Applied Optics*. 2016. Vol. 55, № 3. P. A43.

39. High-resolution terahertz inline digital holography based on quantum cascade laser / Q. Deng, W. Li, X. Wang, Z. Li, et al. // *Optical Engineering*. 2017. Vol. 56, № 11. P. 1.
40. Enhancement of spatial resolution of terahertz imaging systems based on terajet generation by dielectric cube / H.H. Nguyen Pham, S. Hisatake, O.V. Minin, T. Nagatsuma, et al. // *APL Photonics*. 2017. Vol. 2, № 5. P. 56106.
41. Experimental observation of a photonic hook / I. V. Minin, O. V. Minin, G.M. Katyba, N. V. Chernomyrdin, et al. // *Applied Physics Letters*. 2019. Vol. 114, № 3. P. 031105.
42. Review of Near-Field Terahertz Measurement Methods and Their Applications / A.J.L. Adam // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32, № 8–9. P. 976–1019.
43. Toward real-time terahertz imaging / H. Guerboukha, K. Nallappan, M. Skorobogatiy // *Advances in Optics and Photonics*. 2018. Vol. 10, № 4. P. 843.
44. Terahertz Near-Field Nanoscopy of Mobile Carriers in Single Semiconductor Nanodevices / A.J. Huber, F. Keilmann, J. Wittborn, J. Aizpurua, et al. // *Nano Letters*. 2008. Vol. 8, № 11. P. 3766–3770.
45. Terahertz imaging with nanometer resolution / H.-T. Chen, R. Kersting, G.C. Cho // *Applied Physics Letters*. 2003. Vol. 83, № 15. P. 3009–3011.
46. Subwavelength imaging at infrared frequencies using an array of metallic nanorods / M.G. Silveirinha, P.A. Belov, C.R. Simovski // *Physical Review B*. 2007. Vol. 75, № 3. P. 035108.
47. Resolution of subwavelength transmission devices formed by a wire medium / P.A. Belov, M.G. Silveirinha // *Physical Review E*. 2006. Vol. 73, № 5. P. 56607.
48. Transmission of images with subwavelength resolution to distances of several wavelengths in the microwave range / P.A. Belov, Y. Zhao, S. Tse, P. Ikonen, et al. // *Physical Review B*. 2008. Vol. 77, № 19. P. 193108.
49. Solid immersion microscope / S.M. Mansfield, G.S. Kino // *Applied Physics*

- Letters. 1990. Vol. 57, № 24. P. 2615–2616.
50. Terahertz dielectric spectroscopy of human brain gliomas and intact tissues ex vivo: double-Debye and double-overdamped-oscillator models of dielectric response / A.A. Gavdush, N. V. Chernomyrdin, G.A. Komandin, I.N. Dolganova, et al. // *Biomedical Optics Express*. 2020. Vol. 12, № 1. P. 69–83.
 51. Object-dependent spatial resolution of the reflection-mode terahertz solid immersion microscopy / V.A. Zhelnov, K.I. Zaytsev, A.S. Kucheryavenko, G.M. Katyba, I.N. Dolganova, D.S. Ponomarev, V.N. Kurlov, M. Skorobogatiy, N.V. Chernomyrdin // *Optics Express*. 2021. Vol. 29, № 3. P. 3553.
 52. Reflection-mode continuous-wave 0.15λ -resolution terahertz solid immersion microscopy of soft biological tissues / N. V. Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, G.S. Kolontaeva, G.M. Katyba, et al. // *Applied Physics Letters*. 2018. Vol. 113, № 11. P. 111102.
 53. Solid immersion terahertz imaging with sub-wavelength resolution / N.V. Chernomyrdin, A.O. Schadko, S.P. Lebedev, V.L. Tolstoguzov, et al. // *Applied Physics Letters*. 2017. Vol. 110, № 22. P. 221109.
 54. Wide-Aperture Aspheric Optics for Formation of Subwavelength Caustics of a Terahertz Electromagnetic-Radiation Beam / N.V. Chernomyrdin, A.O. Shchadko, S.P. Lebedev, I.E. Spektor, et al. // *Optics and Spectroscopy*. 2018. Vol. 124, № 3. P. 428–436.
 55. Highly Accurate in Vivo Terahertz Spectroscopy of Healthy Skin: Variation of Refractive Index and Absorption Coefficient Along the Human Body / K.I. Zaytsev, A.A. Gavdush, N. V. Chernomyrdin, S.O. Yurchenko // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2015. Vol. 5, № 5. P. 817–827.
 56. Terahertz spectroscopy of pigmentary skin nevi in vivo / K.I. Zaitsev, N.V. Chernomyrdin, K.G. Kudrin, I.V. Reshetov, et al. // *Optics and Spectroscopy*. 2015. Vol. 119, № 3. P. 404–410.

57. Overcoming the Abbe Diffraction Limit Using a Bundle of Metal-Coated High-Refractive-Index Sapphire Optical Fibers / K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, N.V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, et al. // *Advanced Optical Materials*. 2020. Vol. 8, № 18. P. 2000307.
58. Prospects of terahertz technology in diagnosis of human brain tumors – A review / G.R. Musina, P. V. Nikitin, N.V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, et al. // *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*. 2020. Vol. 6, № 2. P. 020201.
59. Capability of physically reasonable OCT-based differentiation between intact brain tissues, human brain gliomas of different WHO grades, and glioma model 1018 from rats / I.N. Dolganova, P. V. Aleksandrova, P. V. Nikitin, A.I. Alekseeva, N.V. Chernomyrdin, G.R. Musina, S.T. Beshplav, I.V. Reshetov, A.A. Potapov, V.N. Kurlov, V.V. Tuchin, K.I. Zaytsev // *Biomedical Optics Express*. 2020. Vol. 11, № 11. P. 6780.
60. FDTD-modelling of terahertz solid immersion microscopy / V.A. Zhelnov, N.V. Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, I.N. Dolganova, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2019. Vol. 11164. P. 111640H.
61. A potential of terahertz solid immersion microscopy for visualizing sub-wavelength-scale tissue spheroids / N.V. Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, K.I. Zaytsev, G.S. Kolontaeva, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2018. Vol. 10677. P. 106771Y.
62. Terahertz solid immersion microscopy for sub-wavelength-resolution imaging of biological objects and tissues / N.V. Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, K.M. Malakhov, A.O. Schadko, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2018. Vol. 10716. P. 1071606.
63. In vitro terahertz spectroscopy of malignant brain gliomas embedded in gelatin slab / N.V. Chernomyrdin, K.M. Malakhov, S.T. Beshplav, A.A. Gvdush, et al. // *2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*. 2018. P. 520.
64. Sub-wavelength-resolution imaging of biological tissues using THz solid

- immersion microscopy / N.V. Chernomyrdin, V.V. Tuchin, K.I. Zaytsev, A.S. Kucheryavenko, et al. // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. P. 519.
65. Terahertz pulsed spectroscopy of human brain tumors in a gelatin slab / G.R. Musina, A.A. Gavdush, N.V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, et al. // Proceedings of SPIE. 2019. Vol. 11075. P. 1107518.
 66. Differentiation of healthy and malignant brain tissues using terahertz pulsed spectroscopy and optical coherence tomography / N.V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, S.-I.T. Beshplav, G.A. Komandin, et al. // Proceedings of SPIE. 2019. Vol. 10864. P. 1086406.
 67. Intraoperative diagnosis of malignant brain gliomas using terahertz pulsed spectroscopy and optical coherence tomography / K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, N.V. Chernomyrdin, G.A. Komandin, et al. // EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 195. P. 10018.
 68. In vitro terahertz dielectric spectroscopy of human brain tumors / K.I. Zaytsev, N.V. Chernomyrdin, K.M. Malakhov, S.-I.T. Beshplav, et al. // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. P. 498.
 69. In vivo terahertz pulsed spectroscopy of dysplastic and non-dysplastic skin nevi / K.I. Zaytsev, N.V. Chernomyrdin, K.G. Kudrin, A.A. Gavdush, et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 735. P. 012076.
 70. In vivo spectroscopy of healthy skin and pathology in terahertz frequency range / K.I. Zaytsev, K.G. Kudrin, I. V Reshetov, A.A. Gavdush, N.V. Chernomyrdin, V.E. Karasik, S.O. Yurchenko // Journal of Physics: Conference Series. 2015. Vol. 584. P. 012023.
 71. Study of malignant brain gliomas using optical coherence tomography and terahertz pulsed spectroscopy aimed on advanced intraoperative neurodiagnosis / I.N. Dolganova, P. V. Aleksandrova, N.V. Chernomyrdin, S.-I.T. Beshplav, et al. // Proceedings of SPIE. 2019. Vol. 11073. P. 110730R.
 72. Biomedical applications of terahertz solid immersion microscopy / N.V.

- Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, A.O. Schadko, G.A. Komandin, et al. // EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 195. P. 10017.
73. Terahertz continuous-wave solid immersion imaging with spatial resolution beyond the Abbe limit / N.V. Chernomyrdin, A.S. Kucheryavenko, G.S. Kolontaeva, G.A. Komandin, et al. // 2018 International Conference Laser Optics (ICLO). 2018. P. 125.
 74. In vitro terahertz spectroscopy of gelatin-embedded human brain tumors: A pilot study / N.V. Chernomyrdin, A.A. Gavdush, S.-I.T. Beshplav, K.M. Malakhov, et al. // Proceedings of SPIE. 2018. Vol. 10716. P. 107160S.
 75. Heat Rays Of Great Wave Length / H. Rubens, E.F. Nichols // Physical Review (Series I). 1897. Vol. 4, № 4. P. 314–323.
 76. Short Electric Waves / E.F. Nichols, J.D. Tear // Phys. Rev. 1923. Vol. 21. P. 587–610.
 77. Short Electromagnetic Waves of Wave-length up to 82 Microns / A. Glagolewa-Arkadiewa // Nature. 1924. Vol. 113. P. 640.
 78. A Fast Superconducting Bolometer / D.H. Andrews, R.M. Milton, W. DeSorbo // Journal of the Optical Society of America. 1946. Vol. 36, № 9. P. 518.
 79. Theoretical Consideration in Heat and Infra-Red Detection, with Particular Reference to the Pneumatic Detector / M.J.E. Golay // Review of Scientific Instruments. 1947. Vol. 18, № 5. P. 347–356.
 80. Interferometric Spectroscopy in the Far Infra-red / H.A. Gebbie, G.A. Vanasse // Nature. 1956. Vol. 178, № 4530. P. 432–432.
 81. Backward-Wave Tubes / R. Kompfner, N. Williams // Proceedings of the IRE. 1953. Vol. 41, № 11. P. 1602–1611.
 82. Dielectric measurements in the submillimeter wavelength region / A.A. Volkov, Y.G. Goncharov, G. V Kozlov, S.P. Lebedev, et al. // Infrared Physics. 1985. Vol. 25, № 1–2. P. 369–373.
 83. Coherent Source Submillimeter Wave Spectroscopy / G. V Kozlov, A.A. Volkov // Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids.

- Topics in Applied Physics. 1998. Vol. 74. P. 51–109.
84. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon / D.H. Auston // Applied Physics Letters. 1975. Vol. 26, № 3. P. 101–103.
 85. All-optoelectronic continuous wave THz imaging for biomedical applications / K.J. Siebert, T. Loffler, H. Quast, M. Thomson, et al. // Physics in Medicine and Biology. 2002. Vol. 47, № 21. P. 3743–3748.
 86. Catalogue of human tissue optical properties at terahertz frequencies / A.J. Fitzgerald, E. Berry, N.N. Zinov'ev, S. Homer-Vanniasinkam, et al. // Journal of Biological Physics. 2003. Vol. 29, № 2–3. P. 123–128.
 87. Visualization and classification in biomedical terahertz pulsed imaging / T. Loffler, K. Siebert, S. Czasch, T. Bauer, et al. // Physics in Medicine and Biology. 2002. Vol. 47, № 21. P. 3847–3852.
 88. Terahertz dark-field imaging of biomedical tissue / T. Loffler, T. Bauer, K.J. Siebert, H.G. Roskos, et al. // Optics Express. 2001. Vol. 9, № 12. P. 616–621.
 89. Terahertz pulsed imaging of knee cartilage / W.-C. Kan, W.-S. Lee, W.-H. Cheung, V.P. Wallace, et al. // Biomedical Optics Express. 2010. Vol. 1, № 3. P. 967–974.
 90. THz imaging of histo-pathological samples / P. Knobloch, K. Schmalstieg, M. Koch, E. Rehberg, et al. // Proceedings of SPIE. 2001. Vol. 4434. P. 239–245.
 91. Terahertz pulse imaging of ex vivo basal cell carcinoma / R.M. Woodward, V.P. Wallace, R.J. Pye, B.E. Cole, et al. // Journal of Investigative Dermatology. 2003. Vol. 120, № 1. P. 72–78.
 92. Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue / R.M. Woodward, B.E. Cole, V.P. Wallace, R.J. Pye, et al. // Physics in Medicine and Biology. 2002. Vol. 47, № 21. P. 3853–3863.
 93. In vivo study of human skin using pulsed terahertz radiation / E. Pickwell, B.E. Cole, A.J. Fitzgerald, M. Pepper, et al. // Physics in Medicine and Biology. 2004. Vol. 49, № 9. P. 1595–1607.

94. Interaction of Radiation with Matter [Electronic resource] / R. Nave // <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/mod3.html>.
95. Über die Zerstreuung von Röntgenstrahlen an amorphen Körpern / P. Debye // *Physikalische Zeitschrift*. 1927. Vol. 28. P. 135.
96. Röntgeninterferenzen und Atomgrosse / P. Debye // *Physikalische Zeitschrift*. 1930. Vol. 31. P. 419.
97. Dispersion and Absorption in Dielectrics I. Alternating Current Characteristics / K.S. Cole, R.H. Cole // *The Journal of Chemical Physics*. 1941. Vol. 9, № 4. P. 341–351.
98. Dispersion and Absorption in Dielectrics II. Direct Current Characteristics / K.S. Cole, R.H. Cole // *The Journal of Chemical Physics*. 1942. Vol. 10, № 2. P. 98–105.
99. Dielectric relaxation in liquids: I. The representation of relaxation behavior / D.W. Davidson // *Canadian Journal of Chemistry*. 1961. Vol. 39, № 3. P. 571–594.
100. A complex plane analysis of α -dispersions in some polymer systems / S. Havriliak, S. Negami // *Journal of Polymer Science Part C: Polymer Symposia*. 2007. Vol. 14, № 1. P. 99–117.
101. Zur Elektronentheorie der Metalle / P. Drude // *Annalen der Physik*. 1900. Vol. 306, № 3. P. 566–613.
102. Microscopic origin of the Drude-Smith model / T.L. Cocker, D. Baillie, M. Buruma, L. V. Titova, et al. // *Physical Review B*. 2017. Vol. 96, № 20. P. 205439.
103. Drude theory and the optical properties of liquid mercury / N.V. Smith // *Physics Letters A*. 1968. Vol. 26, № 3. P. 126–127.
104. Classical generalization of the Drude formula for the optical conductivity / N. Smith // *Physical Review B*. 2001. Vol. 64, № 15. P. 155106.
105. Methods and instruments of high-resolution transient THz spectroscopy for diagnostics of socially important diseases / V.L. Vaks, E.G. Domracheva, S.I. Pripolzin, E.A. Sobakinskaya, et al. // *Physics of Wave Phenomena*. 2014.

Vol. 22, № 3. P. 177–184.

106. High-precision terahertz spectroscopy for noninvasive medicine diagnostics / V. Vaks, E. Domracheva, E. Sobakinskaya, M. Chernyaeva // *Photonics & Lasers in Medicine*. 2014. Vol. 3, № 4. P. 373–380.
107. Terahertz gas-phase spectroscopy: chemometrics for security and medical applications / P.F.-X. Neumaier, K. Schmalz, J. Borngräber, R. Wylde, et al. // *The Analyst*. 2015. Vol. 140, № 1. P. 213–222.
108. Review of Moisture and Liquid Detection and Mapping using Terahertz Imaging / J.F. Federici // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2012. Vol. 33, № 2. P. 97–126.
109. Terahertz reflection spectroscopy of Debye relaxation in polar liquids [Invited] / U. Møller, D.G. Cooke, K. Tanaka, P.U. Jepsen // *Journal of the Optical Society of America B*. 2009. Vol. 26, № 9. P. A113.
110. Investigation of aqueous alcohol and sugar solutions with reflection terahertz time-domain spectroscopy / P.U. Jepsen, U. Møller, H. Merbold // *Optics Express*. 2007. Vol. 15, № 22. P. 14717.
111. Terahertz-infrared spectra of the rare-earth scandate DyScO₃ single crystal / G.A. Komandin, E.S. Zhukova, V.I. Torgashev, A. V. Boris, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2013. Vol. 114, № 2. P. 024102.
112. Dielectric response of antiferroelectric PLZT 2/95/5 ceramics in the range of 10^{-14} Hz and 10–530K / S. Kamba, J. Petzelt, J. Banys, R. Mizaras, et al. // *Ferroelectrics*. 1999. Vol. 223, № 1–4.
113. Terahertz spectroscopy on polymers: A review of morphological studies / S. Wietzke, C. Jansen, M. Reuter, T. Jung, et al. // *Journal of Molecular Structure*. 2011. Vol. 1006, № 1–3. P. 41–51.
114. Thermomorphological study of the terahertz lattice modes in polyvinylidene fluoride and high-density polyethylene / S. Wietzke, C. Jansen, M. Reuter, T. Jung, et al. // *Applied Physics Letters*. 2010. Vol. 97, № 2. P. 022901.
115. Optical cryostat with sample rotating unit for polarization-sensitive terahertz and infrared spectroscopy / G.A. Komandin, V.B. Anzin, V.E. Ulitko, A.A.

- Gavdush, et al. // *Optical Engineering*. 2019. Vol. 59, № 06. P. 061603.
116. Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying progress in paint film / T. Yasui, T. Yasuda, K.-I. Sawanaka, T. Araki // *Applied Optics*. 2005. Vol. 44, № 32. P. 6849–6956.
117. Terahertz frequency-wavelet domain deconvolution for stratigraphic and subsurface investigation of art painting / J. Dong, D.S. Citrin, G.C. Walker, J. Bianca Jackson, et al. // *Optics Express*. 2016. Vol. 24, № 23. P. 26972.
118. Non-invasive investigation of art paintings by terahertz imaging / E. Abraham, A. Younus, J.C. Delagnes, P. Mounaix // *Applied Physics A: Materials Science and Processing*. 2010. Vol. 100. P. 585–590.
119. Imaging with terahertz waves / B.B. Hu, M.C. Nuss // *Optics Letters*. 1995. Vol. 20, № 16. P. 1716–1718.
120. Laser terahertz-emission microscope for inspecting electrical faults in integrated circuits / T. Kiwa, M. Tonouchi, M. Yamashita, K. Kawase // *Optics Letters*. 2003. Vol. 28, № 21. P. 2058.
121. Quality control and authentication of packaged integrated circuits using enhanced-spatial-resolution terahertz time-domain spectroscopy and imaging / K. Ahi, S. Shahbazmohamadi, N. Asadizanjani // *Optics and Lasers in Engineering*. 2018. Vol. 104. P. 274–284.
122. A review of the terahertz conductivity of bulk and nano-materials / J. Lloyd-Hughes, T.-I. Jeon // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2012. Vol. 33, № 9. P. 871–925.
123. Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy / R. Ulbricht, E. Hendry, J. Shan, T.F. Heinz, et al. // *Reviews of Modern Physics*. 2011. Vol. 83, № 2. P. 543–586.
124. Transient photoconductivity in GaAs as measured by time-resolved terahertz spectroscopy / M.C. Beard, G.M. Turner, C.A. Schmuttenmaer // *Physical Review B*. 2000. Vol. 62, № 23. P. 15764–15777.
125. Probing Organic Semiconductors with Terahertz Pulses / F.A. Hegmann, O. Ostroverkhova, D.G. Cooke // *Photophysics of Molecular Materials*.

- Weinheim, FRG: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006. P. 367–428.
126. Graphene Conductance Uniformity Mapping / J.D. Buron, D.H. Petersen, P. Boggild, D.G. Cooke, et al. // *Nano Letters*. 2012. Vol. 12, № 10. P. 5074–5081.
 127. Chemical mapping using reflection terahertz pulsed imaging / Y.C. Shen, P.F. Taday, D.A. Newnham, M. Pepper // *Semiconductor Science and Technology*. 2005. Vol. 20, № 7. P. S254–S257.
 128. Terahertz Chemical Imaging of Molecular Networks for Pharmaceutical Applications / K. Ajito, Y. Ueno, H.-J. Song, E. Tamechika, et al. // *ECS Transactions*. 2011. P. 157–165.
 129. Terahertz Spectroscopic Imaging of Polymorphic Forms in Pharmaceutical Crystals / K. Ajito, Y. Ueno, H.-J. Song, E. Tamechika, et al. // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2011. Vol. 538, № 1. P. 33–38.
 130. Terahertz (THz) Applications in Food and Agriculture: A Review / S.K. Mathanker, P.R. Weckler, N. Wang // *Transactions of the ASABE*. 2013. Vol. 56, № 3. P. 1213–1226.
 131. High-speed terahertz imaging toward food quality inspection / G. Ok, K. Park, H.J. Kim, H.S. Chun, et al. // *Applied Optics*. 2014. Vol. 53, № 7. P. 1406.
 132. High-performance sub-terahertz transmission imaging system for food inspection / G. Ok, K. Park, H.S. Chun, H.-J. Chang, et al. // *Biomedical Optics Express*. 2015. Vol. 6, № 5. P. 1929.
 133. Detection of foreign bodies in chocolate with pulsed terahertz spectroscopy / C. Jördens // *Optical Engineering*. 2008. Vol. 47, № 3. P. 037003.
 134. Application of terahertz spectroscopy imaging for discrimination of transgenic rice seeds with chemometrics / W. Liu, C. Liu, X. Hu, J. Yang, et al. // *Food Chemistry*. 2016. Vol. 210. P. 415–421.
 135. Assessment of terahertz spectroscopy to detect antibiotic residues in food and feed matrices / A. Redo-Sanchez, G. Salvatella, R. Galceran, E. Roldós, et al.

- // The Analyst. 2011. Vol. 136, № 8. P. 1733.
136. Terahertz pulsed imaging of basal cell carcinoma ex vivo and in vivo / V.P. Wallace, A.J. Fitzgerald, S. Shankar, N. Flanagan, et al. // British Journal of Dermatology. 2004. Vol. 151, № 2. P. 424–432.
 137. Terahertz Pulsed Spectroscopy of Human Basal Cell Carcinoma / V.P. Wallace, A.J. Fitzgerald, E. Pickwell, R.J. Pye, et al. // Applied Spectroscopy. 2006. Vol. 60, № 10. P. 1127–1133.
 138. News in Brief. Terahertz radiation: the new method for melanoma diagnosis? / J. Rees // Expert Review of Dermatology. 2013. Vol. 8, № 5. P. 441–442.
 139. In vivo terahertz spectroscopy of pigmentary skin nevi: Pilot study of non-invasive early diagnosis of dysplasia / K.I. Zaytsev, K.G. Kudrin, V.E. Karasik, I. V. Reshetov, et al. // Applied Physics Letters. 2015. Vol. 106, № 5. P. 053702.
 140. Temperature-Dependent Terahertz Imaging of Excised Oral Malignant Melanoma / Y.C. Sim, K.-M. Ahn, J.Y. Park, C.-S. Park, et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2013. Vol. 3, № 4. P. 368–373.
 141. Terahertz imaging of excised oral cancer at frozen temperature / Y.C. Sim, J.Y. Park, K.-M. Ahn, C. Park, et al. // Biomedical Optics Express. 2013. Vol. 4, № 8. P. 1413–1421.
 142. Terahertz photonic crystal waveguides based on sapphire shaped crystals / K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, V.N. Kurlov, I.A. Shikunova, et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2016. Vol. 6, № 4. P. 576–582.
 143. Feasibility of terahertz reflectometry for discrimination of human early gastric cancers / Y.B. Ji, C.H. Park, H. Kim, S.-H. Kim, et al. // Biomedical Optics Express. 2015. Vol. 6, № 4. P. 1398–1406.
 144. Terahertz spectroscopic investigation of human gastric normal and tumor tissues / D. Hou, X. Li, J. Cai, Y. Ma, et al. // Physics Medicine and Biology. 2014. Vol. 59, № 18. P. 5423–5440.

145. Terahertz pulsed imaging of freshly excised human colonic tissues / C.B. Reid, A. Fitzgerald, G. Reese, R. Goldin, et al. // *Physics in Medicine and Biology*. 2011. Vol. 56, № 14. P. 4333–4353.
146. Detection of colon cancer by continuous-wave terahertz polarization imaging technique / P. Doradla, K. Alavi, C.S. Joseph, R.H. Giles // *Journal of Biomedical Optics*. 2013. Vol. 18, № 9. P. 90504.
147. Optimizing multi-dimensional terahertz imaging analysis for colon cancer diagnosis / L.H. Eadie, C.B. Reid, A.J. Fitzgerald, V.P. Wallace // *Expert Systems with Applications*. 2013. Vol. 40, № 6. P. 2043–2050.
148. Biomedical terahertz imaging with a quantum cascade laser / S.M. Kim, F. Hatami, J.S. Harris, A.W. Kurian, et al. // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88, № 15. P. 153903.
149. Terahertz spectroscopy of liver cirrhosis: investigating the origin of contrast / S. Sy, S. Huang, Y.--X.J. Wang, J. Yu, et al. // *Physics in Medicine and Biology*. 2010. Vol. 55, № 24. P. 7587–7596.
150. Terahertz Pulsed Imaging of Human Breast Tumors / A.J. Fitzgerald, V.P. Wallace, M. Jimenez-Linan, L. Bobrow, et al. // *Radiology*. 2006. Vol. 239, № 2. P. 533–540.
151. Terahertz pulsed spectroscopy of freshly excised human breast cancer / P.C. Ashworth, E. Pickwell-MacPherson, E. Provenzano, S.E. Pinder, et al. // *Optics Express*. 2009. Vol. 17, № 15. P. 12444.
152. A Dielectric Model of Human Breast Tissue in Terahertz Regime / B.C.Q. Truong, H.D. Tuan, A.J. Fitzgerald, V.P. Wallace, et al. // *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. 2015. Vol. 62, № 2. P. 699–707.
153. Study of freshly excised brain tissues using terahertz imaging / S.J. Oh, S.-H. Kim, Y. Bin Ji, K. Jeong, et al. // *Biomedical Optics Express*. 2014. Vol. 5, № 8. P. 2837.
154. Brain tumor imaging of rat fresh tissue using terahertz spectroscopy / S. Yamaguchi, Y. Fukushi, O. Kubota, T. Itsuji, et al. // *Scientific Reports*. Nature Publishing Group, 2016. Vol. 6, № 1. P. 30124.

155. Terahertz pulsed spectroscopy of paraffin-embedded brain glioma / K. Meng, T. Chen, T. Chen, L. Zhu, et al. // *Journal of Biomedical Optics*. 2014. Vol. 19, № 7. P. 077001.
156. Terahertz spectroscopy of gelatin-embedded human brain gliomas of different grades: a road toward intraoperative THz diagnosis / A.A. Gavdush, N. V. Chernomyrdin, K.M. Malakhov, S.-I.T. Beshplav, et al. // *Journal of Biomedical Optics*. 2019. Vol. 24, № 02. P. 027001.
157. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis, Second Edition* / V. V. Tuchin. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2007. 882 p.
158. Terahertz spectroscopy of immersion optical clearing agents: DMSO, PG, EG, PEG / G.R. Musina, I.N. Dolganova, K.M. Malakhov, A.A. Gavdush, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2018. Vol. 10800. P. 108000F.
159. On the theory of optical images, with special reference to the microscope / L. Rayleigh // *Philos. Mag.* 1896. Vol. 42, № 5. P. 167–195.
160. A Compound Interferometer for Fine Structure Work / W. V. Houston // *Physical Review*. 1927. Vol. 29, № 3. P. 478–484.
161. Beiträge zur theorie des mikroskops und der mikroskopischen wahrnehmung / E. Abbe // *Arch. Mikrosk. Anat.* 1873. Vol. 9. P. 413–468.
162. Die theoretische Grenze für die Leistungsfähigkeit der Mikroskope / H. von Helmholtz // *Annalen der Physik und Chemie*. 1874. P. 557–584.
163. 3D Printed Terahertz Diffraction Gratings And Lenses / A.D. Squires, E. Constable, R.A. Lewis // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2015. Vol. 36, № 1. P. 72–80.
164. Exploiting k-space/frequency duality toward real-time terahertz imaging / H. Guerboukha, K. Nallappan, M. Skorobogatiy // *Optica*. 2018. Vol. 5, № 2. P. 109.
165. Single-pixel imaging via compressive sampling / M.F. Duarte, M.A. Davenport, D. Takhar, J.N. Laska, et al. // *IEEE Signal Processing Magazine*. 2008. Vol. 25, № 2. P. 83–91.

166. Terahertz imaging with compressed sensing and phase retrieval / W.L. Chan, M.L. Moravec, R.G. Baraniuk, D.M. Mittleman // *Optics Letters*. 2008. Vol. 33, № 9. P. 974.
167. A single-pixel terahertz imaging system based on compressed sensing / W.L. Chan, K. Charan, D. Takhar, K.F. Kelly, et al. // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 93, № 12. P. 121105.
168. Terahertz pulsed spectroscopic imaging using optimized binary masks / Y.C. Shen, L. Gan, M. Stringer, A. Burnett, et al. // *Applied Physics Letters*. 2009. Vol. 95, № 23. P. 231112.
169. Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // *Optics Express*. 2004. Vol. 12, № 7. P. 1214.
170. Photonic hook: a new curved light beam / L. Yue, O. V. Minin, Z. Wang, J.N. Monks, et al. // *Optics Letters*. 2018. Vol. 43, № 4. P. 771.
171. Light passing through subwavelength apertures / F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T.W. Ebbesen, L. Kuipers // *Reviews of Modern Physics*. 2010. Vol. 82, № 1. P. 729–787.
172. On the diffraction of electromagnetic waves by small circular disks and holes / C.J. Bouwkamp // *Philips Research Reports*. 1950. Vol. 5. P. 401--422.
173. Terahertz Near-Field Imaging Using Enhanced Transmission through a Single Subwavelength Aperture / K. Ishihara, T. Ikari, H. Minamide, J. Shikata, et al. // *Japanese Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 44, № 29. P. L929–L931.
174. All-terahertz fiber-scanning near-field microscopy / C.-M. Chiu, H.-W. Chen, Y.-R. Huang, Y.-J. Hwang, et al. // *Optics Letters*. 2009. Vol. 34, № 7. P. 1084.
175. Terahertz-wave near-field imaging with subwavelength resolution using surface-wave-assisted bow-tie aperture / K. Ishihara, K. Ohashi, T. Ikari, H. Minamide, et al. // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 89, № 20. P. 201120.
176. Terahertz near-field microscopy of ductal carcinoma in situ (DCIS) of the

- breast / K. Okada, K. Serita, Q. Cassar, H. Murakami, et al. // *Journal of Physics: Photonics*. 2020. Vol. 2, № 4. P. 044008.
177. Performance of THz fiber-scanning near-field microscopy to diagnose breast tumors / H. Chen, W.-J. Lee, H.-Y. Huang, C.-M. Chiu, et al. // *Optics Express*. 2011. Vol. 19, № 20. P. 19523–19531.
178. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors / D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, C. Fattinger // *Journal of the Optical Society of America B*. 1990. Vol. 7, № 10. P. 2006.
179. Sapphire shaped crystals for waveguiding, sensing and exposure applications / G.M. Katyba, K.I. Zaytsev, I.N. Dolganova, I.A. Shikunova, et al. // *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*. 2018. Vol. 64, № 4. P. 133–151.
180. Terahertz waveguides based on multichannel sapphire shaped crystals / G.M. Katyba, K.I. Zaytsev, I.A. Shikunova, S.N. Rossolenko, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2016. Vol. 9993. P. 99930I.
181. Step-index sapphire fiber and its application in a terahertz near-field microscopy / G.M. Katyba, N. V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, A. V. Pronin, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2019. Vol. 11164. P. 111640G.
182. Terahertz transmission-mode near-field scanning-probe microscope based on a flexible sapphire fiber / N. V. Chernomyrdin, G.M. Katyba, A.A. Gavgush, T. V. Frolov, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2019. Vol. 11088. P. 110880I.
183. Experimental demonstration of an ultra-broadband subwavelength resolution probe from microwave to terahertz regime / T.-J. Huang, H.-H. Tang, L.-Z. Yin, J.-Y. Liu, et al. // *Optics Letters*. 2018. Vol. 43, № 15. P. 3646.
184. Novel configuration of aperture-type terahertz near-field imaging probe / N. Wang, X. Zhang, J. Liang, T. Chang, et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2020. Vol. 53, № 29. P. 295102.
185. Imaging of large-scale integrated circuits using laser terahertz emission microscopy / M. Yamashita, K. Kawase, C. Otani, T. Kiwa, et al. // *Optics*

- Express. 2005. Vol. 13, № 1. P. 115–120.
186. Optically controlled terahertz beam steering and imaging / S. Busch, B. Scherger, M. Scheller, M. Koch // *Optics Letters*. 2012. Vol. 37, № 8. P. 1391.
 187. Compressed sensing with near-field THz radiation / R.I. Stantchev, D.B. Phillips, P. Hobson, S.M. Hornett, et al. // *Optica*. 2017. Vol. 4, № 8. P. 989–992.
 188. Terahertz single pixel imaging with an optically controlled dynamic spatial light modulator / D. Shrekenhamer, C.M. Watts, W.J. Padilla // *Optics Express*. 2013. Vol. 21, № 10. P. 12507.
 189. Approaching real-time terahertz imaging with photo-induced coded apertures and compressed sensing / L. Liu, S. Rahman, L.-J. Cheng, P. Fay, et al. // *Electronics Letters*. 2014. Vol. 50, № 11. P. 801–803.
 190. Coded-Aperture Imaging Using Photo-Induced Reconfigurable Aperture Arrays for Mapping Terahertz Beams / A. Kannegulla, Z. Jiang, S.M. Rahman, M.I.B. Shams, et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2014. Vol. 4, № 3. P. 321–327.
 191. Compressed Sensing in a Fully Non-Mechanical 350 GHz Imaging Setting / S. Augustin, J. Hieronymus, P. Jung, H.-W. Hübers // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2015. Vol. 36, № 5. P. 496–512.
 192. Noninvasive, near-field terahertz imaging of hidden objects using a single-pixel detector / R.I. Stantchev, B. Sun, S.M. Hornett, P.A. Hobson, et al. // *Science Advances*. 2016. Vol. 2, № 6. P. e1600190.
 193. Metamaterial fibres for subdiffraction imaging and focusing at terahertz frequencies over optically long distances / A. Tuniz, K.J. Kaltenecker, B.M. Fischer, M. Walther, et al. // *Nature Communications*. 2013. Vol. 4, № 1. P. 2706.
 194. Near-field optical data storage using a solid immersion lens / B.D. Terris, H.J. Mamin, D. Rugar, W.R. Studenmund, et al. // *Applied Physics Letters*. 1994. Vol. 65, № 4. P. 388–390.

195. High-density optical recording using a solid immersion lens / I. Ichimura, S. Hayashi, G.S. Kino // *Applied Optics*. 1997. Vol. 36, № 19. P. 4339.
196. Submicrometer photoresponse mapping of nanowire superconducting single-photon detectors / R.H. Hadfield, P.A. Dalgarno, J.A. O'Connor, E. Ramsay, et al. // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 91, № 24. P. 241108.
197. High spatial resolution subsurface microscopy / S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, M.S. Ünlü // *Applied Physics Letters*. 2001. Vol. 78, № 26. P. 4071–4073.
198. Three-dimensional nanoscale subsurface optical imaging of silicon circuits / E. Ramsay, K.A. Serrels, M.J. Thomson, A.J. Waddie, et al. // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90, № 13. P. 131101.
199. Nanoscale optical microscopy in the vectorial focusing regime / K.A. Serrels, E. Ramsay, R.J. Warburton, D.T. Reid // *Nature Photonics*. 2008. Vol. 2, № 5. P. 311–314.
200. Contrast in transmission spectroscopy of a single quantum dot / B.D. Gerardot, S. Seidl, P.A. Dalgarno, R.J. Warburton, et al. // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90, № 22. P. 221106.
201. Strong Extinction of a Far-Field Laser Beam by a Single Quantum Dot / A.N. Vamivakas, M. Atatüre, J. Dreiser, S.T. Yilmaz, et al. // *Nano Letters*. 2007. Vol. 7, № 9. P. 2892–2896.
202. Hole recapture limited single photon generation from a single n-type charge-tunable quantum dot / P.A. Dalgarno, J. McFarlane, D. Brunner, R.W. Lambert, et al. // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92, № 19. P. 193103.
203. Near-field photolithography with a solid immersion lens / L.P. Ghislain, V.B. Elings, K.B. Crozier, S.R. Manalis, et al. // *Applied Physics Letters*. 1999. Vol. 74, № 4. P. 501–503.
204. Optical intensity distribution of a plano-convex solid immersion mirror / Y. Zhang // *Journal of the Optical Society of America A*. 2007. Vol. 24, № 1. P. 211.
205. Near-field optical recording using a planar solid immersion mirror / C. Peng, C. Mihalcea, D. Büchel, W.A. Challener, et al. // *Applied Physics Letters*.

2005. Vol. 87, № 15. P. 151105.
206. Miniature Planar Solid Immersion Mirror with Focused Spot Less Than a Quarter Wavelength / W.A. Challener, C. Mihalcea, C. Peng, K. Pelhos // *Optics Express*. 2005. Vol. 13, № 18. P. 7189.
207. Optical data storage system with a planoellipsoidal solid immersion mirror illuminated directly by a point light source / Y. Zhang // *Applied Optics*. 2006. Vol. 45, № 34. P. 8653–8658.
208. High spatial resolution subsurface thermal emission microscopy / S.B. Ippolito, S.A. Thorne, M.G. Eraslan, B.B. Goldberg, et al. // *Applied Physics Letters*. 2004. Vol. 84, № 22. P. 4529–4531.
209. Refraction contrast imaging with a scanning microlens / D.A. Fletcher, K.B. Crozier, C.F. Quate, G.S. Kino, et al. // *Applied Physics Letters*. 2001. Vol. 78, № 23. P. 3589–3591.
210. Near-field infrared imaging with a microfabricated solid immersion lens / D.A. Fletcher, K.B. Crozier, C.F. Quate, G.S. Kino, et al. // *Applied Physics Letters*. 2000. Vol. 77, № 14. P. 2109–2111.
211. Widefield subsurface microscopy of integrated circuits / F.H. Köklü, J.I. Quesnel, A.N. Vamivakas, S.B. Ippolito, et al. // *Optics Express*. 2008. Vol. 16, № 13. P. 9501.
212. Focusing of millimeter-wave radiation beyond the Abbe barrier / A. Pimenov, A. Loidl // *Applied Physics Letters*. 2003. Vol. 83, № 20. P. 4122–4124.
213. Near-field optical data storage / B.D. Terris, H.J. Mamin, D. Rugar // *Applied Physics Letters*. 1996. Vol. 68, № 2. P. 141–143.
214. Imaging spectroscopy of two-dimensional excitons in a narrow GaAs/AlGaAs quantum well / Q. Wu, R.D. Grober, D. Gammon, D.S. Katzer // *Physical Review Letters*. 1999. Vol. 83, № 13. P. 2652–2655.
215. Enhanced reflectivity contrast in confocal solid immersion lens microscopy / K. Karrai, X. Lorenz, L. Novotny // *Applied Physics Letters*. 2000. Vol. 77, № 21. P. 3459–3461.

216. Microfabricated silicon solid immersion lens / D.A. Fletcher, K.B. Crozier, K.W. Guarini, S.C. Minne, et al. // *Journal of Microelectromechanical Systems*. 2001. Vol. 10, № 3. P. 450–459.
217. Thermal microscopy with a microfabricated solid immersion lens / D. Fletcher // *Microscale Thermophysical Engineering*. 2003. Vol. 7, № 4. P. 267–273.
218. A highly sensitive scanning far-infrared microscope with quantum Hall detectors / K. Ikushima, H. Sakuma, S. Komiyama // *Review of Scientific Instruments*. 2003. Vol. 74, № 9. P. 4209–4211.
219. Diffraction-based solid immersion lens / R. Brunner, M. Ferstl, S. Hohng, J.O. White, et al. // *Journal of the Optical Society of America A*. 2004. Vol. 21, № 7. P. 1186.
220. High resolution, high collection efficiency in numerical aperture increasing lens microscopy of individual quantum dots / Z. Liu, B.B. Goldberg, S.B. Ippolito, A.N. Vamivakas, et al. // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 87, № 7. P. 071905.
221. Two-photon optical-beam-induced current solid-immersion imaging of a silicon flip chip with a resolution of 325 nm / E. Ramsay, N. Pleyne, D. Xiao, R.J. Warburton, et al. // *Optics Letters*. 2005. Vol. 30, № 1. P. 26–28.
222. Applying solid immersion near-field optics to Raman analysis of strained silicon thin films / G.M. Lerman, A. Israel, A. Lewis // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 89, № 22. P. 223122.
223. Lock-in thermal IR imaging using a solid immersion lens / O. Breitenstein, F. Altmann, T. Riediger, D. Karg, et al. // *Microelectronics Reliability*. 2006. Vol. 46, № 9–11. P. 1508–1513.
224. Back side thermal imaging of integrated circuits at high spatial resolution / G. Tessier, M. Bardoux, C. Boué, C. Filloy, et al. // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90, № 17. P. 171112.
225. A study on the realization of high resolution solid immersion lens-based near-field imaging optics by use of an annular aperture. / H. Moon, Y.-J.

- Yoon, W.-C. Kim, N.-C. Park, et al. // *Optics express*. 2010. Vol. 18, № 16. P. 17533–17541.
226. Subwavelength-size solid immersion lens / M.-S. Kim, T. Scharf, M.T. Haq, W. Nakagawa, et al. // *Optics Letters*. 2011. Vol. 36, № 19. P. 3930.
227. A Millimetre-Wave Cuboid Solid Immersion Lens with Intensity-Enhanced Amplitude Mask Apodization / L. Yue, B. Yan, J.N. Monks, R. Dhama, et al. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2018. Vol. 39, № 6. P. 546–552.
228. *Principles of Optics*. 6th Edition / M. Born, E. Wolf. Pergamon, 1980.
229. *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering: From Fundamentals to Applications* / A. Ishimaru. 2nd ed. Hoboken, New Jersey, USA: Wiley-IEEE Press, 2017. 968 p.
230. Roles of propagating and evanescent waves in solid immersion lens systems / T.D. Milster, J.S. Jo, K. Hirota // *Applied Optics*. 1999. Vol. 38, № 23. P. 5046.
231. Model near field calculations for optical data storage readout / A. Madrazo, M. Nieto-Vesperinas // *Applied Physics Letters*. 1997. Vol. 70, № 1. P. 31–33.
232. Numerical analysis and experimental study of terahertz solid immersion microscopy / N. V. Chernomyrdin, V.A. Zhelnov, A.S. Kucheryavenko, I.N. Dolganova, et al. // *Optical Engineering*. 2019. Vol. 59, № 6. P. 061605.
233. Microsphere-aided optical microscopy and its applications for super-resolution imaging / P.K. Upputuri, M. Pramanik // *Optics Communications*. 2017. Vol. 404. P. 32–41.
234. Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials / P.D. Cunningham, N.N. Valdes, F.A. Vallejo, L.M. Hayden, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2011. Vol. 109, № 4. P. 043505-043505–5.
235. THz-Spectroscopy on High Density Polyethylene with Different Crystallinity / S. Sommer, T. Raidt, B.M. Fischer, F. Katzenberg, et al. // *Journal of*

- Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2016. Vol. 37, № 2. P. 189–197.
236. Optical Materials for the THz Range / V.E. Rogalin, I.A. Kaplunov, G.I. Kropotov // Optics and Spectroscopy. 2018. Vol. 125, № 6. P. 1053–1064.
237. Техническая оптика / М.М. Русинов. Ленинград: Машиностроение, 1979. 488 с.
238. Design of aplanatic singlet for pickup / Maxim E. Frolov, Alexei M. Khorokhorov, Alexander F. Shi-rankov, Yuri B. Golubkov, et al. // Joint International Symposium on Optical Memory and Optical Data Storage. Honolulu (Hawaii), 2005. P. 135–138.
239. Abbe sine condition and related imaging conditions in geometrical optics / J.J.M. Braat // Proceedings of SPIE. 1997. Vol. 3190. P. 59.
240. Theory of high-NA imaging in homogeneous thin films / D.G. Flagello, T. Milster, A.E. Rosenbluth // Journal of the Optical Society of America A. 1996. Vol. 13, № 1. P. 53.
241. Feasibility study of the application of radially polarized illumination to solid immersion lens-based near-field optics / Y. Yoon, W. Kim, N. Park, K. Park, et al. // Optics letters. 2009. Vol. 34, № 13. P. 1961–1963.
242. Electromagnetic diffraction in optical systems - I. An integral representation of the image field / B. Richards, E. Wolf // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1959. Vol. 253, № 1274. P. 349–357.
243. A case study for optics: The solid immersion microscope / A.N. Vamivakas, R.D. Younger, B.B. Goldberg, A.K. Swan, et al. // American Journal of Physics. 2008. Vol. 76, № 8. P. 758–768.
244. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1959. Vol. 253, № 1274. P. 358–379.
245. Principles of Nano-Optics / L. Novotny, B. Hecht. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.

246. Finite Element Methods for Maxwell's Equations / P. Monk. Oxford University Press, 2003.
247. Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method / J.B. Schneider. On-Line Book, 2016. 403 p.
248. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Third Edition / A. Taflove, S.C. Hagness. Canton Street 685, Norwood, United Kingdom: Artech House, Inc., 2005. 852 p.
249. MCML - Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues / L. Wang, S.L. Jacques, L. Zheng // Computer Methods and Programs in Biomedicine. 1995. Vol. 47, № 2. P. 131–146.
250. Monte Carlo wave-function method in quantum optics / K. Mølmer, Y. Castin, J. Dalibard // Journal of the Optical Society of America B. 1993. Vol. 10, № 3. P. 524.
251. The Monte Carlo Ray-Trace Method in Radiation Heat Transfer and Applied Optics / ed. Mahan J.R. Chichester, UK: John Wiley & Sons Ltd, 2019.
252. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K. Yee // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. Vol. 14, № 3. P. 302–307.
253. FDTD for Nth-order dispersive media / R.J. Luebbers, F. Hunsberger // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1992. Vol. 40, № 11. P. 1297–1301.
254. An Anisotropic PML Absorbing Media for the FDTD Simulation of Fields in Lossy and Dispersive Media / S.D. Gedney // Electromagnetics. 1996. Vol. 16, № 4. P. 399–415.
255. Adaptation of the fdtd method to the study of femtosecond electromagnetic soliton / A. Reineix, M. Ariaudo, B. Jecko, A. Barthelemy, et al. // Microwave and Optical Technology Letters. 1994. Vol. 7, № 11. P. 507–511.
256. Applications of the nonlinear finite difference time domain (NL-FDTD) method to pulse propagation in nonlinear media: Self-focusing and linear-nonlinear interfaces / R.W. Ziolkowski, J.B. Judkins // Radio Science. 1993.

Vol. 28, № 5. P. 901–911.

257. Enhanced third-harmonic generation in photonic crystals at band-gap pumping / S.O. Yurchenko, K.I. Zaytsev, E.A. Gorbunov, E. V Yakovlev, et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017. Vol. 50, № 5. P. 055105.
258. Numerical analysis of two-dimensional photonic crystal directional couplers / Kuan-Ming Chen, Yen-Cheng Lu, Tzu-Hao Wang, Jyh Yang Wang, et al. // *CLEO/Pacific Rim 2003. The 5th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (IEEE Cat. No.03TH8671)*. IEEE. Vol. 1. P. 327–327.
259. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability / R.W. Ziolkowski, E. Heyman // *Physical Review E*. 2001. Vol. 64, № 5. P. 056625.
260. Numerical Studies of Left Handed Metamaterials - Abstract / C.D. Moss, T.M. Grzegorzczak, Y. Zhang, J.A. Kong // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. 2002. Vol. 16, № 10. P. 1445–1446.
261. Use of the Finite-Difference Time-Domain Method in Calculating EM Absorption in Human Tissues / D.M. Sullivan, D.T. Borup, O.P. Gandhi // *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. 1987. Vol. BME-34, № 2. P. 148–157.
262. Absorption rate density (ARD) computation in microwave hyperthermia by the finite-difference time-domain method / R. Pontalti, L. Cristoforetti, R. Valdagni, R. Antolini // *Physics in Medicine and Biology*. 1990. Vol. 35, № 7. P. 891–904.
263. Near-field optical apertured tip and modified structures for local field enhancement / P.N. Minh, T. Ono, S. Tanaka, M. Esashi // *Applied Optics*. 2001. Vol. 40, № 15. P. 2479.
264. Novel high-spatial resolution probe for electric near-field measurement / D. Uchida, T. Nagai, Y. Oshima, S. Wakana // *2011 IEEE Radio and Wireless Symposium*. IEEE, 2011. P. 299–302.
265. On Implementing a Numeric Huygen's Source Scheme in a Finite Difference Program to Illuminate Scattering Bodies / D.E. Merewether, R. Fisher, F.W.

- Smith // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1980. Vol. 27, № 6. P. 1829–1833.
266. A Novel Method to Analyze Electromagnetic Scattering of Complex Objects / K. Umashankar, A. Taflove // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1982. Vol. EMC-24, № 4. P. 397–405.
267. Total-Field versus Scattered-Field Finite-Difference Codes: A Comparative Assessment / R. Holland, J.W. Williams // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1983. Vol. 30, № 6. P. 4583–4588.
268. Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations / G. Mur // IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1981. Vol. EMC-23, № 4. P. 377–382.
269. Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik / R. Courant, K. Friedrichs, H. Lewy // Mathematische Annalen. 1928. Vol. 100, № 1. P. 32–74.
270. Aberrations and allowances for errors in a hemisphere solid immersion lens for submicron-resolution photoluminescence microscopy / M. Baba, T. Sasaki, M. Yoshita, H. Akiyama // Journal of Applied Physics. 1999. Vol. 85, № 9. P. 6923–6925.
271. Theoretical analysis of numerical aperture increasing lens microscopy / S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, M.S. Ünlü // Journal of Applied Physics. 2005. Vol. 97, № 5. P. 0–12.
272. Solutions of Ill-Posed Problems. / J.B. Bell, A.N. Tikhonov, V.Y. Arsenin // Mathematics of Computation. 1978. Vol. 32, № 144. P. 1320.
273. THz-micro-spectroscopy with backward-wave oscillators / B. Gompf, M. Gerull, T. Müller, M. Dressel // Infrared Physics & Technology. 2006. Vol. 49, № 1–2. P. 128–132.
274. Теория оптико-электронных систем / Г.М. Мосягин, В.Б. Немтинов, Е.Н. Лебедев. Москва: Машиностроение, 1990. 432 с.
275. BWO Generators for Terahertz Dielectric Measurements / G.A. Komandin,

- S. V. Chuchupal, S.P. Lebedev, Y.G. Goncharov, et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2013. Vol. 3, № 4. P. 440–444.
276. Comparison between carbon, silicon and germanium bolometers and Golay cell in the far infrared / G. Dall'Oglio, B. Melchiorri, F. Melchiorri, V. Natale // Infrared Physics. 1974. Vol. 14, № 4. P. 347–350.
277. Preparation and properties of cotton stalk bundles and high-density polyethylene composites using hot-press molding / C. Qi, K. Guo, Y. Liu // Journal of Reinforced Plastics and Composites. 2012. Vol. 31, № 15. P. 1017–1024.
278. Optical properties of high-density polyethylene in injection press molding for IR system lenses / R. Kaneda, T. Takahashi, M. Takiguchi, M. Hijikata, et al. // Polymer Engineering & Science. 2018. Vol. 58, № 5. P. 632–641.
279. Terahertz pulse transmission in plastic photonic crystal fibres / H. Park, M. Cho, J. Kim, H. Han // Physics in Medicine and Biology. 2002. Vol. 47, № 21. P. 3765–3769.
280. Soft capacitor fibers using conductive polymers for electronic textiles / J.F. Gu, S. Gorgutsa, M. Skorobogatiy // Smart Materials and Structures. 2010. Vol. 19, № 11. P. 115006.
281. Справочник технолога-оптика / М.А. Окатов, Э.А. Антонов, А. Байгожин. 2-е изд. СПб: Политехника, 2004. 679 с.
282. Digital Image Processing. 3rd Edition / R.C. Gonzalez, R.E. Woods. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice-Hall Inc., 2007.
283. Apertureless near-field terahertz imaging using the self-mixing effect in a quantum cascade laser / P. Dean, O. Mitrofanov, J. Keeley, I. Kundu, et al. // Applied Physics Letters. 2016. Vol. 108, № 9. P. 091113.
284. Edge response revisited / S.N. Lashansky, S. Mansbach, M.J. Berger, T. Karasik, et al. // Proceedings of SPIE. 2008. Vol. 6941. P. 69410Z.
285. Low-loss polymers for terahertz applications / A. Podzorov, G. Gallot // Applied Optics. 2008. Vol. 47, № 18. P. 3254.
286. Material thickness optimization for transmission-mode terahertz time-domain

- spectroscopy / W. Withayachumnankul, B.M. Fischer, D. Abbott // *Optics Express*. 2008. Vol. 16, № 10. P. 7382.
287. 20 THz broadband generation using semi-insulating GaAs interdigitated photoconductive antennas / P.J. Hale, J. Madeo, C. Chin, S.S. Dhillon, et al. // *Optics Express*. 2014. Vol. 22, № 21. P. 26358.
288. The birefringence property of magnesium fluoride crystal in THz frequency region / F. Yu, L. Zhang, H. Zhong, C. Deng, et al. // *Proceedings of SPIE*. 2010. Vol. 78541S. P. 78541S.
289. Charge carrier dynamics of ZnSe by optical-pump terahertz-probe spectroscopy / A.K.G. Tapia, N. Yamamoto, C. Ponseca, K. Tominaga // *2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. IEEE, 2011. P. 1–2.
290. Evaluation of eight nonlinear crystals for phase-matched Terahertz second-order difference-frequency generation at room temperature / C. Bernerd, P. Segonds, J. Debray, J.-F. Roux, et al. // *Optical Materials Express*. 2020. Vol. 10, № 2. P. 561.
291. Quantitative analysis of water content and distribution in plants using terahertz imaging / A. V. Shchepetilnikov, A.M. Zarezin, V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, et al. // *Optical Engineering*. 2020. Vol. 59, № 06. P. 061617.
292. Temporal and Spatial Variability of Water Status in Plant Leaves by Terahertz Imaging / Z. Song, S. Yan, Z. Zang, Y. Fu, et al. // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2018. Vol. 8, № 5. P. 520–527.
293. Measurements of leaf water content using terahertz radiation / S. Hadjiloucas, L.S. Karatzas, J.W. Bowen // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1999. Vol. 47, № 2. P. 142–149.
294. Introducing terahertz technology into plant biology: A novel method to monitor changes in leaf water status / B. Breitenstein, M. Scheller, M.K. Shakfa, T. Kinder, et al. // *Journal of Applied Botany and Food Quality*. 2011. Vol. 84, № 2. P. 158–161.

295. Leaf water dynamics of *Arabidopsis thaliana* monitored in-vivo using terahertz time-domain spectroscopy / E. Castro-Camus, M. Palomar, A.A. Covarrubias // *Scientific Reports*. 2013. Vol. 3, № 1. P. 2910.
296. Progress towards two-dimensional biomedical imaging with THz spectroscopy / M.C. Beard, G.M. Turner, C.A. Schmuttenmaer // *Physics in Medicine and Biology*. 2002. Vol. 47, № 21. P. 3841–3846.
297. THz-imaging: a new method for density mapping of wood / M. Koch, S. Hunsche, P. Schumacher, M.C. Nuss, et al. // *Wood Science and Technology*. 1998. Vol. 32, № 6. P. 421–427.
298. Terahertz pulse imaging for tree-ring analysis: a preliminary study for dendrochronology applications / J.B. Jackson, M. Mourou, J. Labaune, J.F. Whitaker, et al. // *Measurement Science and Technology*. 2009. Vol. 20, № 7. P. 075502.
299. *Tissue Engineering and Regenerative Medicine 2017: A Year in Review* / K.M. Park, Y.M. Shin, K. Kim, H. Shin // *Tissue Engineering Part B: Reviews*. 2018. Vol. 24, № 5. P. 327–344.
300. The Scalable Standardized Biofabrication of Tissue Spheroids from Different Cell Types Using Nonadhesive Technology / E. V. Koudan, J. V. Korneva, P.A. Karalkin, I.S. Gladkaya, et al. // *3D Printing and Additive Manufacturing*. 2017. Vol. 4, № 1. P. 53–60.
301. *Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis* / V. V. Tuchin. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2015. 882 p.
302. Terahertz spectroscopy of snap-frozen human brain tissue: an initial study / G. Png, R. Flook, B.W.-H. Ng, D. Abbott // *Electronics Letters*. 2009. Vol. 45, № 7. P. 343.
303. Terahertz reflectometry imaging for low and high grade gliomas / Y. Bin Ji, S.J. Oh, S.-G. Kang, J. Heo, et al. // *Scientific Reports*. 2016. Vol. 6, № 1. P. 36040.
304. Перевиваемый штамм глиомы Крысы 101.8. I. Биологическая характеристика / А.С. Халанский, Л.И. Кондакова // *Клиническая и Экспериментальная Морфология*. 2013. Т. 4, № 8. С. 63–68.

ПРИЛОЖЕНИЕ

П.1. Анализ методов генерации и детектирования ТГц электромагнитного излучения для задач построения ТГц изображающих систем

В настоящем приложении проводится анализ существующих устройств генерации и детектирования ТГц излучения с целью выбора наиболее подходящих для построения макета ТГц микроскопа. Приводится краткая историческая справка изучения ТГц диапазона частот. Рассматриваются такие параметры ТГц источников как спектральный диапазон работы, средняя мощность, доступность, режим работы (импульсный или непрерывный). Для детекторов излучения уделяется внимание также спектральному диапазону, режиму работы (прямого детектирования или широкополосный), чувствительности и постоянной времени.

Выбор метода генерации ТГц излучения

Множество известных к настоящему моменту источников ТГц излучения можно классифицировать по физическим принципам, лежащим в основе генерации: излучение нагретых тел, ускоренное движение заряженных частиц, эффект фотопроводимости в полупроводниках, нелинейное преобразование излучения в кристаллах, генерация в плазме, энергетические переходы молекул и др. Также методы генерации можно разделить по типу излучения: непрерывное или импульсное. В Таблице 8 приведена сравнительная характеристика некоторых наиболее распространенных на сегодняшний день методов генерации ТГц излучения.

Таблица 8.

Сравнительная характеристика известных методов генерации ТГц излучения

Источник излучения	Диапазон	Средняя мощность	Режим генерации (И – импульсный / Н – непрерывный)	Комментарии	Ссылки
Нагретые тела (глобар)	0,03– 3 мм	1 мВт	Н	Низкая мощность, некогерентное излучение	[1–3]
Ртутная лампа	0,1– 420 мкм	1 мВт	Н	Низкая эффективность генерации	[4,5]
Синхротрон	0,1– 1 мм	50 Вт	Н	Большие габариты	[6,7]
Лазер на свободных электронах	50 нм – 10 мм	1000 Вт	Н	Большие габариты, избыточная мощность	[8,9]
Гиротрон	1– 15 мм	10 кВт	Н	Избыточная мощность	[10,11]
ЛОВ	0,2– 10 мм	10 мВт	Н	Средняя мощность, возможность перестройки частоты	[12–15]
Квантовый каскадный лазер	2,7– 250 мкм	200 мВт	Н	Работа при низких температурах	[16,17]
Оптическое выпрямление	0,06– 3 мм	10 нВт	И/Н	Низкая мощность	[18,19]
Фотопроводимость в полупроводниках	0,06– 3 мм	10 мкВт	И/Н	Компактность, низкая мощность	[20,21]
Газовые лазеры с оптической накачкой	0,03– 1 мм	10– 200 мВт	Н	Линейчатый спектр	[22]
Высокочастотная электроника: диоды Шоттки, варикап, туннельные диоды	0,1– 3 мм	100 мкВт	Н	Компактность, дороговизна	[23–26]
Генерация в плазме	0,01– 3 мм	100 мкВт	И		[27]

Рассмотрим требования, предъявляемые к источнику излучения для ТГц изображающей системы. Для задач ТГц микроскопии как правило используют источники непрерывного монохроматического ТГц излучения, если задача такой системы не накладывает других требований, поскольку для импульсного источника необходимо учитывать различие глубины резкости на разных длинах волн источника, обусловленное дисперсией материалов оптических элементов (хроматическая дисперсия). Среди других предпочтительных требований, предъявляемых к генератору ТГц излучения следует отметить: доступность, габариты, возможность работы при комнатной температуре. Таким образом, перспективным представляется использование в качестве источников ТГц излучения метод генерации непрерывного излучения в фотопроводящих и нелинейных средах, газовый лазер с оптической накачкой, а также ЛОВ. Однако, генерация в нелинейных и фотопроводящих средах характеризуется малой мощностью ТГц излучения, а также требует организации оптических биений, что усложняет конструкцию и накладывает ограничения на перестройку длины волны ТГц излучения. Газовые лазеры обладают высокой мощностью и высокой степенью монохроматичности, однако перестройка длины волны излучения также затруднена из-за линейчатого спектра генерации [28,29]. ЛОВ обеспечивают достаточно высокую мощность генерации ТГц волн от десятков до сотен милливатт, высокую степень монохроматичности (до $\Delta\nu/\nu = 10^{-6}$ [30]), кроме того ЛОВ имеют возможность перестройки длины волны излучения в диапазоне 100–200 мкм. Несколько ламп могут покрыть диапазон 200–1000 мкм. Таким образом ЛОВ представляется наиболее привлекательным методом генерации непрерывного ТГц излучения для создания ТГц изображающей системы.

Выбор метода детектирования ТГц излучения

Существующие методы детектирования ТГц волн также можно классифицировать по лежащим в их основе физическим принципам:

тепловые, пироэлектрические, оптико-акустические, основанные на эффекте фотопроводимости в полупроводниках и электрооптического преобразования в кристаллах. Также приемники ТГц излучения можно разделить по типу детектирования: широкополосные квадратичные приемники, регистрирующие модуль интенсивности ТГц волн и когерентные приемники, позволяющие регистрировать информацию как об амплитуде, так и о фазе ТГц поля. Для задач ТГц микроскопии и визуализации нет необходимости регистрировать информацию о фазе сигнала, поэтому рассмотрим подробнее квадратичные методы детектирования. Средние характеристики наиболее распространенных квадратичных методов детектирования ТГц волн приведены в Таблице 9.

Таблица 9.

Характеристики квадратичных методов детектирования излучения ТГц диапазона

Приемник излучения	Рабочий спектральный диапазон, ТГц	Частота модуляции, Гц	Эквивалентная мощность шума (NEP), Вт Гц ^{-1/2}	Постоянная времени, с
Ячейка Голея	0,01– 30	22	10 ⁻⁹	10 ⁻¹
Болометр (VO _x)	0,01– 4,3	10 ²	10 ⁻¹⁵	10 ⁻⁶
Пироэлектрик	0,2– 300	30	2 × 10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁵

Среди квадратичных методов детектирования, не требующих охлаждения до температур жидкого азота или гелия, следует отметить ячейку Голея (опто-акустический приемник) и пироэлектрический приемник. Оба метода способны детектировать электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн, что означает необходимость модуляции пучка источника по интенсивности, либо применения узкополосных фильтров. Для ячейки Голея характерна высокая чувствительность, простота конструкции и доступность, что обуславливает ее широкое применение. К недостатку

данного метода детектирования следует отнести довольно большую постоянную времени, а, следовательно, увеличенное время регистрации одного изображения, что, впрочем, является не критичным для апробации метода визуализации. Для практических применений, в которых необходимо малое время регистрации изображения, ячейка Голея может быть заменена пироэлектрическим приемником, обладающим приблизительно на два порядка меньшей постоянной времени.

Таким образом, в настоящем приложении произведен анализ существующих методов генерации и детектирования ТГц излучения и сделан выбор наиболее подходящих устройств для построения ТГц изображающей системы с высоким пространственным разрешением: ЛОВ в качестве источника и ячейки Голея в качестве приемника непрерывного ТГц излучения.

II.2. Анализ материалов ТГц оптоэлектроники для создания оптических элементов изображающей системы

Другим важным этапом при построении ТГц изображающей системы является разработка оптической схемы прибора, состоящей из отражающих и преломляющих оптических элементов. В сравнении с технологиями видимого и ИК диапазонов, средняя мощность источников ТГц излучения невелика, а материалы оптических элементов обладают достаточно высоким поглощением. Правильный подбор оптических материалов позволит повысить энергетическую эффективность проектируемой системы. В настоящем приложении рассматриваются материалы, применяемые в ТГц оптоэлектронике, а также проводится их сравнительный анализ, с целью выбора наиболее оптимальных из них для построения ТГц изображающей системы. Оцениваются такие параметры материалов как поглощение излучения, коэффициент преломления и дисперсия, технологичность при обработке. Отдельно рассматриваются отражающие материалы, применяемые для

напыления зеркальных покрытий, а также преломляющие материалы, условно разделенные на кристаллические и полимерные среды.

Отражающие материалы

В 1904 г. Г. Рубенсом и Э. Хагеном было впервые показано, что отражательная способность металлов для излучения с длинами волн выше 10 мкм (или, соответственно, с частотами ниже 30 ТГц) зависит от их удельной электропроводности. Спектральный коэффициент отражения определяется выражением [31,32]:

$$R(\lambda) \cong 1 - \sqrt{\frac{16\pi c \epsilon_0}{\lambda \sigma_0}} \quad (\text{П.1})$$

где σ_0 – удельная проводимость металла. Из данного выражения можно сделать вывод, что коэффициент отражения для большинства чистых металлов близок к 0,99 (см. Таблицу 10), а, следовательно, можно считать, что даже сложные отражательные системы практически не вносят потерь ТГц излучения. Так среди наиболее часто используемых металлов для напыления зеркал отмечают золото, алюминий, серебро и медь. Однако, все металлы, кроме золота обычно используют в сочетании с защитным покрытием, чтобы избежать окисления на воздухе. Защитные покрытия могут вносить потери и фазовые искажения в пучки, что ограничивает круг применения таких зеркал. Золото не окисляется при комнатной температуре, что делает его наиболее предпочтительным материалом для создания отражательных оптических элементов в ТГц технике.

Таблица 10.

**Сравнительная характеристика металлов, применяемых
для напыления отражающих поверхностей**

Металл	Удельная проводимость, МСм/м	Коэффициент отражения на частоте 1 ТГц
Ag	62,5	0,9953
Cu	59,5	0,9965
Au	45,5	0,9942
Al	38	0,9961
Ti	1,7	0,9840

Диэлектрические и полупроводниковые материалы

Поглощение ТГц излучения средой в большей степени определяется взаимодействием со свободными зарядами среды и фоновыми резонансами. Для работы в ТГц диапазоне не используются стекла, так широко применяемые в видимом и ИК диапазонах частот, из-за сильного поглощения на зарядовых дефектах. Высокой прозрачностью в ТГц области частот обладают материалы с низкой проводимостью, которые классифицируют на полимерные, полупроводниковые и диэлектрические.

Наилучшим материалом по оптическим характеристикам в ТГц диапазоне частот считают высокорезистивный кристаллический кремний (Si). Он обладает не только высокой прозрачностью, но и практически нулевой дисперсией показателя преломления. Механические и диэлектрические свойства кристаллического кремния хорошо изучены, а также данный материал является довольно доступным. Кристаллический кремний, изготовленный методом зонной плавки HRFZ-Si обладает особенно низкой концентрацией зарядов, а также высоким удельным сопротивлением (> 10 кОм/см).

Поскольку германий (Ge) обладает такой же кристаллической структурой, как и кремний, можно предположить, что германий должен обладать схожими диэлектрическими свойствами в ТГц диапазоне частот.

Однако из-за низкой энергии запрещенной зоны, концентрация носителей зарядов в германии достаточно велика, а, следовательно, удельное сопротивление (46 Ом/см) и пропускание в ТГц области спектра оказываются низкими.

Современные хорошо отработанные методы производства полупроводников позволяют создавать кристаллы арсенида галлия GaAs с очень высоким удельным сопротивлением ($> 10 \text{ МОм/см}$) и низкой концентрацией носителей зарядов. Однако из-за неравномерного распределения плотности зарядов в кристаллической решетке, состоящей из двух элементов, в кристалле возникает сильное фононное поглощение, с резонансом на частоте $8,1 \text{ ТГц}$, хвост от которого затрагивает также низкие частоты.

Коэффициент поглощения кристаллического сапфира, кристаллического кварца и плавленого кремния значительно выше, однако их прозрачность в видимом диапазоне бывает полезна для некоторых приложений. Помимо этого, сапфир и кварц обладают двулучепреломлением, а значит их показатель преломления и коэффициент поглощения отличаются для обыкновенной и необыкновенной волн.

В Таблице 11 приводится анализ оптических характеристик наиболее распространенных диэлектрических, полупроводниковых и полимерных материалов, применяемых для создания оптических элементов ТГц оптотехники. В качестве параметров для сравнения выбраны коэффициент поглощения и показатель преломления материала на частоте $0,5 \text{ ТГц}$, а также численное выражение дисперсии материала, определяемое в виде разницы показателей преломления на частотах $1,0$ и $0,5 \text{ ТГц}$. Сравнительная характеристика составлена на основе исследований по широкополосной ТГц диэлектрической спектроскопии данных сред, описанных в литературе [33–35].

Таблица 11.

Характеристики ТГц кристаллических и полимерных материалов

Материал	Поглощение α (см ⁻¹) на частоте 0,5 ТГц	Показатель преломления $n_{0,5\text{ТГц}}$ на частоте 0,5 ТГц	Дисперсия показателя преломления $\Delta n = n_{1,0\text{ТГц}} - n_{0,5\text{ТГц}}$
<i>Диэлектрические материалы</i>			
Сапфир (Al ₂ O ₃)	0,2	3,40	0,005
Кристаллический кварц (SiO ₂)	0,02	2,15	0,002
Плавленный кремний (Si)	0,5	1,95	0,002
Высокорезистивный кремний (HRFZ-Si)	0,03	3,415	0
Высокорезистивный арсенид галия (HR-GaAs)	0,4	3,59	0,002
Германий с собственной проводимостью (Ge)	1,3	4	0,004
<i>Полимерные материалы</i>			
Полиэтилен высокой плотности (HDPE)	0,13	1,54	0,001
Полиметилпентен (TPX)	0,3	1,46	0,002
Полиэтилен низкой плотности (LDPE)	0,2	1,52	0,001
Политетрафторэтилен (тефлон)	0,05	1,43	0,001
Циклический сополимер олефина (Toras)	0,13	1,52	0,004
Полиметилметакрилат (PMMA)	10	1,62	-0,010
Полиамид 6 (PA6)	10	1,76	-0,010

Полимерные материалы

Такие полимерные материалы как полиэтилен, тефлон (PolyTetraFluoroEthylene – PTFE) и TPX обладают довольно низким поглощением в ТГц диапазоне частот и низкой дисперсией диэлектрических характеристик. Полиэтилен высокой плотности (HDPE) и полиэтилен низкой плотности (Low Density PolyEthylene – LDPE) помимо высокой прозрачности являются изотропными по своим оптическим свойствам, технологичными и

химически стабильными. В полиэтилене высокого качества наблюдается узкая фононная мода на частоте 2,2 ТГц. Также было показано, что диэлектрические свойства материала HDPE могут варьироваться с изменением условий кристаллизации [36].

Тефлон обладает низким коэффициентом поглощения в низкочастотной ТГц области спектра. Также для него характерны высокая устойчивость к коррозии и адсорбции, что делает его популярным для биологических и химических приложений. Полиметилпентен (PolyMethylPentene – PMP) или TPX прозрачен не только в ТГц, но и в видимом диапазоне, а также его показатель преломления близок в видимом и в ТГц диапазонах, что, в некоторых случаях, делает оптические элементы изготовленные из этого материала более удобными для юстировки. Материал Tsurupica (также известный как topas или пикарин), разработанный компанией RIKEN, Япония, также обладает высокой прозрачностью как в видимом, так и в ТГц областях спектра. Характеристики данных полимерных материалов также перечислены в Таблице 11.

Проведенный анализ существующих материалов ТГц оптоэлектроники показывает, что наилучшим материалом для создания оптических элементов с простой геометрией (плоскопараллельные окна, сферические линзы) является HRFZ-Si. Для оптических элементов, имеющих более сложную форму, лучше использовать HDPE, из-за его лучших технологических качеств и доступности на рынке. В качестве материала покрытия зеркал лучше применять золото, поскольку при нормальных условиях данный материал не окисляется кислородом воздуха.

1. Spectral emissivity of a Globar lamp in the 2-50- μ m region / V.M. Zolotarev, R.K. Mamedov, A.N. Bekhterev, B.Z. Volchek // Journal of Optical Technology. 2007. Vol. 74, № 6. P. 378.
2. Comparison of Glower and Globar Sources for Infra-Red Spectrometry /

- R.A. Friedel, A.G. Sharkey // Review of Scientific Instruments. 1947. Vol. 18, № 12. P. 928–928.
3. A New Source for Infra-Red Spectrometers / L.G. Smith // Review of Scientific Instruments. 1942. Vol. 13, № 2. P. 63–64.
 4. Two-temperature, two-dimensional fluid modelling of mercury plasma in high-pressure lamps / K. Charrada, G. Zissis, M. Aubes // Journal of Physics D: Applied Physics. 1996. Vol. 29, № 9. P. 2432–2438.
 5. On Extremely Long Waves Emitted by the Quartz Mercury Lamp / H. Rubens, O. Baeyer // Phil. Mag. 1911. Vol. 21. P. 689–703.
 6. Observation of Broadband Self-Amplified Spontaneous Coherent Terahertz Synchrotron Radiation in a Storage Ring / J.M. Byrd, W.P. Leemans, A. Loftsdottir, B. Marcelis, et al. // Physical Review Letters. 2002. Vol. 89, № 22. P. 224801.
 7. Intense coherent terahertz generation from accelerator-based sources / H. Hama, M. Yasuda, M. Kawai, F. Hinode, et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2011. Vol. 637, № 1. P. S57–S61.
 8. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements / B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov // Measurement Science and Technology. 2010. Vol. 21, № 5. P. 054017.
 9. Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser / M.A. Dem'yanenko, D.G. Esaev, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, et al. // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92, № 13. P. 131116.
 10. Development of Terahertz FU CW Gyrotron Series for DNP / T. Idehara, T. Saito, I. Ogawa, S. Mitsudo, et al. // Applied Magnetic Resonance. 2008. Vol. 34, № 3–4. P. 265–275.
 11. Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range / V.L. Bratman, Y.K. Kalynov, V.N. Manuilov // Physical Review Letters. 2009.

- Vol. 102, № 24. P. 245101.
12. Dielectric response of (Ba,Sr)TiO₃ thin films in a terahertz and IR ranges / G.A. Komandin, V.M. Mukhortov, O.E. Porodinkov, I.E. Spektor // *Physics of the Solid State*. 2013. Vol. 55, № 2.
 13. High Power Wideband Gyrotron Backward Wave Oscillator Operating towards the Terahertz Region / W. He, C.R. Donaldson, L. Zhang, K. Ronald, et al. // *Physical Review Letters*. 2013. Vol. 110, № 16. P. 165101.
 14. A watt-class 1-THz backward-wave oscillator based on sine waveguide / X. Xu, Y. Wei, F. Shen, H. Yin, et al. // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, № 1. P. 013113.
 15. Corrugated Rectangular Waveguide Tunable Backward Wave Oscillator for Terahertz Applications / M. Mineo, C. Paoloni // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2010. Vol. 57, № 6. P. 1481–1484.
 16. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // *Nature Photonics*. 2007. Vol. 1, № 9. P. 517–525.
 17. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, et al. // *Nature*. 2002. Vol. 417, № 6885. P. 156–159.
 18. Free-space radiation from electro-optic crystals / B.B. Hu, X.-C. Zhang, D.H. Auston, P.R. Smith // *Applied Physics Letters*. 1990. Vol. 56, № 6. P. 506–508.
 19. Materials for terahertz science and technology / B. Ferguson, X.-C. Zhang // *Nature Materials*. 2002. Vol. 1, № 1. P. 26–33.
 20. Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters / Y.C. Shen, P.C. Upadhyaya, E.H. Linfield, H.E. Beere, et al. // *Applied Physics Letters*. 2003. Vol. 83, № 15. P. 3117–3119.
 21. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon / D.H. Auston // *Applied Physics Letters*. 1975. Vol. 26, № 3. P. 101–103.
 22. On the history of far-infrared (FIR) gas lasers: Thirty-five years of research and application / G. Dodel // *Infrared Physics & Technology*. 1999. Vol. 40, № 3. P. 127–139.

23. Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes / S. Pérez, T. González, D. Pardo, J. Mateos // *Journal of Applied Physics*. 2008. Vol. 103, № 9. P. 094516.
24. Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor / J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, et al. // *Journal of Applied Physics*. 2005. Vol. 97, № 6. P. 064307.
25. A Frequency-Multiplied Source With More Than 1 mW of Power Across the 840–900-GHz Band / A. Maestrini, J.S. Ward, J.J. Gill, C. Lee, et al. // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2010. Vol. 58, № 7. P. 1925–1932.
26. Emission of Coherent THz Radiation from Superconductors / L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, et al. // *Science*. 2007. Vol. 318, № 5854. P. 1291–1293.
27. Generation of Intense Terahertz Radiation via Optical Methods / F. Blanchard, G. Sharma, L. Razzari, X. Ropagnol, et al. // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2011. Vol. 17, № 1. P. 5–16.
28. Submillimeter Wave Lasers / E.R. Mueller // *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1999.
29. Terahertz sources / P. Shumyatsky, R.R. Alfano // *Journal of Biomedical Optics*. 2011. Vol. 16, № 3. P. 033001.
30. THz-micro-spectroscopy with backward-wave oscillators / B. Gompf, M. Gerull, T. Müller, M. Dressel // *Infrared Physics & Technology*. 2006. Vol. 49, № 1–2. P. 128–132.
31. On Some Relations Between the Optical and the Electrical Qualities of Metals / E. Hagen, H. Rubens // *Phil. Mag.* 1904. Vol. 7. P. 157–161.
32. *Principles of Terahertz Science and Technology* / Y.-S. Lee. New York, NY, USA: Springer, 2009. 347 p.
33. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors / D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, C.

- Fattinger // *Journal of the Optical Society of America B*. 1990. Vol. 7, № 10. P. 2006.
34. Electrical and optical properties of MWNTs/HDPE composites in THz region / X.-L. Chen, M.-W. Ma, X.-M. Yang, K. Yang, et al. // *Wuli Huaxue Xuebao/ Acta Physico - Chimica Sinica*. 2008. Vol. 24, № 11. P. 1969–1974.
 35. Measurement of the dielectric constant and loss tangent of high dielectric-constant materials at terahertz frequencies / P.H. Bolivar, M. Brucherseifer, J.G. Rivas, R. Gonzalo, et al. // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2003. Vol. 51, № 4 I. P. 1062–1066.
 36. THz-Spectroscopy on High Density Polyethylene with Different Crystallinity / S. Sommer, T. Raidt, B.M. Fischer, F. Katzenberg, et al. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2016. Vol. 37, № 2. P. 189–197.