

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Осинцева Наталья Дмитриевна

**ФОРМИРОВАНИЕ МОЩНЫХ ВИХРЕВЫХ
ВЕКТОРНЫХ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО
ДИАПАЗОНА С ПОМОЩЬЮ
ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ
ЭЛЕМЕНТОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В
ПЛАЗМОНИКЕ**

1.3.2. Приборы и методы экспериментальной физики

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

Чопорова Юлия Юрьевна

Новосибирск – 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1 Экспериментальная установка и методы	18
1.1. Лазер на свободных электронах и характеристики генерируемого ТГц-излучения	18
1.2. Экспериментальная станция «Терагерцовая и инфракрасная фотоника»	21
1.3. Детекторы ТГц-излучения.....	24
1.3.1 Матричный микроболометрический приемник	24
1.3.2 Пироэлектрическая камера Pyrocam IV	26
1.4. Оптические элементы для управления ТГц-излучением.....	27
1.4.1 Линзы.....	28
1.4.2 Светоделители	29
1.4.3 Сегментная полуволновая пластинка.....	30
1.4.4 Моданы.....	32
1.4.5 Фазовый аксикон с бинарным рельефом	33
1.4.6 Фазовый аксикон с кусочно-непрерывным профилем.....	39
1.5. Методы численного моделирования	40
Глава 2 Формирование совершенных векторных вихревых пучков с помощью дифракционных оптических элементов	43
2.1. Формирование вихревых бесселевых пучков с помощью дифракционных оптических элементов.....	43

2.1.1	Формирование бинарными фазовыми аксиконами	43
2.1.2	Формирование голографическим аксиконом	49
2.2.	Распространение вихревых пучков сквозь амплитудные и фазовые объекты – свойство «самовосстановления»	49
2.3.	Формирование векторных вихревых пучков.....	59
2.3.1	Формирование векторных вихревых пучков с помощью комбинации эрмит-гауссовых пучков	59
2.3.2	Формирование векторных вихревых пучков с помощью сегментной полуволновой пластинки	61
2.4.	Формирование «совершенных» векторных вихревых пучков	63
2.5.	Формирование вихревых бесселевых пучков с комбинированным топологическим зарядом	70
Глава 3 Идентификация модового состава пучка методом фильтрации		73
3.1.	Идентификация эрмит-гауссовых пучков	73
3.2.	Идентификация одномодовых вихревых бесселевых пучков	75
3.2.1	Обратное преобразование одномодового вихревого бесселева пучка в квази-гауссов пучок	78
3.3.	Идентификация многомодовых вихревых бесселевых пучков	79
Глава 4 Генерация и исследование вихревых ППП на аксиально- симметричной поверхности		84
4.1.	Метод генерации	86

4.2. Образцы.....	87
4.3. Формирование вихревых поверхностных плазмон-поляритонов.....	88
4.4. Исследование вращения вихревых поверхностных плазмон-поляритонов....	92
Заключение.....	95
Список сокращений и условных обозначений.....	98
Список литературы.....	99

Введение

Актуальность темы исследования

Пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1, 2, 3], или вихревые пучки, играют большую роль в современной оптике и важны для различных приложений [4, 5, 6]. Одним из наиболее перспективных и быстро развивающихся направлений является применение таких пучков в телекоммуникационных системах [7, 8, 9, 10]. Поверхность волнового фронта оптических вихрей представляет собой один или множество геликоидов, вращающихся вокруг оси распространения, число которых называется топологическим зарядом (ТЗ) l и может принимать значения от ± 1 (где $+$ или $-$ это направление вращения геликоида) вплоть до нескольких тысяч, например, в работе [11] были получены вихревые пучки $l=10010$. Сам же ОУМ является физической величиной, характеризующейся моментом импульса, который может быть передан частице. Для каждого фотона он равен произведению $l\hbar$, где \hbar – постоянная Планка, деленная на 2π . Наличие ОУМ дает возможность передавать несколько пучков на одной частоте независимо друг от друга, что позволяет осуществлять мультиплексирование каналов передачи данных [12, 13]. Такие пучки активно исследуются и находят применения в видимом [14, 15, 16], инфракрасном [17, 18, 19, 20] и радиодиапазонах [8, 21], а также в акустике, например, в ультразвуковом диапазоне [22]. Последней по времени областью электромагнитного спектра, где были получены пучки с ОУМ, является терагерцовый (ТГц) диапазон [23, 24, 25].

Актуальность проведенной работы обусловлена растущей потребностью к повышению объема передаваемых данных в беспроводных сетях. С одной стороны, это обеспечивается повышением частоты передаваемого излучения, по сравнению с радиодиапазоном, и переходом к ТГц-частотам (0,1 – 10 ТГц). Сопутствующее уменьшение длины волны приводит к уменьшению дифракционного рассеяния, что позволит осуществить передачу сигнала направленными пучками, сформированными при помощи компактных

оптических элементов. С другой стороны, предлагаемое применение пучков с бессель-гауссовой поперечной модой, в противовес распространённой гауссовой, обеспечит устойчивость сигнала при передаче в атмосфере благодаря их уникальным свойствам: «бездифракционности», обеспечивающей отсутствие видимой расходимости, и «самовосстановлению» после встречи с преградами. Еще одним преимуществом пучков с ОУМ является возможность их мультиплексирования, т.е. сложения в один пространственный канал множества пучков с разным l , передаваемых на одной частоте. Это дополнительно повысит информационную плотность передаваемых сигналов. В настоящий момент данные многообещающие методы и подходы являются новыми и малоисследованными для ТГц-диапазона. В связи с этим их экспериментальная апробация востребована, особенно учитывая активно осуществляемый переход в субтерагерцовый диапазон частот (120–350 ГГц) беспроводных сетей (например, 6G).

Формирование оптических вихрей в видимом диапазоне чаще всего осуществляется с применением пространственных модуляторов света на основе жидких кристаллов [26]. Однако, коммерчески доступных устройств такого типа для ТГц-диапазона не существует. Более того, их применение требовало бы высокого ослабления в случае применения высокомогущного терагерцового излучения гиротронов [27, 28] или лазеров на свободных электронах [29, 30]. На данном этапе развития ТГц-детекторов требуется работать с мощными пучками, чтобы получать профили интенсивности в реальном времени. Одним из подходящих способов формирования интенсивных ТГц-вихрей является использование дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Ранее в работах [31, 32] достаточно полно было изложено описание изготовления и применения различных ДОЭ для управления поперечно-модовым составом мощного ТГц-пучка излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ), в том числе для формирования мод Бесселя [33, 34].

Вихревые пучки ввиду наличия изменяющейся по азимуту фазы, обладают неоднозначностью фазы в центре и, следовательно, нулевой интенсивностью на оси. В таком случае наблюдается формирование лаггер-гауссова или бессель-гауссова пучка.

Вихревые пучки могут применяться и для проводной передачи данных. В ТГц-области активно развивается волноводный подход для передачи данных в миниатюрных интегрированных оптических устройствах. Однако, существует альтернативное решение, основанное на возбуждении волн на поверхности проводника. Такие волны называются поверхностными плазмон-поляритонами (ППП), для краткости я буду называть их плазмонами, и представляют собой поверхностную электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела сред между металлом и диэлектриком [35, 36]. Природа и свойства ППП хорошо исследованы в видимом и среднем инфракрасном диапазонах [37, 38]. В ТГц же диапазоне исследования начались относительно недавно, но число работ в этом направлении непрерывно растет [39].

В данном диссертационном исследовании формировались и исследовались вихревые поверхностные плазмон-поляритоны и формирующие их вихревые бессель-гауссовы пучки, которые здесь и далее для краткости и простоты будут называться *бесселевыми* пучками. Это связано с тем, что бесселевы пучки в классическом понимании априори не могут существовать в реальной жизни, т.к. должны иметь бесконечную энергию и отсутствие расходимости. В данном же случае пучок ограничен расходимостью входного пучка, а также размером апертуры дифракционного элемента.

Степень разработанности темы исследований

Исследование вихревых пучков берет начало с 1990х годов и они уже были реализованы во многих диапазонах длин волн, начиная с радио, заканчивая рентгеновским, включая ТГц-диапазон. Однако, в существующих работах не

рассматривалось формирование мощных вихревых пучков, обладающих модой Бесселя. Наличие в данной работе мощного ТГц-излучения потребовало решения ряда задач, связанных с изготовлением элементов, таких как выбор материалов с высокой лучевой стойкостью и разработка технологии изготовления рельефа. Большинство методов, примененных в работе, а именно формирование «совершенных» вихревых пучков и пучков с радиальной поляризацией, активно применяются в видимом диапазоне и в данной работе были адаптированы для работы с ТГц-излучением высокой мощности на длине волны 141 мкм. При этом впервые мощные мультиплексные ТГц бесселевы пучки были сформированы в интерферометрической схеме Маха-Цендера, а также предложен метод распознавания топологического заряда таких пучков, основанный на применении ДОЭ и анализе фурье-образа прошедшего через него пучка.

ППП являлись предметом исследования достаточно давно (начиная с 1970х годов). Основные исследования проводились по распространению ППП на плоской поверхности. Однако, генерация поверхностных плазмон-поляритонов на аксиально-симметричной поверхности в ТГц-диапазоне является новой темой и не была ранее исследована мировым научным сообществом. В литературе есть примеры работ распространения по тонкой проволоке микро- [40, 41] и нанометрового [42, 43, 44] размера ППП с частотой, соответствующей видимому диапазону, однако наблюдаемые тогда эффекты отличны от случая, рассмотренного в данной работе. В случае тонкой проволоки проводник работает как направляющая, с которой связана распространяющаяся волна. Здесь распространение поверхностных плазмон-поляритонов по проводнику можно рассматривать как движение по плоской поверхности из-за большого по сравнению с длиной волны диаметра образца. Данное исследование является фундаментальным и на данный момент трудно применимым в прикладных областях. Требуется развитие технологий терагерцового диапазона для применения результатов данной работы на практике. Несмотря на то, что работа

проделана с использованием ТГц-излучения, продемонстрированные эффекты характерны и для других спектральных диапазонов.

Целью данной работы является исследование вихревых бесселевых пучков в терагерцовом диапазоне для генерации поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся по аксиально-симметричному волноводу. Для достижения данной цели в рамках работы необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Экспериментальное исследование свойств вихревых бесселевых пучков терагерцового диапазона, сформированных с помощью фазовых дифракционных элементов (с бинарным и кусочно-непрерывным профилями);
2. Формирование вихревых бесселевых пучков с комбинированным топологическим зарядом и разработка метода идентификации бесселевой моды в регистрируемом пучке (как в одномодовом, так и в многомодовом случаях) с помощью дифракционных оптических элементов, аналогичных используемым для формирования вихревого бесселева пучка;
3. Создание совершенного вихревого пучка, то есть кольцевого пучка, не меняющего диаметр при изменении орбитального углового момента, с радиальной поляризацией для генерации вихревых поверхностных плазмон-поляритонов на аксиально-симметричном проводнике;
4. Исследование свойств вихревых поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся на аксиально-симметричном проводнике.

Научная новизна

Впервые экспериментально изучен ряд особенностей, присущих мощным вихревым бесселевым пучкам ТГц-диапазона в зависимости от параметров формирующих дифракционных аксиконов. В частности, экспериментально и численно показано, что отклонение от расчетной длины волны пучка,

освещающего аксиконы (как с бинарным, так и с кусочно-непрерывным рельефом), приводят к регулярным вариациям интенсивности по азимуту в кольцах Бесселева пучка и его Фурье-образа.

Комбинации мощных вихревых пучков Бесселя терагерцового диапазона с различными топологическими зарядами сформированы в интерферометрической схеме Маха-Цендера. Предложен и апробирован метод, позволяющий выделять сигнал с заданным топологическим зарядом. Метод основан на анализе Фурье-образа пучка, прошедшего через кремниевый дифракционный оптический элемент, установленный в зоне его формирования, с фазовой функцией, совпадающей с функцией сформировавшего данный пучок элемента. Параметры элемента рассчитаны на длину волны ТГц-излучения НЛСЭ. Метод был реализован как в случае одномодового, так и многомодового пучка, включающего в себя комбинацию вихревых бесселевых пучков с топологическими зарядами -1 и -2.

В терагерцовом диапазоне впервые получены мощные вихревые пучки, диаметр которых не зависит от топологического заряда пучка, так называемые «совершенные» вихревые пучки.

Впервые сформированы поверхностные плазмон-поляритоны терагерцового диапазона на аксиально-симметричной поверхности. В качестве освещающего пучка использовался совершенный вихревой радиально-поляризованный пучок, диаметр которого соответствовал диаметру входного торца образца.

Впервые показано, что направление вращения и питч-фактор вихревых плазмон-поляритонов зависят от топологического заряда освещающего пучка.

Теоретическая и практическая значимость работы

Разработка методов генерации вихревых плазмонов имеет большую научную значимость во многих областях. Применение вихревых ППП открывает

новые возможности для манипуляции светом на наномасштабе, что может привести к разработке более эффективных оптических устройств, сенсоров и методов передачи информации. В контексте телекоммуникаций, вихревые пучки могут значительно улучшить производительность и эффективность беспроводных систем связи, а также обеспечить стабильность сигнала при работе в сложных погодных условиях.

Методология и методы диссертационного исследования

Экспериментальные исследования в работе были выполнены с использованием терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах – самого мощного в мире источника узкополосного излучения с длиной волны, перестраиваемой в диапазоне от 8 до 403 мкм. Формирование вихревых бесселевых и эрмит-гауссовых пучков было выполнено с помощью фазовых элементов с бинарным и кусочно-непрерывным рельефом. Моделирование распределения интенсивности бесселевых и эрмит-гауссовых пучков выполнялось методом расчёта интеграла Гюйгенса-Френеля. Свойства бесселевых пучков, связанные с наличием орбитального углового момента, исследовались рядом дифракционных и интерференционных методов, доказывающих наличие у таких пучков геликоидального фазового волнового фронта.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Отклонение длины волны излучения от расчетных значений для аксиконов терагерцового диапазона с бинарным и кусочно-непрерывным рельефами приводят к периодическим вариациям азимутального распределения интенсивности бесселева пучка и его Фурье-образа.
2. Разработанный метод, основанный на анализе Фурье-образа бесселева терагерцового пучка, прошедшего через бинарный дифракционный оптический элемент на подложке из материала, прозрачного в

терагерцовой области спектра, установленный в зоне его формирования, с фазовой функцией, совпадающей с функцией формирующего заданную бесселеву моду элемента и рассчитанный на длину волны терагерцового пучка, позволяет идентифицировать заданный бесселев пучок в случае одномодового терагерцового пучка, а также в составе многомодового терагерцового пучка.

3. Вихревые поверхностные плазмон-поляритоны возбуждаются на цилиндрическом проводнике при дифракции на его торце «совершенного» вихревого пучка, распространяются вдоль винтовых линий на его поверхности, сохраняя орбитальный угловой момент исходного пучка, и трансформируются на его конце в свободную волну с тем же значением топологического заряда.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

1. Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application «SFR-2016» (г. Новосибирск, Россия, 2016);
2. Конкурс-конференция «Фотоника и оптические технологии» (г. Новосибирск, Россия, 2016);
3. III Международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии» ИТНТ-2017 (г. Самара, Россия, 2017);
4. Международная научная студенческая конференция МНСК-2017 (г. Новосибирск, Россия, 2017);
5. 10th international workshop «Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and applications» SMP-2017 (г. Нижний-Новгород, Россия, 2017);
6. Оптические и информационные технологии 2017 (г. Новосибирск, Россия, 2017);

7. X международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2017» (г. Санкт-Петербург, Россия, 2017);
8. Международная научная студенческая конференция МНСК-2018 (г. Новосибирск, Россия, 2018);
9. Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application «SFR-2018» (г. Новосибирск, Россия, 2018);
10. 43th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW THz-2018) (г. Нагоя, Япония, 2018);
11. 3rd International Conference Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications (TERA-2018) (г. Нижний Новгород, Россия, 2018);
12. XI Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (г. Нижний Новгород, Россия, 2019);
13. Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application «SFR-2020» (г. Новосибирск, Россия, 2020);
14. Конкурс-конференция «Оптические и информационные технологии» (г. Новосибирск, Россия, 2020);
15. XII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (г. Нижний Новгород, Россия, 2022);
16. Synchrotron and Free Electron Laser Radiation: generation and application (SFR-2022) (г. Новосибирск, Россия, 2022);
17. XXXII Школа-симпозиум по голографии, когерентной оптике и фотонике HOLOSCHOOL XXXII (г. Санкт-Петербург, Россия, 2022);
18. XIX Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям HOLOEXPO Science & Practice 2022 (г. Санкт-Петербург, Россия, 2022);

- 19.5-я Конференция с Международным Участием «Терагерцовое и микроволновое излучение: генерация, детектирование и приложения» (TERA-2023) (г. Москва, Россия, 2023);
- 20.XX Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям HOLOEXPO Science & Practice 2023 (г. Сочи, Россия, 2023);
- 21.Photonics Asia 2023 (г. Пекин, Китай, 2023);
- 22.Photonics of Vortex Light: problems and perspectives (г. Самарканд, Узбекистан, 2023);
- 23.Синхротронное излучение и лазеры на свободных электронах (СИ и ЛСЭ – 2024) (г. Новосибирск, Россия, 2024)
- 24.21st International Conference Laser Optics ICLO 2024 (г. Санкт-Петербург, Россия, 2024);
- 25.XXI Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям Холоэкспо Наука и Практика 2024 (г. Казань, Россия, 2024);
- 26.The 31st International Conference Advanced Laser Technologies ALT 2024 (г. Владивосток, Россия, 2024).

По результатам российских и международных конференций было опубликовано 56 тезисов докладов в соответствующих трудах.

Публикации

Основные результаты диссертационного исследования получены в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук в 2016–2023 годах. По теме диссертации опубликовано 6 работ [45, 46, 47, 48, 49, 50] в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК, 1 коллективная монография [51].

В научных изданиях, рекомендованных ВАК при Минобрнауки России (работы проиндексированы в международных базах данных Web of Science и Scopus, в том числе 5 статей изданы в международных журналах уровня Q2):

1. Control of transverse mode content and polarization structure of terahertz coherent beams / V. S. Pavelyev, Yu. Yu. Choporova, N. D. Osintseva [и др.]. – Текст: непосредственный // *Computer Optics*. – 2019. – Т. 43, №. 6. – С. 1103–1108. – URL: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-6-1103-1108>. Дата публикации: 05.12.2019.
2. Experimental investigation of the self-healing of terahertz Bessel beams with orbital angular momentum / V. S. Pavelyev, K. N. Tukmakov, A. S. Reshetnikov [и др.]. – Текст: непосредственный // *Computer Optics*. – 2021. – Т. 45, №. 5. – С. 673-677. – URL: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-845>. Дата публикации: 27.05.2021.
3. Vortex surface plasmon polaritons on a cylindrical waveguide: Generation, propagation, and diffraction / V. V. Gerasimov, O. E. Kameshkov, B. A. Knyazev [и др.]. – Текст: непосредственный // *Journal of Optics*. – 2021. – Т. 23, №. 10. – С. 10LT01. – URL: <https://doi.org/10.1088/2040-8986/ac1fc4>. Дата публикации: 01.10.2021.
4. Terahertz Bessel and “perfect” vortex beams generated with a binary axicon and axicon with continuous relief / N. D. Osintseva, V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev [и др.]. – Текст: непосредственный // *Computer Optics*. – 2022. – Т. 46, №. 3. – С. 375-380. URL: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-CO-1066>. Дата публикации: 16.01.2022.
5. Terahertz Bessel Beams Formed by Binary and Holographic Axicons / B. A. Knyazev, N. D. Osintseva, M. S. Komlenok [и др.]. – Текст: электронный // *Photonics*. – 2023. – Т. 10, №. 6. – С. 700. – URL: <https://doi.org/10.3390/photonics10060700>. Дата публикации: 20.06.2023.

6. Identification of Hermite–Gaussian and Bessel modes of terahertz beam with diffractive optical elements / N. D. Osintseva, V. V. Gerasimov, Yu. Yu. Choporova [и др.]. // – Текст: непосредственный // Journal of Optical Technology – 2024. – Т. 91, № 4. – С. 215-221. URL: <https://doi.org/10.1364/JOT.91.000215>. Дата публикации: 07.10.2024 г.

Личный вклад автора

Личное участие автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим и заключается в создании соответствующей экспериментально-макетной техники и анализе экспериментальных данных. Автор принимал активное участие в обсуждении полученных результатов и их интерпретации, представлении их на научных конференциях, а также в подготовке научных публикаций. Авторский вклад соискателя заключается:

в статье 1 – в проведении численного моделирования и экспериментальных исследований, сборке и юстировке экспериментального стенда, постановке эксперимента, обработке и анализе экспериментальных данных;

в статьях 2, 3, 4, 6 – в проведении экспериментальных исследований, сборке и юстировке экспериментального стенда, постановке эксперимента, обработке и анализе экспериментальных данных, подготовке рисунков и написании текста публикации;

в статье 5 – в проведении численного моделирования и экспериментальных исследований, сборке и юстировке экспериментального стенда, постановке эксперимента, обработке и анализе экспериментальных данных, подготовке рисунков и написании текста публикации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка литературы. В заключении

приводятся результаты выполненного исследования и перспективы дальнейшей разработки темы. Полный объем диссертации составляет 117 страниц, включая 53 рисунка. Список литературы содержит 109 наименований.

Глава 1 Экспериментальная установка и методы

Новосибирский лазер на свободных электронах имеет довольно долгую историю, но его потенциал до сих пор полностью не раскрыт. Установка запущена в 2004 году и остается самым мощным в мире источником когерентного узкополосного излучения в своем диапазоне длин волн (90 – 403 мкм для первого ЛСЭ). НЛСЭ имеет 11 экспериментальных станций для работы ученых из разных институтов в широком диапазоне научных направлений, таких как химия, биология, метрология и т.д. Эксперименты, представленные в данной диссертации, проводились на станции «Терагерцовая и инфракрасная фотоника», основанной в 2006 году. Основные направления исследований, проводимые здесь [52], включают в себя ТГц-голографию, эллипсометрию, плазмонику, управление мощным терагерцовым излучением и др.

1.1. Лазер на свободных электронах и характеристики генерируемого ТГц-излучения

Принцип действия ЛСЭ основан на взаимодействии электронного пучка с электромагнитным излучением в ондуляторе [53, 54]. Ондулятор представляет собой систему знакопеременных магнитов, образующих периодическое магнитное поле. Зависимость длины волны излучения от величины среднеквадратичного (по периоду ондулятора) магнитного поля ондулятора B , его периода Λ и кинетической энергии T электрона описывается выражением

$$\lambda = (1 + 0,872 B^2 [T] \Lambda^2 [\text{cm}] + \gamma^2 \theta^2) \frac{\Lambda [\text{cm}]}{2n\gamma^2}, \quad (1.1)$$

где $\gamma = 1 + \frac{T}{mc^2}$ – релятивистский фактор, θ – угол, под которым наблюдается излучение, $n = 1, 2, \dots$ – номер гармоники. Из этого следует, что, меняя энергию электронов или магнитное поле ондулятора, можно перестраивать длину волны излучения. Это позволяет применять ЛСЭ в качестве источника излучения для

спектроскопии объектов без потери мощности, которая неизбежна при применении широкополосных источников даже в случае мультиплексных оптических схем. Уникальная научная установка «Новосибирский ЛСЭ» включает три ЛСЭ, использующих один и тот же ускоритель электронов. На рисунке 1.1 показано устройство первого ЛСЭ [55] и фотография ускорителя в защищенном зале.

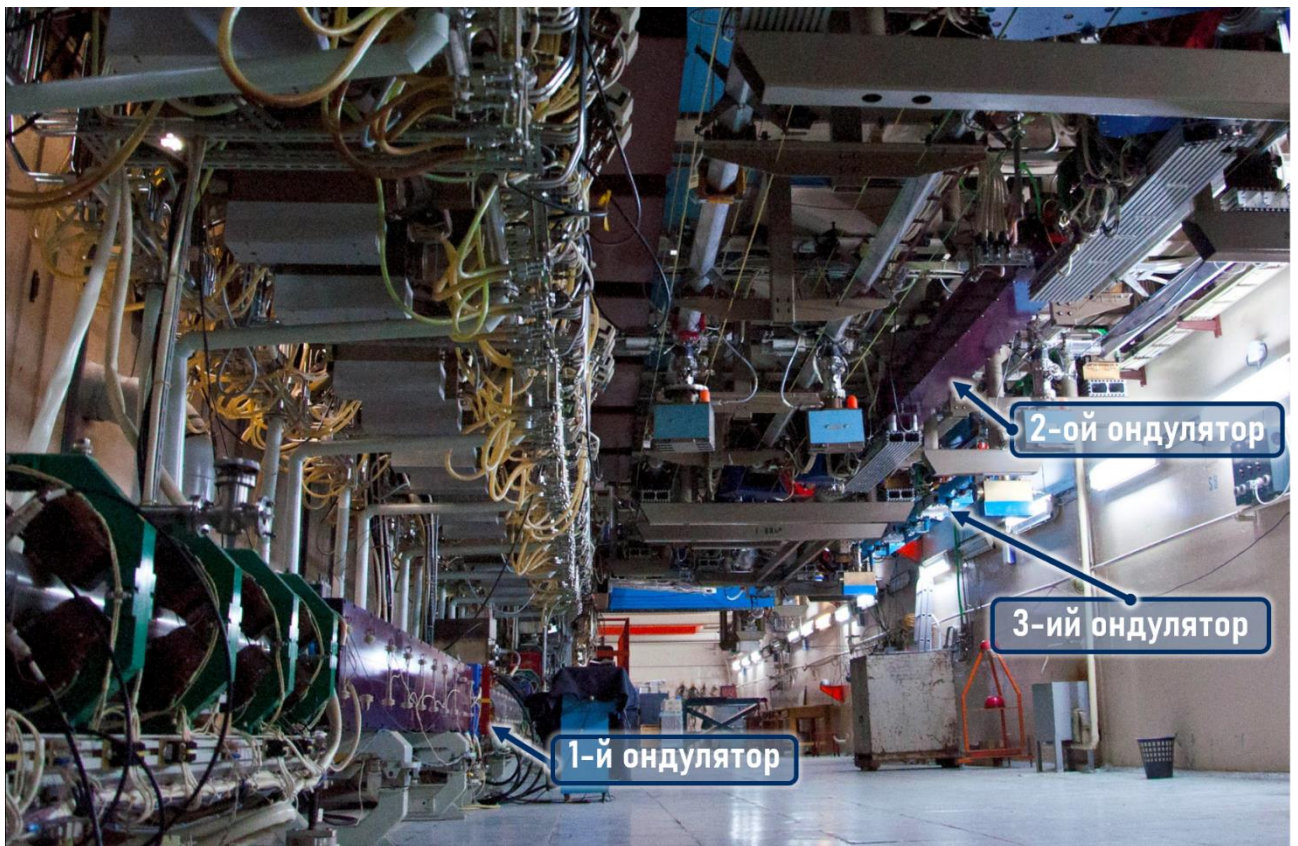


Рисунок 1.1 – схема первого ЛСЭ [55] и фотография ускорителя в защищенном зале

Электронный ускоритель работает следующим образом. Короткий сгусток электронов длительностью 0,2 нс, зарядом 1 нКл и энергией 2 МэВ поступает из инжектора 1 через байпас в систему ВЧ-резонаторов 2, где происходит его ускорение до энергии около 12 МэВ. Затем, с помощью поворотной системы 3 электроны направляются в ондулятор 4, где взаимодействуют со световым излучением, циркулирующим между зеркалами оптического резонатора. После этого пучок возвращается в ВЧ-структуру в замедляющей фазе и тормозится до 2 МэВ. Замедлившиеся электроны отдают энергию назад, в ВЧ-генератор, затем отклоняются магнитом и поглощаются специальным поглотителем. Сгустки следуют с частотой 5,64 МГц (или в два раза большей), которая определяется длиной 26,6 м оптического резонатора первого ЛСЭ. Такой ускоритель называется ускорителем-рекуператором. В этой схеме большая часть мощности, вложенной в пучок, возвращается в источник, что позволяет избежать наведенной радиоактивности, неизбежно возникающей при торможении в веществе пучков с энергией выше 10 МэВ [53].

В настоящее время пользователям доступно излучение из первого ЛСЭ, перестраиваемое в интервале 90 – 403 мкм. При определенной настройке лазера возможна генерация второй и третьей гармоник. Вторым ЛСЭ был запущен в 2009 г. и генерирует излучение в области спектра 37 – 80 мкм. Генерация на третьем ЛСЭ с рабочим диапазоном 8 – 11 мкм была получена в 2015 году. В 2021 году была произведена замена ондулятора на ондулятор с переменным периодом [56, 57], что позволило расширить рабочий диапазон второго ЛСЭ до 15 – 156 мкм. Параметры всех трёх лазеров приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Основные параметры НЛСЭ

	НЛСЭ-I	НЛСЭ-III	НЛСЭ-II
Энергия электронов, МэВ	8–14	37–41	18–22
Макс. средний ток, мА	30	3	10
Длина волны, мкм	90–403	8–11	15-156
Макс. средняя мощность излучения, кВт	0,5	0,1	0,8
Пиковая мощность, МВт	1	2,5	2
Частота электронных пучков, МГц	5,64	3,76	7,52
Длительность электронного сгустка, пс	100	10	50
Число дорожек ускорителя	1	4	2
Запуск, год	2003	2015	2021

1.2. Экспериментальная станция «Терагерцовая и инфракрасная фотоника»

Излучение поступает на станцию по оптическому каналу транспортировки, заполненному сухим азотом, чтобы предотвратить потерю энергии ТГц-излучения в водяных парах воздушного пространства (рисунок 1.2а). Пучок на станцию выводится по системе зеркал через полипропиленовую пленку толщиной 30 мкм. На рисунке 1.2б показан узел вывода излучения в четырёх направлениях. Излучение приходит снизу и при помощи поворачивающегося вокруг вертикальной оси зеркала направляется в одно из выходных окон. Рабочая станция «Терагерцовая и инфракрасная фотоника» на Новосибирском лазере на свободных

электронах представляет собой оптический стол размером $3 \times 1,5$ м, на котором собирались все используемые в экспериментах установки (рисунок 1.2в).

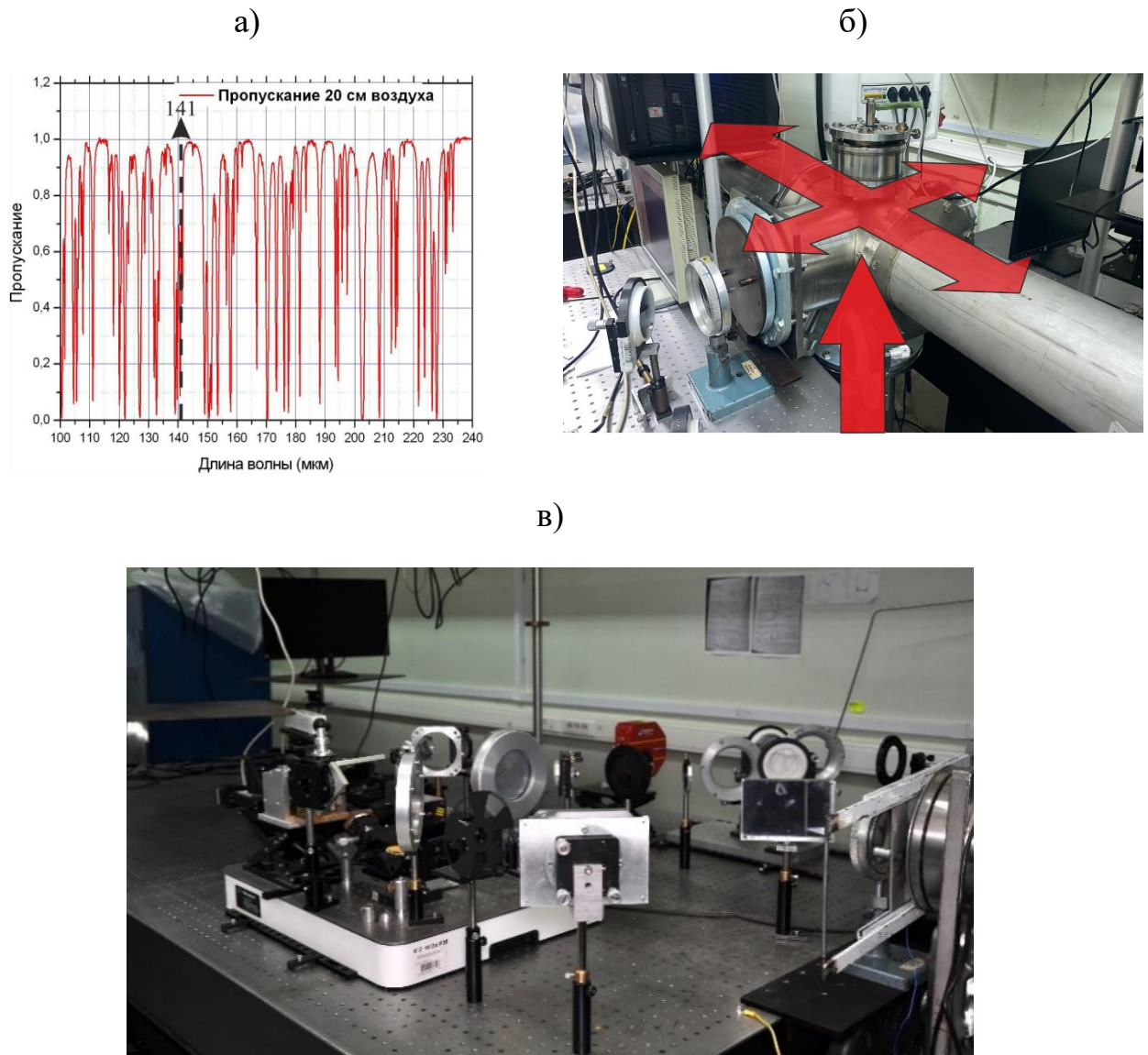


Рисунок 1.2 – а) спектр пропускания воздуха и линия излучения 141 мкм, которая использовалась в экспериментах; б) фото узла оптического канала транспортировки излучения НЛСЭ (красные стрелки – направление распространения ТГц-излучения); в) общий вид рабочей станции «Терагерцовая и инфракрасная фотоника», на которой выполнялись все эксперименты

Распределение интенсивности излучения на входе станции хорошо аппроксимируется гауссовым распределением (рисунок 1.3а)

$$I(r) = I_{\max} \exp\left[-2r^2/w^2\right], \quad (1.2)$$

где r – расстояние от оси, w – полуширина (удвоенный среднеквадратичный размер) пучка, которая составляла 12,1 мм. Измерения показали, что этот размер близок к минимальному размеру гауссова пучка, поэтому можно оценить расхождение (удвоенный среднеквадратичный угол) пучка как $\Theta = 2\lambda/\pi \cdot \omega_0 = 7,4 \cdot 10^{-3}$. Во всех описанных в диссертации экспериментах использовалось излучение с рабочей длиной волны 141 мкм и длительностью импульса $t = 100$ пс при частоте повторения 5,6 МГц. Ниже приведены график зависимости интенсивности в центральном сечении терагерцевого пучка с $\lambda = 141$ мкм от поперечной координаты x , аппроксимированный функцией Гаусса, и изображение распределения интенсивности (рисунок 1.3а, б соответственно). Излучение линейно поляризовано под углом 18° к вертикальной оси. Мощность излучения на рабочих станциях достигала 50 Вт, однако в большинстве экспериментов достаточно и меньших значений (5-10 Вт).

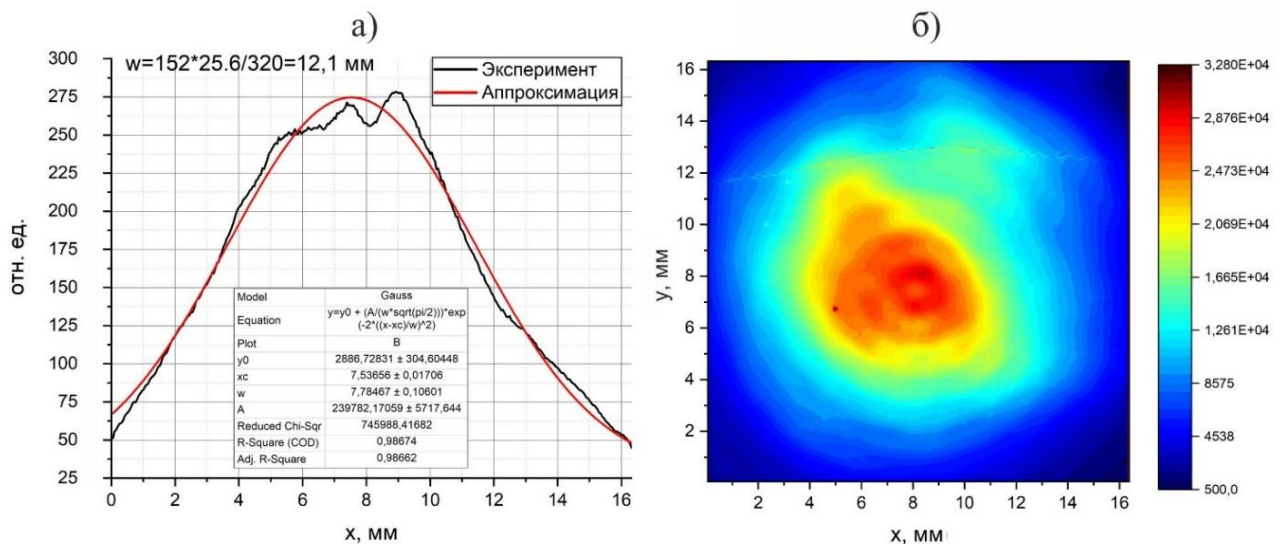


Рисунок 1.3 – а) график распределения интенсивности в центральном сечении пучка НЛСЭ с $\lambda = 141$ мкм и его аппроксимация функцией Гаусса и б) двумерное изображение распределения интенсивности, снятое на Ругосат IV (описание прибора см. ниже)

1.3. Детекторы ТГц-излучения

Детекторы, используемые для регистрации ТГц-излучения, могут быть разделены на три группы, исходя из принципа действия [58]: теплового типа, основанные на эффекте фотопроводимости и на основе диодов Шоттки. Первая группа является самой многочисленной и включает в себя пироэлектрические детекторы, термопары, оптико-акустические детекторы, микроболометры, сверхпроводящие болометры, т.е. приборы, работающие на принципе преобразования энергии падающего потока излучения в тепловую энергию приемного элемента, что приводит к изменению его свойств. В данном разделе рассмотрены два детектора, использованных в данной работе: матричный микроболометрический приемник и пироэлектрическая камера. Рассмотрены принципы работы и основные параметры данных приемников в терагерцовом диапазоне, а также представлены результаты исследований их характеристик с помощью излучения Новосибирского ЛСЭ.

1.3.1 Матричный микроболометрический приемник

Наиболее чувствительными приемниками ТГц-излучения в настоящее время являются сверхпроводниковые болометры антенного типа, требующие для работы охлаждения до криогенных температур, что позволяет значительно повысить чувствительность прибора [59, 60]. Однако, существуют микроболометрические приемники, обладающие высоким быстродействием ($NEP \approx 10^{-10} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$, $f_{max} = 25 \text{ МГц}$) и не требующие охлаждения, что значительно упрощает их использование для систем визуализации и сокращает габариты. Принцип действия микроболометров основан на тепловой зависимости сопротивления металлов от температуры. В данной работе в качестве приемника ТГц-излучения использовался неохлаждаемый матричный микроболометрический приемник (ММБП), разработанный в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН. ММБП (рисунок 1.4) представляет

собой матрицу, состоящую из микроболометров, размером 320×240 элементов. Микроболометры включены в мостовую схему Уитстона, физический размер матрицы составляет $16,32 \times 12,24$ мм [61]. Изначально, данный прибор был изготовлен для работы в среднем ИК-диапазоне. При освещении ММБП ИК-излучением часть энергии поглощается в слое оксида ванадия, что вызывает нагрев, который приводит к изменению сопротивления микроболометра. Это приводит к дисбалансу моста, и в мостовой схеме возникает напряжение, которое и является полезным сигналом приемника. Таким образом, чувствительность болометра в ИК-диапазоне определяется поглощением в слое оксида ванадия.

а)



б)

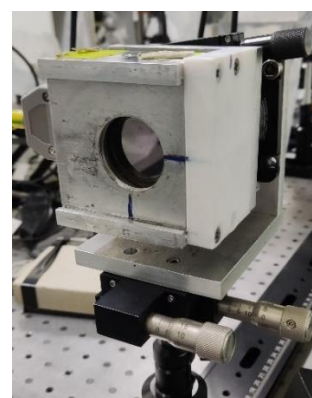


Рисунок 1.4 – внешний вид неохлаждаемого матричного микроболометрического приемника: а) без внешнего кожуха; б) в кожухе

Основные характеристики матрицы в терагерцовом диапазоне представлены в таблице 1.2. Чувствительность составляла 20 нВт/элемент [60], что является очень высоким показателем, но тем не менее в 200 раз меньше, чем чувствительность этого же прибора в средней ИК-области. Наличие входного кремниевого окна толщиной 1,2 мм, используемого для фильтрации ИК- и ТГц-излучения, приводит к возникновению многолучевой интерференции на плоскости приемника, что в свою очередь, ухудшает качество изображения в случае падения излучения на матрицу под углом, отличным от нормального падения [60, 62]. Пространственное разрешение матрицы оказалось близким дифракционному пределу благодаря малому размеру единичного элемента.

Вдобавок к съёмке статичных кадров приемник способен записывать видеофильм длительностью 749 кадров со скоростью до 26 кадров в секунду, что было использовано в экспериментах по исследованию распространения пучков в зависимости от расстояния. Матрица помещалась на моторизованный линейный транслятор и перемещалась вдоль оптической оси, записывая терагерцовое видео.

Таблица 1.2 – Основные характеристики матрицы микроболометрических приемников размером 320×240 пикселей

Чувствительность для $\nu = 2,3$ ТГц, В/Вт	$1,6 \cdot 10^{-4}$
Эквивалентная мощность шума, пВт/Гц ^{1/2}	200
Отношение сигнал-шум	4000
Скорость записи видеофильма, кадров/с	до 26
Время интегрирования, мкс	20
Размер чувствительного элемента, мкм	51×51

1.3.2 Пирозлектрическая камера Pygosam IV

Еще одним детектором, использованным в работе для регистрации терагерцового излучения, являлась коммерческая камера, состоящая из 320×320 приемников (80×80 мкм), принцип действия которых основан на пирозлектрическом эффекте. Pygosam IV – высокопроизводительная твердотельная пирозлектрическая камера, обеспечивающая 14-разрядное аналого-цифровое преобразование. Это позволяет проводить точные измерения и анализ как больших, так и низких по уровню сигналов с использованием лазерного луча. Равномерная чувствительность в инфракрасном диапазоне и большой динамический диапазон делают эту камеру подходящей для термического формирования изображений горячих источников в реальном времени. 14-разрядная оцифровка также позволяет точно проводить суммирование и усреднение сигналов с целью выделения сигналов низкого уровня на уровне шума.

Благодаря широкополосной матрице камера регистрирует излучение длины волн 13 – 355 нм и 1,06 – 3000 мкм. Широкий спектральный диапазон работы достигается за счет заменяемых входных окон приемника. Камера оснащена обтюратором и работает как в режиме непрерывного лазерного излучения, так и импульсного. Внешний вид и основные характеристики прибора приведены на рисунке 1.5 и в таблице 1.3 соответственно.



Рисунок 1.5 – внешний вид пироэлектрической камеры Pyrocam IV

Таблица 1.3 – Основные характеристики пироэлектрической камеры Pyrocam IV размером 320×320 пикселей

Эквивалентная мощность шума, пВт/Гц ^{1/2}	12,8 nW/Hz ^{1/2} /pixel (1Hz)
Спектральный диапазон	13-355 нм, 1,06-3000 мкм
Время интегрирования, мкс	1 – 40000
Размер чувствительного элемента, мкм	80×80

1.4. Оптические элементы для управления ТГц-излучением

Набор материалов, подходящих для работы в терагерцовом диапазоне, а именно, обладающих достаточной прозрачностью и пригодных для изготовления из них оптических элементов, весьма ограничен. На сегодняшний день работа по

поиску и исследованию свойств новых материалов для управления ТГц-излучением продолжается. В настоящее время существует несколько групп оптических материалов для использования в ТГц-диапазоне, чьи свойства хорошо изучены: **кристаллы**, такие как высокоомный кремний (HRFZ-Si), кристаллический кварц, поликристаллический алмаз и др., и **полимеры**: полиметилпентен (TPX), полиэтилен, тефлон [63]. Органические полимеры обладают однородным стабильным пропусканием (около 80-90%), однако оптическая стойкость обычно ниже, чем у кристаллов, что ограничивает их использование в случае высокоомного излучения. Кристаллические материалы имеют более низкое пропускание в ТГц-диапазоне вследствие потерь на отражение, в таком случае для повышения эффективности оптического элемента необходимо обеспечивать наличие просветляющего покрытия, что может быть осложнено технологическими проблемами изготовления.

Ниже описана приборная база для схем, которые использовались для экспериментальных исследований в рамках диссертации и будут приведены в следующих главах.

1.4.1 Линзы

В случае высокой мощности необходимо использовать материалы более устойчивые к высоким температурам, такие как высокоомный кремний HRFZ-Si. **Кремниевые линзы** (рисунок 1.6а) были приобретены в компании Tydex. Для ТГц-оптики используется высокоомный кремний, выращенный методом зонной плавки. Показатель преломления в ТГц-диапазоне имеет очень малую дисперсию и составляет 3,42, показатель поглощения – $0,025 \text{ см}^{-1}$ (в частотном диапазоне 0,2 – 2 ТГц) [64], следовательно, пропускание элемента составляет 50-54% [65] вследствие френелевских потерь на границе раздела воздух-кремний.

Другой вид линз, примененный в описываемых ниже экспериментах, это полипропиленовые **киноформные дифракционные линзы**, обладающие

параболическим профилем зон Френеля. Набор таких линз с различными параметрами (фокусное расстояние и расчетная длина волны) был изготовлен из полипропилена методом горячей вакуумной штамповки с использованием металлической штамповочной матрицы. Работа была выполнена Конструкторско-технологическим институтом научного приборостроения СО РАН совместно с ИЯФ СО РАН. Такие линзы [66, 67] (рисунок 1.6б) показали себя как элементы, оптимальные для работы с излучением НЛСЭ, т.к. позволяют получать изображения пучка хорошего качества ввиду отсутствия спеклов, а также не обладают высоким отражением, что позволяет сохранять исходную интенсивность освещающего пучка.

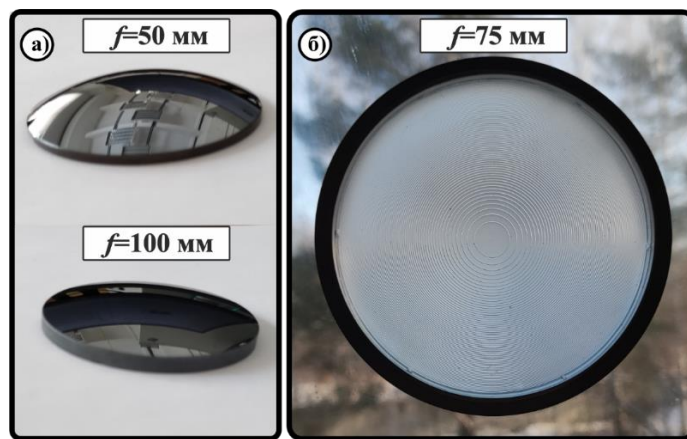


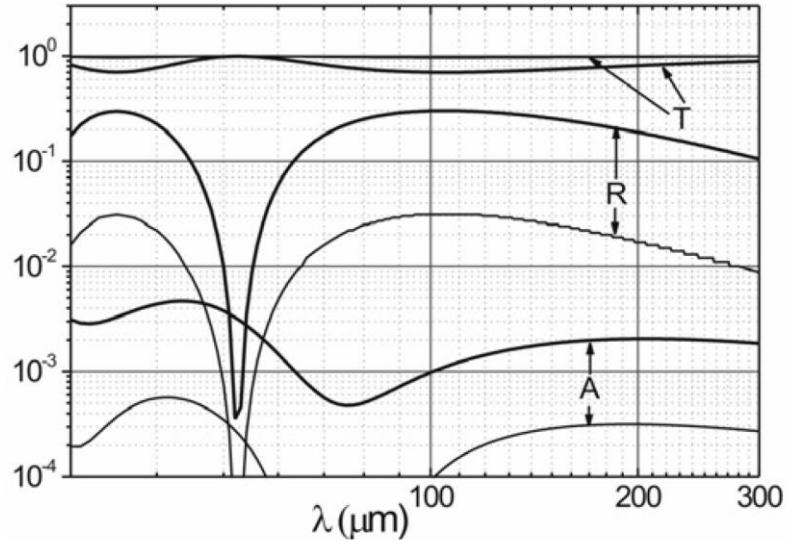
Рисунок 1.6 – фотографии линз, использованных для работы с ТГц-излучением а) кремниевые, $\varnothing 50$ мм и б) полипропиленовая киноформная линза с $f=75$ мм на длине волны 141 мкм, $\varnothing 80$ мм

1.4.2 Светоделители

Делитель может быть изготовлен из полипропиленовой, лавсановой или полиэтиленовой пленок, а также из пластинок высокоомного кремния (HRFZ-Si). В данной работе были использованы пленочные светоделители на основе полипропилена толщиной 30 мкм. Коэффициенты пропускания и отражения были измерены с помощью излучения НЛСЭ и приведены в работе [68] и на рисунке 1.7а. В диссертации полипропиленовые светоделители использовались в оптической схеме Маха-Цендера, пример такой схемы и внешний вид

светоделителя приведены на рисунке 1.7б.

а)



б)

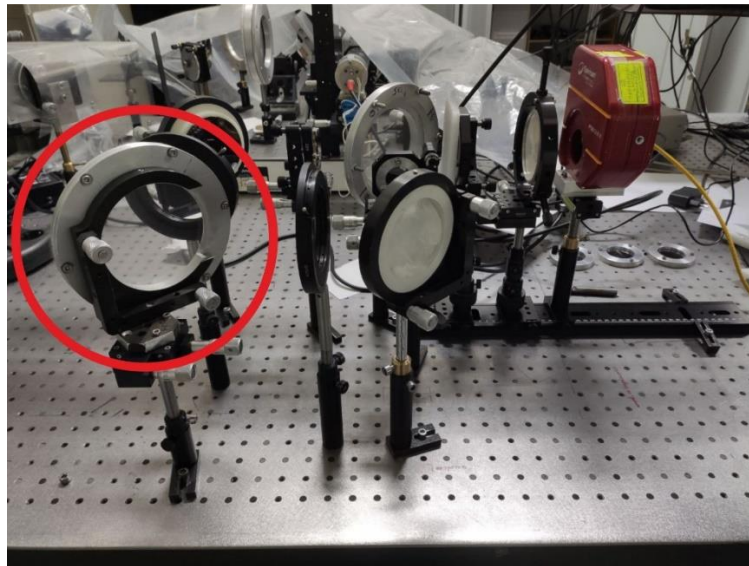


Рисунок 1.7 – а) Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения полипропиленовой пленки толщиной 20 мкм при угле падения 45° : р-поляризация – тонкая линия), s-поляризация – толстая линия [68]; б) фотография полипропиленового светоделителя в схеме Маха-Цендера (выделен красным кругом)

1.4.3 Сегментная полуволновая пластинка

Для изменения поляризации в терагерцовом диапазоне используются плоскопараллельные пластинки, изготовленные из двулучепреломляющего

материала. Такая пластинка создает определенную разность фаз между ортогональными линейно-поляризованными составляющими излучения. Наиболее распространёнными типами пластин являются полуволновые ($\lambda/2$) и четвертьволновые ($\lambda/4$). Пластинка $\lambda/2$ сдвигает фазу на π , а пластинка $\lambda/4$ – на $\pi/2$. Полуволновая пластинка изменяет направление линейно поляризованного излучения. В данной работе для создания векторных пучков использовалась сегментная полуволновая пластинка (рисунок 1.8а), состоящая из восьми секторов двулучепреломляющего кристалла (кристаллический кварц ТГц-категории [69]). Оптическая ось каждого следующего сектора повернута на $22,5^\circ$. Эта пластинка, по сути, является вариацией q -пластинки с распределением локальных оптических осей $\alpha(r, \varphi) = q\varphi + \alpha_0$, которая обычно используется для преобразования пучка с круговой поляризацией в пучок с орбитальным угловым моментом. В данном случае пластинка, которая является аналогом q -пластинки, освещалась излучением с горизонтальной или вертикальной поляризацией в результате чего на выходе мы получали пучок с азимутальной или радиальной поляризацией соответственно [34]. Элемент является коммерчески доступным и был приобретен в компании Tydex [69].

Контрольные измерения направления поляризации пучков во всех частях системы подтвердили, что она радиальная как для гауссова пучка, так и для вихревого бесселева (раздел 2.3.2 рисунок 2.15) и «совершенного» вихревого (раздел 2.4 рисунок 2.23) пучков. На рисунке 1.8б приведена диаграмма, демонстрирующая интегральную мощность пучка с радиальной поляризацией в зависимости от угла вращения анализатора. Как видно из графика, при использовании сегментной полуволновой пластинки интенсивность пучка почти не меняется.

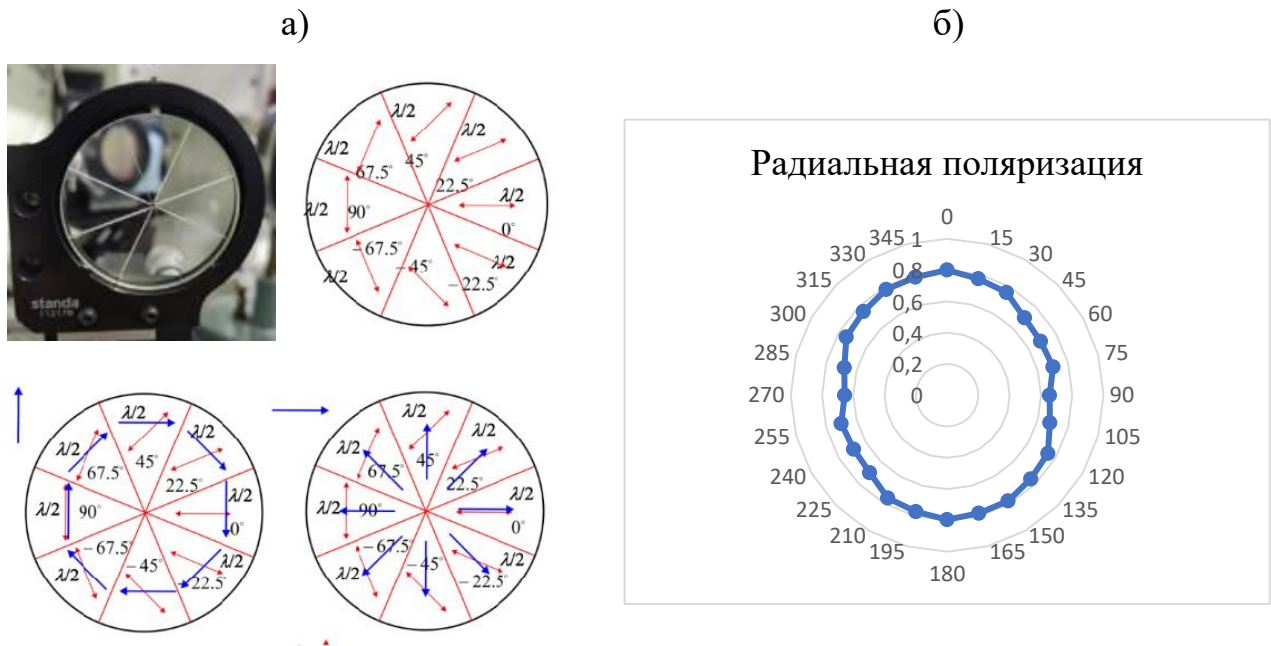


Рисунок 1.8 – а) фотография и принцип работы сегментной полуволновой пластинки; б) интегральная мощность пучка с радиальной поляризацией в зависимости от угла поворота анализатора

1.4.4 Моданы

Моданы – класс дифракционных оптических элементов, предназначенный для формирования поперечно-модового состава лазерного излучения [70]. В данной работе формировались ТГц-пучки с модой Эрмита-Гаусса (ЭГ) с номерами (1,0) и (0,1) с использованием кремниевых фазовых бинарных моданов. Рассчитанная фазовая маска и фотография изготовленного элемента приведены на рисунке 1.9 (черная область – фаза 0, белая – π). Рельеф представляет собой сдвиг одной половины элемента относительно другой на π . В качестве подложек был использован высокоомный кремний HRFZ-Si с показателем преломления $n = 3,42$. Получение бинарного микрорельефа с высотой профиля $h = \lambda / 2(n - 1) = 29,1$ мкм, для $\lambda = 141$ мкм, на элементе диаметром 30 мм производилось с помощью плазменно-ионного травления в Самарском Университете [31]. Оптическая разность фаз (на бинарной ступеньке) в таком случае определяется по формуле $\Delta\varphi = k \cdot h \cdot (n - 1)$, где k – волновой вектор, и составляет $\Delta\varphi \cdot (\lambda) = \pi$. Для длин волн λ_0 / N

оптическая разность хода равна πN , где N – нечётное число.

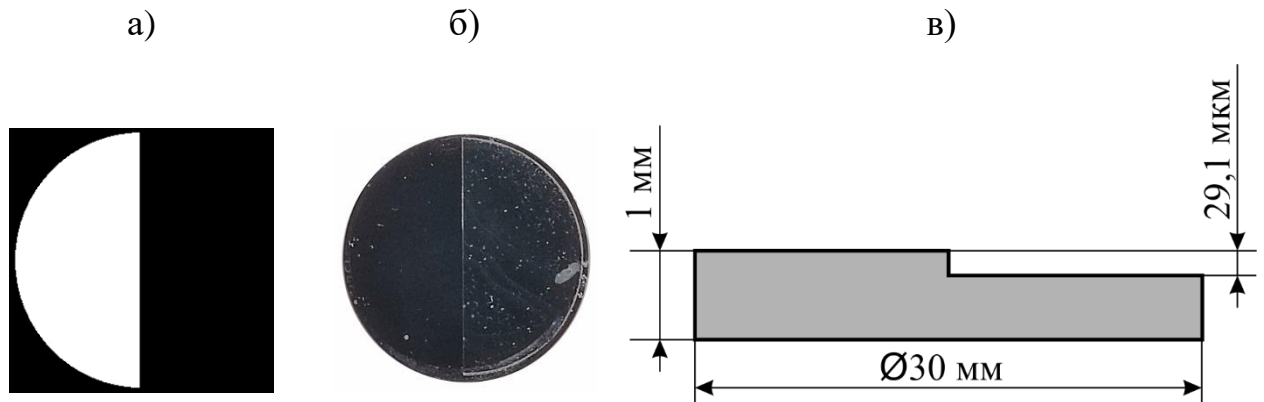


Рисунок 1.9 – двумерное фазовое распределение (черная область – фаза 2π , белая – π) и фото кремниевого модана ($\text{Ø} 30$ мм) для получения Эрмит-Гауссова пучка с номером (1,0); в) схематическое изображение модана (вид спереди)

В разделе 3.1 приведены изображения сформированных ЭГ пучков после трансформации гауссова пучка, прошедшего через модан.

1.4.5 Фазовый аксикон с бинарным рельефом

В работе использовались спиральные бинарные фазовые аксиконы (СБФА), или коротко – аксиконы, для формирования оптических вихрей. СБФА представляет собой бинарную дифракционную решетку с рельефом в виде спирали Архимеда и работает как аксикон, трансформируя гауссов пучок в бесселев. Таким образом, мы получаем бесселев пучок с геликоидальным волновым фронтом. Из-за вращения пучка, интенсивность в центре равна нулю.

В экспериментах использовался набор аксиконов для формирования терагерцовых вихревых бесселевых пучков на длине волны $\lambda=141$ мкм с топологическим зарядом $l = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 9$ (фазовые маски и фото приведены на рисунке 1.10). Знак ТЗ пучка менялся на противоположный посредством поворота аксикона на 180° вокруг вертикальной оси. Материал и технология изготовления СБФА [71] аналогичны примененным для изготовления описанных выше моданов. Диаметр готовых элементов составлял 50 мм, толщина 1 мм, однако в экспериментальной установке аксиконы были заключены в оправу, и

реальный «рабочий» диаметр соответствовал $2R=44$ мм. Параметры изготовленных элементов приведены в таблице 1.4.

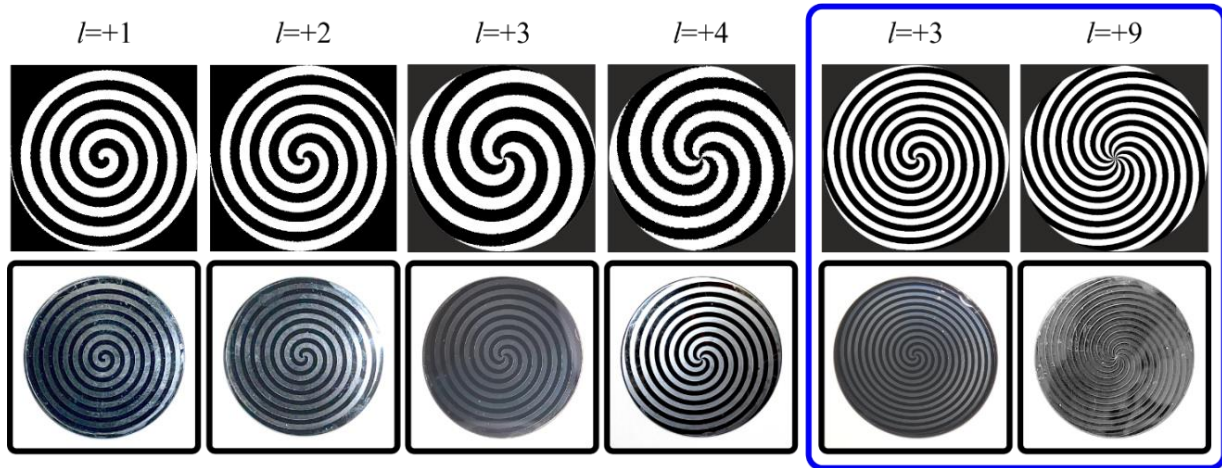


Рисунок 1.10 – двумерное распределение фазы (черные области – фаза 2π , белые – π) и фотографии дифракционных оптических элементов с топологическим зарядом $l=+1, +2, +3, +4$ с $p=3,03$ мм и во врезке $l=+3, +9$ с $p=2,02$ мм

Таблица 1.4 – Параметры изготовленных бинарных аксиконов (БА) и голографического аксикона (ГА) (см. рисунки 1.10 и 1.14). R – радиус аксикона, ограниченного оправой, Z_0 – расстояние, на котором формируется бесселев пучок (см. рисунок 2.1)

Аксикон	БА ₁	БА ₂	БА ₃	БА ₄	БА ₂₃	БА ₉	ГА ₉
l	1	2	3	4	3	9	9
p , мм	3,03	3,03	3,03	3,03	2,02	2,02	—
h , мкм	29,1	29,1	29,1	29,1	29,1	29,1	102
R , мм	22	22	22	22	22	22	10
Z_0 , мм	550	550	550	550	360	360	144

Фазовая функция бинарного аксикона описывается ступенчатым профилем [72]

$$\Phi_{BA}(r, \varphi) = \frac{\pi}{2} \text{sign}(\sin(l\varphi - \kappa r)), \quad (1.3)$$

где

$$\text{sign}(x) = \begin{cases} +1, & x > 0 \\ 0, & x = 0 \\ -1, & x < 0 \end{cases}, \quad (1.4)$$

и $p = 2\pi / \kappa$ – период бинарных аксиконов.

От качества рельефа изготовленных элементов зависит качество сформированного пучка. Неточности в длине периода и ширине канавок могут способствовать появлению ошибок в измерениях. Глубина канавок была измерена вдоль двух взаимно перпендикулярных диаметров. Контроль геометрических параметров микрорельефа осуществлялся с помощью интерферометра белого света WLI-DMR производства Института Фраунгофера (г. Йена, Германия). Результаты измерений для аксиконов БА₃ и БА₂₃ приведены на рисунке 1.11.

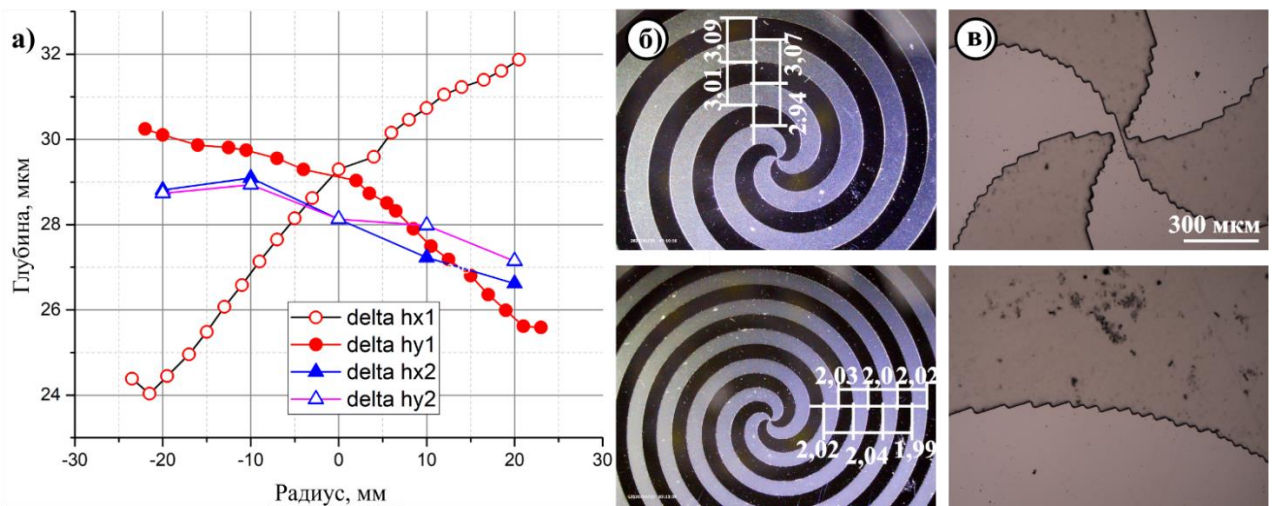


Рисунок 1.11 – а) график зависимости глубины канавок бинарных аксиконов вдоль двух перпендикулярных диаметров: круги – БА₉; треугольники – БА₃; б) примеры измеренных периодов в мм бинарных аксиконов БА₃ и БА₂₃ с разными величинами p (см. таблицу 1.4), которые формировали пучки с топологическим зарядом $l = \pm 3$; в) увеличенное изображение рельефа соответствующих аксиконов с $p=3,03$ мм [49]

Разброс значений измеренной глубины составил ± 1 и ± 4 мкм соответственно, что составляет около 3–10% от среднего значения. Неточность в периоде аксиконов, как видно на рисунке 1.11б, составила примерно 1-3%.

Неплоскостность внешней поверхности кремниевой пластинки по всей площади составила ≈ 5 мкм. Однако она не была локализована и не внесла значительной ошибки.

Не менее важным параметром оптического элемента является его дифракционная эффективность. Дифракционная эффективность ДОЭ определяется как отношение мощности светового потока, дифрагированного на элементе, к мощности исходного потока, падающего на элемент. Бинарные аксиконы, как и моданы, выполнены из высокоомного кремния HRFZ-Si. Френелевские потери на отражение в данном материале в ТГц-диапазоне на элементе, выполненном из плоскопараллельной пластины, при нормальном угле падения освещающего пучка составляют $\approx 51\%$. На практике же дифракционная эффективность определяется путём нахождения отношения интеграла интенсивности по всей площади пучка, прошедшего через ДОЭ, к интегралу интенсивности пучка, падающего на элемент. Вследствие дискретности моделирования запишем дифракционную эффективность как:

$$\eta = \frac{\sum I_{\text{вых}} \cdot \Delta I_{\text{вых}}}{\sum I_{\text{вх}} \cdot \Delta I_{\text{вх}}}, \quad (1.5)$$

где $\sum I_{\text{вых}}$ – сумма интенсивностей по площади пучка на выходе, $\sum I_{\text{вх}}$ – сумма интенсивностей на входе, $\Delta I_{\text{вх}}, \Delta I_{\text{вых}}$ – шаг дискретизации площади на входе и выходе соответственно. В случае аксиконов, формирующих бесселев пучок в зоне перекрытия конически сходящихся под углом θ к оптической оси плоских волн, нужно выполнять интегрирование не по всей области, а в выделенной области волновых векторов. Параллельные наклонные аксиально-симметричные лучи бесселева пучка в фокальной плоскости линзы образуют кольцо с радиусом $R = \text{tg}\theta \cdot f$. Ширина кольца определяется дифракционной расходимостью исходного гауссова пучка. Радиусы внешней $R_{\text{внешн}}$ и внутренней $R_{\text{внутр}}$ концентрических окружностей, ограничивающих кольцо Фурье-образа бесселева

пучка с $l=+1$ для излучения с $\lambda_{var} = 141$ мкм, использованного в экспериментах, были определены из результатов моделирования и составляют $R_{внешн} = (5,76 + 0,34\lambda_{var}) \cdot 0,051 = 2,74$ мм и $R_{внутр} = (0,87 + 0,28\lambda_{var}) \cdot 0,051 = 2,06$ мм. Приведенные величины для $R_{внешн}$ и $R_{внутр}$ получены в результате аппроксимации графиков зависимости радиусов колец от λ линейной функцией, работа проводилась соискателем ранее и представлена в магистерской диссертации [73]. Суммирование интенсивности излучения производилось внутри кольца с заданными радиусами. Область интегрирования приведена на результатах моделирования Фурье-образов Бесселя пучка для длин волн 47, 70 и 141 мкм на врезках рисунка 1.12.

На рисунке 1.12 приведен график зависимости значений дифракционной эффективности СБФА, полученных из результатов моделирования от длины волны. График является результатом отношения суммы интенсивностей внутри колец к двойной сумме интенсивностей освещающего гауссова пучка.

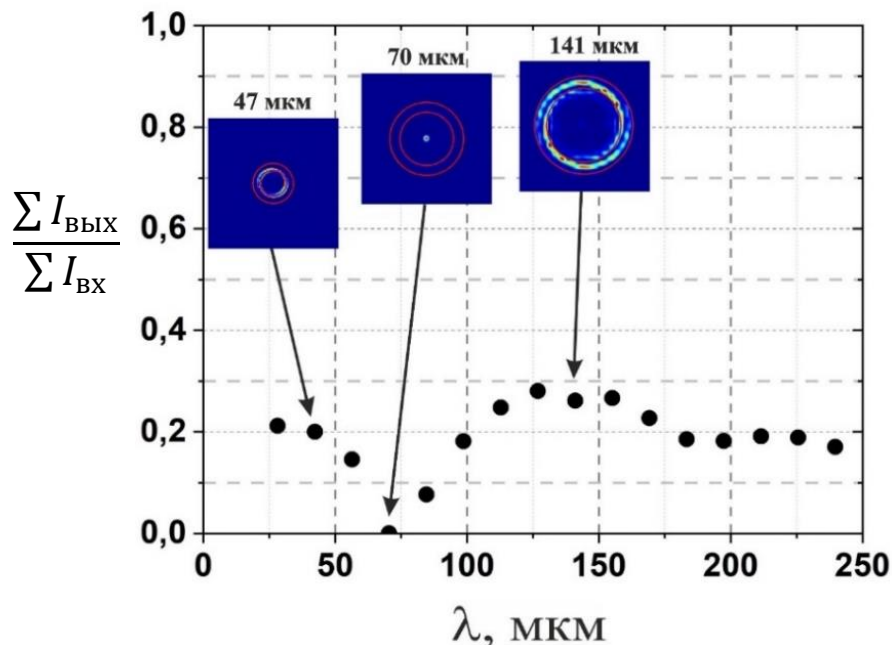


Рисунок 1.12 – график зависимости расчетных значений дифракционной эффективности бинарного фазового аксикона ($l=+1$) от длины волны

На кратных расчетной длине волн (47, 141 мкм) наблюдаются локальные

пики, что объясняется тем, что элемент является бинарной дифракционной решеткой, раскладывающей пучок в нечетные порядки дифракции. Зона формирования в случае $\lambda/3=47$ мкм увеличивается в 3 раза (рисунок 1.13). Однако, при $\lambda = 70$ мкм все падающее излучение проходит сквозь дифракционную решетку, образуя нулевой порядок дифракции. Это связано с тем, что в случае $\lambda/2$ набег фаз кратен 2π , и, как следствие, гауссов пучок не претерпевает преобразование в бesselев, сохраняя исходную моду. Важно отметить, что в моделировании не учитывается наличие френелевского отражения, в расчет берется только преобразование плоского гауссова пучка с помощью фазового бинарного элемента со спиральной структурой.

В эксперименте максимум дифракционной эффективности СБФА составил $\approx 30\%$. Дифракционная эффективность элемента может быть повышена до 40% путём нанесения на него антиотражающего покрытия парилен С.

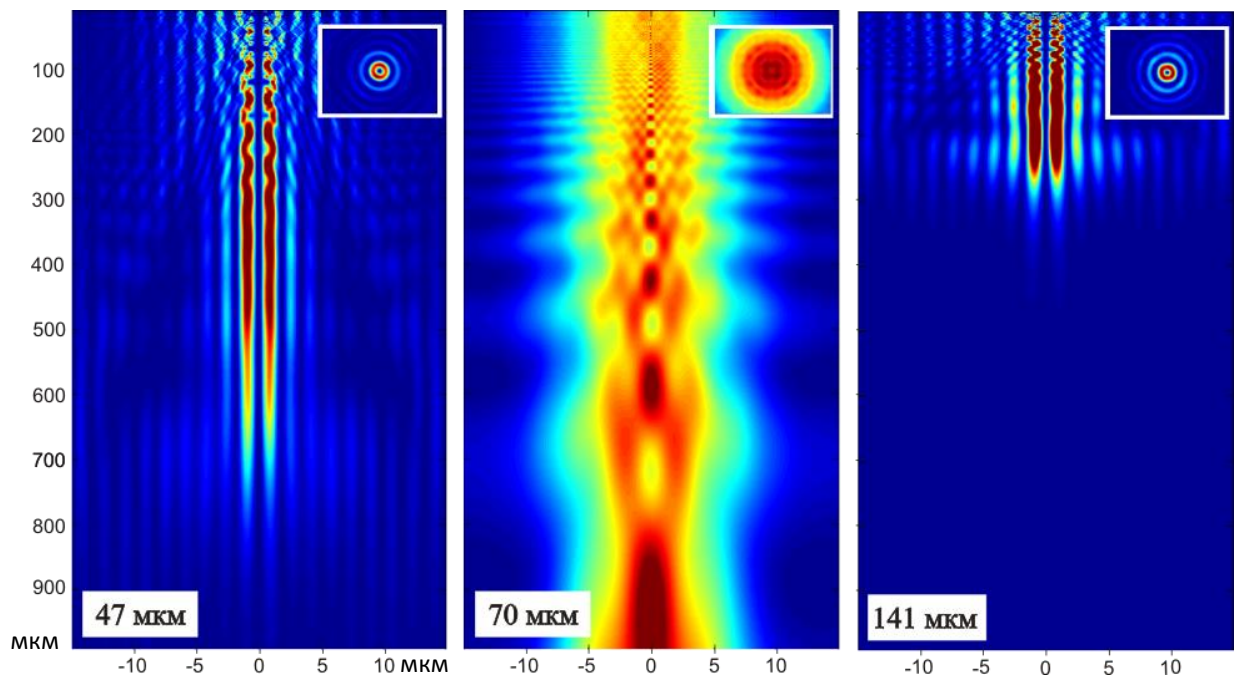


Рисунок 1.13 – результаты численного моделирования продольного сечения пучка с топологическим зарядом $l=+1$ для длин волн 47, 70 и 141 мкм в диапазоне расстояний $L=1\div 1000$ мм после аксикона

1.4.6 Фазовый аксикон с кусочно-непрерывным профилем

Еще один тип ДОЭ, использованный в работе – фазовый аксикон с кусочно-непрерывным профилем, показанным на рисунке 1.14, который, согласно литературе [74], будем называть «голографическим». Голографический аксикон диаметром 20 мм был изготовлен в Институте общей физики РАН из искусственного алмаза с показателем преломления $n=2,38$ методом лазерной абляции. Параметры аксикона приведены в таблице 1.4.

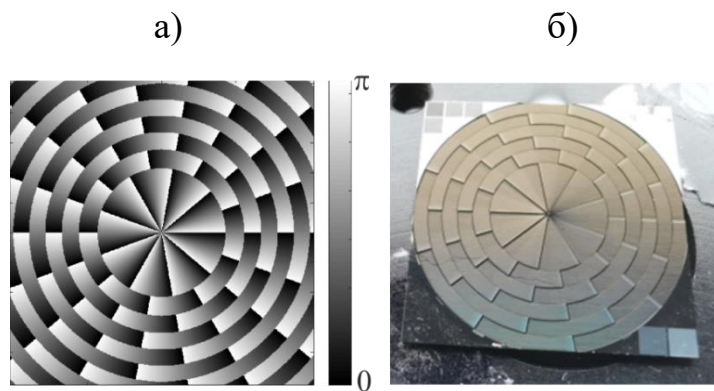


Рисунок 1.14 – двумерное распределение фазы и фотография «голографического» алмазного аксикона с кусочно-непрерывным рельефом с $l = \pm 9$. Величина фазы в каждой области элемента плавно растет от нуля до 2π

В отличие от бинарного ДОЭ, голографический элемент состоит из секторов, фаза внутри которых плавно меняется от 0 до 2π , обладает кусочно-непрерывным профилем по азимуту и бинарным по радиусу. Ширина зон этого аксикона, в отличие от предыдущих, не постоянна, а определяется положением нулей функции Бесселя. Фазовая функция ГА описывается следующим образом [72]:

$$\Phi_{ГА}(r, \varphi) = l(\varphi + \pi + H(J_{|l|}(kr)) \cdot \pi / |l|) - 2\pi \text{fix}\left(\frac{l(\varphi + \pi + H(J_{|l|}(kr)) \cdot \pi / |l|)}{2\pi}\right), \quad (1.6)$$

где функция $\text{fix}(z)$ – целая часть z . В данном случае элемент разделен на зоны по радиусу. Зоны находятся между нулями функции Бесселя заданного порядка. Точка отсчета азимутального угла φ , являющегося аргументом функции $\Phi(r, \varphi)$,

сдвинута на $\Delta\varphi = \pi/|l|$ для нечетных зон с использованием функции Хевисайда

$$H(x) = \frac{\text{sign}(x) + 1}{2} = \begin{cases} +1 & x > 0 \\ 0,5 & x = 0. \\ 0 & x < 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

Благодаря равномерному по сравнению со ступенчатым изменению высоты рельефа аксикона, удастся получать вихревые пучки наиболее приближенные к бесселевой моде, что особенно заметно на изображениях в Фурье-плоскости, которые будут приведены ниже в разделе 2.4.

1.5. Методы численного моделирования

Все расчетные изображения были получены с помощью численного моделирования в программном пакете Matlab. Расчёт дифракции на дифракционном оптическом элементе выполнялся на основе принципа Гюйгенса-Френеля. Данный принцип объясняет механизм распространения волн и формулируется следующим образом: «Каждый элемент волнового фронта можно рассматривать как центр вторичного возмущения, порождающего вторичные сферические волны, а результирующее световое поле в каждой точке пространства будет определяться интерференцией этих волн». Иллюстрация принципа Гюйгенса-Френеля на примере формирования бесселева пучка с помощью бинарного ДОЭ приведена на рисунке 1.15.

На основании этого принципа можно сказать, что, когда плоская волна попадает на ДОЭ, пропускание которого $E(x, y)$, то каждый участок элемента начинает испускать сферическую волну, амплитуда которой зависит от пропускания в этой точке. Следовательно, чтобы найти распределение поля нужно просуммировать поля от каждого точечного источника на аксиконе в плоскости восстановления. Суммирование в таком случае будет определяться через двойное интегрирование в плоскости x, y :

$$U(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda z} \iint E(x, y) \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} dx dy, \quad (1.8)$$

где $U(\xi, \eta)$ – комплексное электромагнитное поле на расстоянии z при дифракции плоской волны на дифракционном элементе.

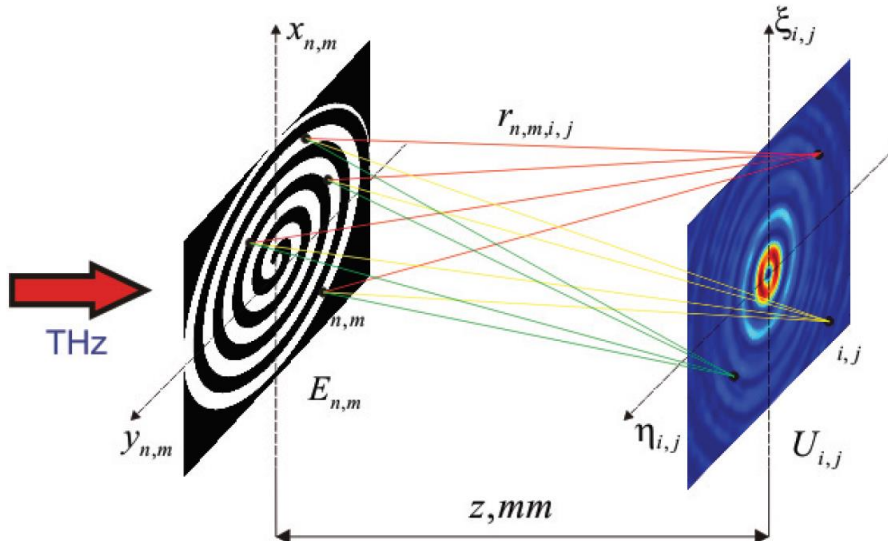


Рисунок 1.15 – принцип восстановления распределения электромагнитного поля по правилу Гюйгенса-Френеля. Дифракцию на дифракционном оптическом элементе можно рассчитать с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа. Поле в каждой точке находится путем суммирования вкладов от каждой точки ДОО [75]

Перепишем радиус сферических волн r через переменные величины – x, y, ξ, η, z по теореме Пифагора:

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2} = \left[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \\ &= z \cdot \left[1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{z^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Для того, чтобы интеграл $U(\xi, \eta)$ можно было взять численно либо аналитически, нужно записать радиус в параксиальном приближении, воспользовавшись условиями $\frac{(\xi - x)^2}{z^2} \ll 1$ и $\frac{(\eta - y)^2}{z^2} \ll 1$ по известной математической формуле $(1 + x)^\alpha = 1 + \alpha x$ при малых x :

$$r = z \cdot \left(1 + \frac{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2}{2z^2} \right). \quad (1.10)$$

В фазе сферического волнового фронта радиус нужно записывать в таком виде, но в знаменателе его можно заменить на z , так как они примерно равны. В результате получится конечное выражение, описывающее распределение амплитуды электромагнитного поля $U(\xi, \eta)$ на расстоянии z , при дифракции плоской световой волны на дифракционном элементе с пропусканием, описываемым по закону $E(x, y)$:

$$U(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda z} \cdot e^{-ikz} \iint E(x, y) e^{-i\frac{k}{2z}[(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2]} dx dy. \quad (1.11)$$

При расчете дискретной функции электромагнитного поля получается матрица, состоящая из комплексных чисел. Поэтому для визуализации интенсивности восстановленного изображения используется следующее выражение:

$$I(\xi, \eta) = |U(\xi, \eta)|^2. \quad (1.12)$$

Удобство цифрового восстановления волнового фронта состоит в том, что можно также получить распределение фазы, которое экспериментально получить невозможно, через выражение вида:

$$\Phi(\xi, \eta) = \arctan \left[\frac{\text{Im}U(\xi, \eta)}{\text{Re}U(\xi, \eta)} \right]. \quad (1.13)$$

Глава 2 Формирование совершенных векторных вихревых пучков с помощью дифракционных оптических элементов

Формирование бесселевых пучков с помощью дифракционных оптических элементов в видимом диапазоне известно давно [76, 77, 78]. Однако манипулирование излучением терагерцового диапазона и формирование такой моды в пучке осложнялось проблемами, связанными с изготовлением элементов. Сложность обуславливалась подбором подходящего материала прозрачного для ТГц-излучения (в случае фазовых элементов), методов изготовления, а также регистрации полученных сигналов.

Данная глава посвящена описанию результатов экспериментов по формированию совершенных векторных вихревых пучков, использованных для создания поверхностных плазмон-поляритонов на аксиально-симметричных образцах. Приведены изображения распределений интенсивности вихревых бесселевых пучков, полученных в терагерцовом диапазоне с помощью двух видов ДОЭ: кремниевых бинарных фазовых аксиконов и алмазного аксикона с кусочно-непрерывным рельефом. Приведены результаты исследования по прохождению бесселевых пучков сквозь амплитудные и фазовые препятствия. Рассмотрены методы получения радиальной поляризации, а также формирования вихревых пучков диаметр которых не увеличивается с увеличением топологического заряда.

2.1. Формирование вихревых бесселевых пучков с помощью дифракционных оптических элементов

2.1.1 Формирование бинарными фазовыми аксиконами

Ранее в работах автора, проводимых в годы обучения в бакалавриате (2014-2016 г.г.), были продемонстрированы результаты формирования пучков с помощью бинарных элементов, представленных на рисунке 1.10, с параметрами из таблицы 1.4 (BA_1 и BA_2). В этой работе было исследовано свойство бездифракционности, что означает способность бесселевых пучков

распространяться в некоторой области свободного пространства, не меняя распределения интенсивности в поперечном сечении пучка. В данном случае зона перекрытия формирующих бesselев пучков конически сходящихся плоских волн (зона формирования) наблюдается на расстоянии от 10 мм до 280 мм от аксикона. Здесь мы можем наблюдать распределение интенсивности в поперечном сечении в виде концентрических колец как показано на рисунке 2.1.

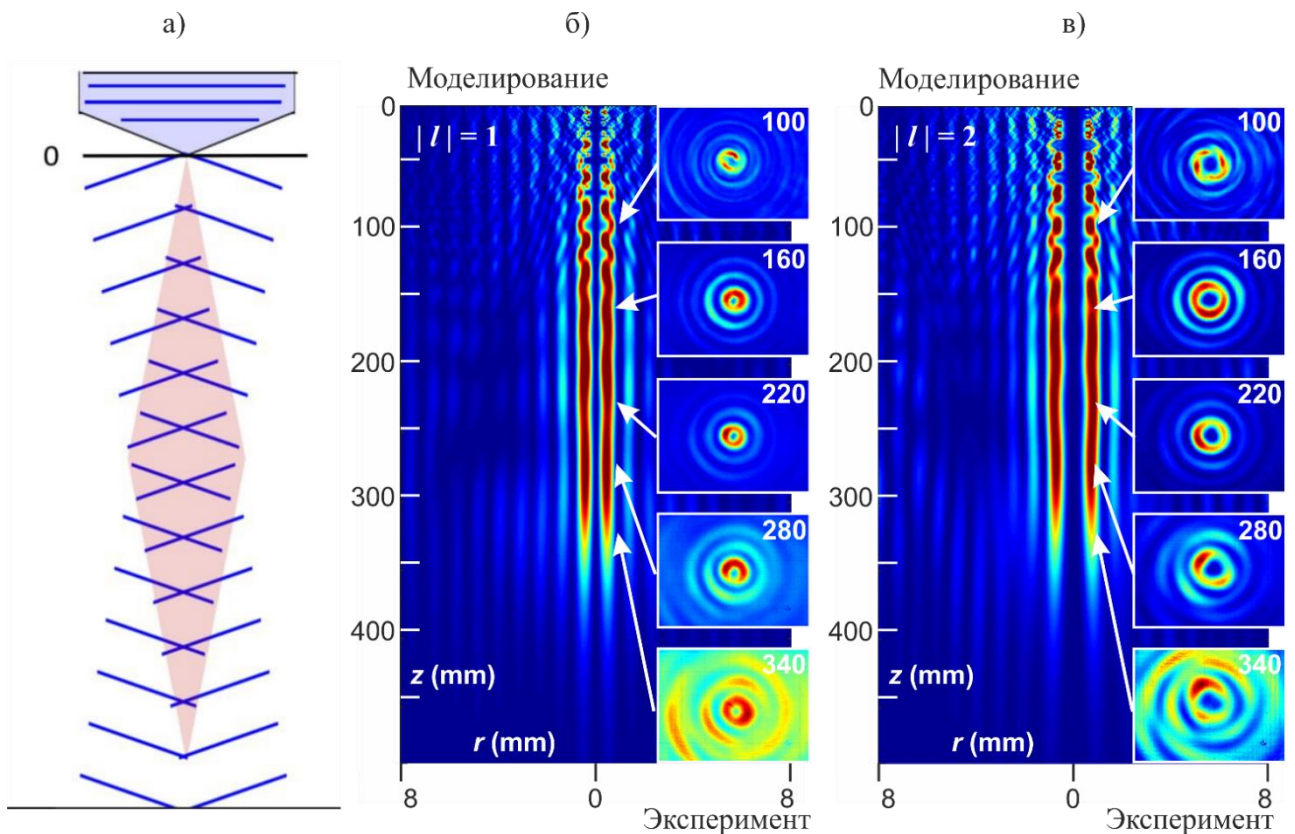


Рисунок 2.1 – а) схема формирования бesselев пучка; поперечное (эксперимент) и продольное (моделирование) сечения распределения интенсивности вихревых бesselевых пучков в диапазоне расстояний $L=10\div 460$ мм с топологическими зарядами: б) $l = +1$; в) $l = +2$

Видно, что кольца экспериментально полученных пучков обладают азимутальной неоднородностью интенсивности. Это наблюдается и в расчетных распределениях (рисунок 2.2а). При этом распределение интенсивности идеальных бesselевых пучков представляет собой набор концентрических колец с постоянной амплитудой по азимуту (рисунок 2.3а). В результате формирования пучков бинарными аксиконами в моделировании на $\lambda=141$ мкм присутствуют

вариации интенсивности внутри колец, причем число пиков равно $2l$. Это хорошо видно на поперечных распределениях интенсивности, приведенных на рисунках 2.2а и 2.3б. Также важно отметить, что амплитуды пиков интенсивности не равны между собой, а варьируются через один, что наглядно демонстрирует график азимутального распределения интенсивности внутри первого кольца бesselева пучка (рисунок 2.2б). Для получения данной зависимости определялся центр кольца и переводом в полярные координаты относительно этого центра строился график зависимости полярного угла при фиксированном значении радиуса, которое соответствовало радиусу первого кольца бesselева пучка по средней линии. Данные вариации могут быть связаны с бинарностью элемента и ограниченностью апертуры.

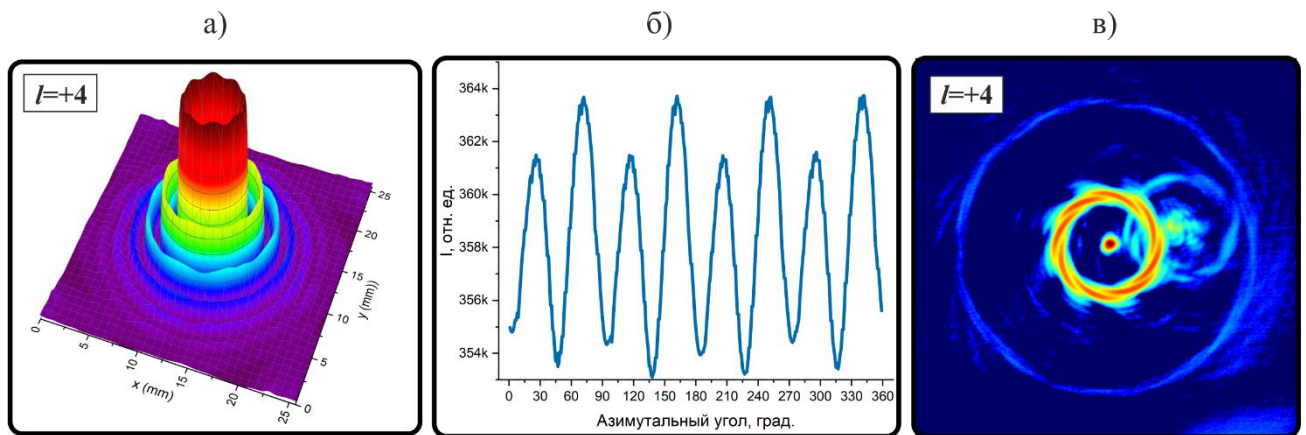


Рисунок 2.2 –распределение интенсивности в поперечном сечении пучка с $l=+4$ а) в свободном пространстве (моделирование); б) график азимутального распределения интенсивности внутри первого кольца (моделирование); в) в фокальной плоскости линзы с $f=75$ мм (эксперимент)

Однако в экспериментальных данных отстройка длины волны освещающего излучения от расчетной приводит к числу пиков равному l и увеличению их амплитуды. На рисунке 2.3в приведены результаты моделирования пучка на длине волны 135 мкм, т.е. с отклонением в 4% от расчетной [49]. Было показано, что результаты расчета, включая количество пиков, при таких условиях хорошо согласуются с экспериментальными результатами, что может свидетельствовать о том, что в эксперименте длина волны излучения имела отклонение от 141 мкм.

Таким образом, отклонение длины волны излучения от расчетной для аксиконов с бинарным и кусочно-непрерывным рельефами, а также неточности их изготовления приводят к периодическим вариациям азимутального распределения интенсивности бesselева пучка.

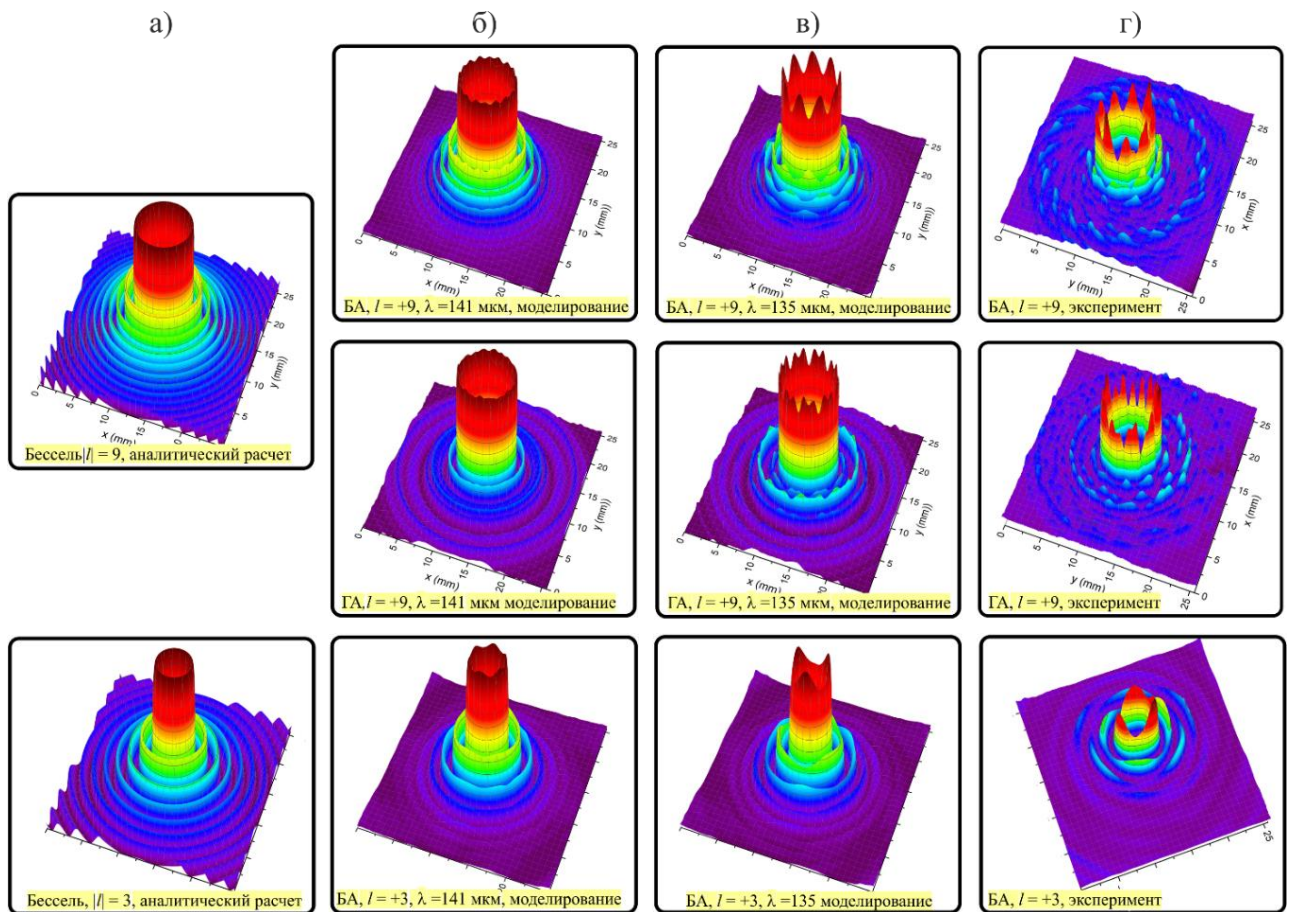


Рисунок 2.3 – а) идеальные пучки (описываемые функцией Бесселя); б) и в) численное моделирование бesselевых пучков, сформированных аксиконами БА₉, ГА₉ и БА₃, освещаемых гауссовым пучком с радиусом 12,1 мм на длинах волн 141 и 135 мкм соответственно; г) экспериментальные результаты [49]

Бинарность элемента также вносит вклад в вид Фурье-образа (рисунок 2.2в) получаемого пучка. В отличие от идеального бesselева пучка, в фокальной плоскости линзы мы наблюдаем не ровное кольцо, как в случае идеальной моды Бесселя, а кольцо, состоящее из дуг, количество которых равно $2l$, а направление зависит от знака топологического заряда. Поскольку элемент является дифракционной решеткой с профилем меандра, то наблюдается вклад только нечетных порядков. Данный элемент рассчитан так, чтобы основная часть энергии

шла в первый порядок, однако часть её все же уходит в высшие порядки дифракции, что проявляется в виде второго кольца большего диаметра.

Формирование гауссовой моды нулевого порядка также вносит вклад в формирование пучка, что в фокальной плоскости линзы дает максимум интенсивности в центре. Данный вклад образуется в результате френелевских отражений в кремнии, о чем более подробно написано в [2]. Однако еще одной причиной, которая применима и к алмазному аксикону, является резкий перепад рельефа в центре ДОЭ, который приводит к тому, что часть излучения проходит сквозь элемент, не испытывая дифракции, и не трансформируется в бесселеву моду.

Также стоит заметить, что на рисунке присутствуют два кольца одинакового размера. Второе кольцо, расположенное в стороне от центрального, является результатом переотражения от задней стенки кремниевого аксикона.

В экспериментах по генерации вихревых поверхностных плазмон-поляритонов использовались аксиконы БА₂₃ и БА₉. Эти СБФА можно рассматривать как круговую дифракционную решётку, для описания которой мы вправе использовать следующую формулу:

$$p \cdot \sin \theta = m\lambda, \quad (2.1)$$

где θ – телесный угол между дифрагировавшей волной и оптической осью, m – целое число. С уменьшением периода решетки, при условии, что длина волны остается неизменной, угол схождения лучей увеличивается, что приводит к уменьшению длины зоны существования бесселева пучка. Это наглядно показано на рисунке 2.4а и б, где приведено сравнение распределений интенсивности пучков с одинаковым l , сформированных аксиконами с разными периодами. Зона бездифракционности пучков, сформированных аксиконом с периодом 2,02 мм, уменьшилась по сравнению с зоной пучков, сформированных аксиконом с периодом 3,03 мм, в 1,4 раза ($160 \div 330$ мм и $120 \div 240$ мм соответственно), что

сопоставимо с отношением периодов аксиконов – 1,48. Хорошо заметна разница при сравнении на расстоянии 340 мм, где у одного пучка еще видны кольца, а у второго наблюдаются спирали, соответствующие расхождению конических плоских волн, образующих бesselев пучок.

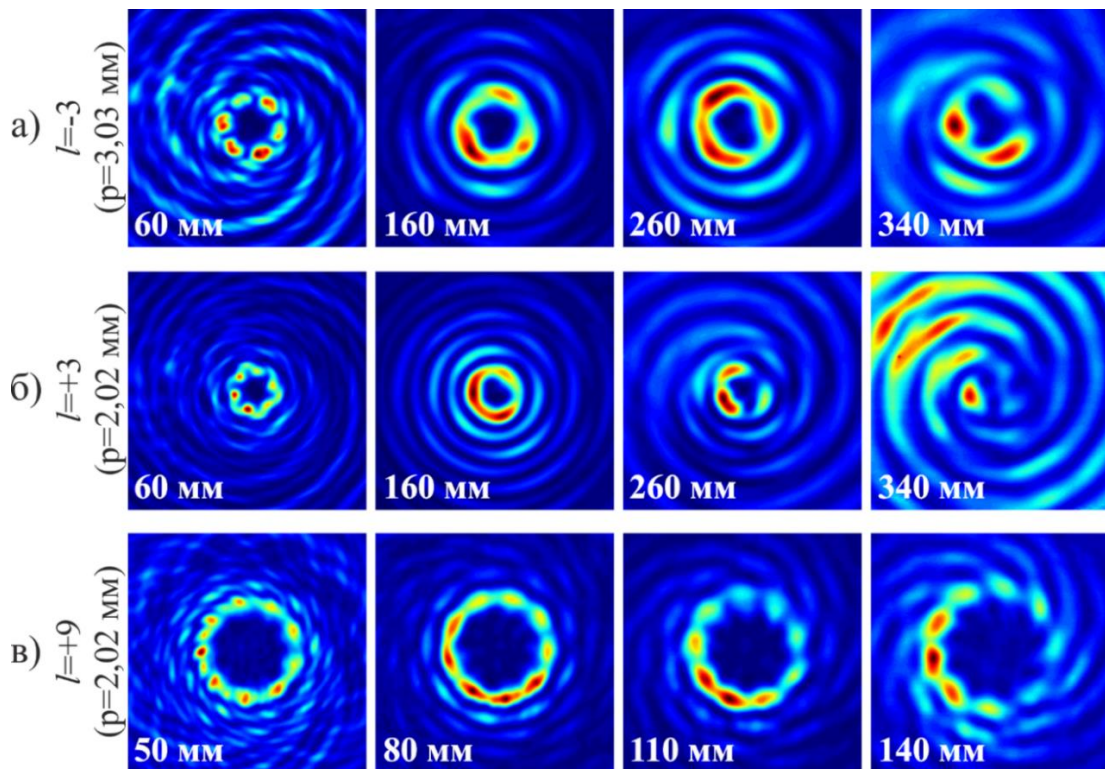


Рисунок 2.4 – изображения распределений интенсивности в поперечных сечениях вихревых бesselевых пучков с $l=+3$ и $l=+9$, сформированных СБФА: а) БА₃, б) БА₂₃ и в) БА₉ в диапазоне расстояний 50÷340 мм от аксикона. Размер изображений: 15×15 мм

Важно отметить, что с увеличением топологического заряда бesselева пучка увеличивается и размер его колец, что соответствует графикам функций Бесселя. Диаметр первого кольца пучка с для $|l| = 3$ составляет 3,4 мм, а для $|l| = 9$ – 7,5 мм. В случае применения таких пучков для проводной связи, где используются проводники фиксированного размера, такое свойство может стать негативным аспектом. Однако ниже, в разделе 2.4, описано предложенное решение данной проблемы.

2.1.2 Формирование голографическим аксиконом

В случае голографического элемента пучок формировался на расстоянии 80 мм и сохранялся вплоть до 130 мм, диаметр первого кольца пучка составил 6,8 мм. Несмотря на значительное отличие длины зоны бездифракционности Бесселева пучка, сформированного голографическим и бинарным аксиконами, её вполне достаточно для генерации плазмон-поляритонов на имеющихся у нас цилиндрических образцах. Область существования Бесселева пучка после аксикона ограничивается диаметром аксикона и углом преломления плоской волны на решетке аксикона, равным $\alpha = \lambda \kappa / 2\pi$.

Основным отличием и преимуществом голографического аксикона над бинарным является формирование Бесселевых пучков более высокого качества, т.е. наиболее приближенных к идеальным. Это видно по Фурье-образу пучка на рисунке 2.5, который имеет вид идеального кольца, состоящего из максимумов интенсивности по азимуту, число которых равно $2l$.

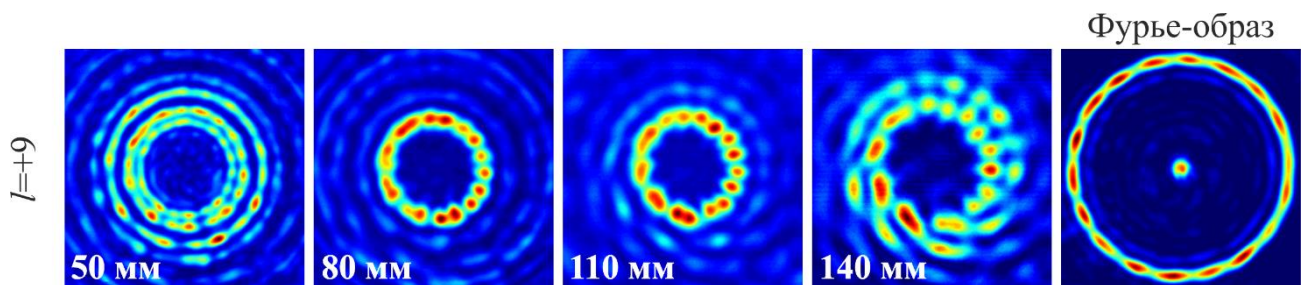


Рисунок 2.5 – изображение распределения интенсивности в поперечном сечении вихревого Бесселева пучка с $l=+9$, сформированного голографическим аксиконом Γ_9 с кусочно-непрерывным рельефом, в диапазоне расстояний 50÷140 мм от аксикона и его Фурье-образ ($f=100$ мм). Размер изображений: 15×15 мм

2.2. Распространение вихревых пучков сквозь амплитудные и фазовые объекты – свойство «самовосстановления»

Вихревые Бесселевы пучки обладают еще одним замечательным свойством – свойством восстановления поперечной амплитудно-фазовой структуры после прохождения неоднородной среды, или свойством *самовосстановления*.

Беспроводная передача информации в случае передачи в открытом пространстве может быть осложнена неблагоприятными условиями, такими как погода (туман, дождь, смог) и наличием амплитудных преград. В таком случае данное свойство является большим преимуществом бесселевых пучков над, например, гауссовыми.

Это свойство исследовалось как в оптическом диапазоне (см., например, [79]), так и в микроволновом диапазоне [80]. Теоретический анализ распространения вращающихся пучков в неоднородных средах приведен в обзоре [81]. Сравнение результатов теоретического анализа распространения бесселевых пучков в неоднородных средах с экспериментальными результатами, полученными в видимом диапазоне, приведено в работе [82].

Ниже приведены экспериментальные результаты демонстрации свойства самовосстановления бесселевых пучков, сформированных бинарными фазовыми аксиконами и прошедших через амплитудные и фазовые препятствия.

Для исследования данного свойства были проведены эксперименты в оптической схеме, показанной на рисунке 2.6а. Препятствие располагалось в плоскости, где пучок полностью сформировался (в данном случае это 120 мм от СБФА). В качестве амплитудного препятствия использовались образцы из алюминиевой фольги размерами $\square 3, 4$ и 10 мм (рисунок 2.6б). При таком взаимодействии после препятствия формируется так называемая «зона тени», длина которой z_{\min} описывается как [83]:

$$z_{\min} \approx \frac{2\pi R}{k_r \lambda} \quad (2.2)$$

R – радиус амплитудного препятствия, k_r – радиальное волновое число.

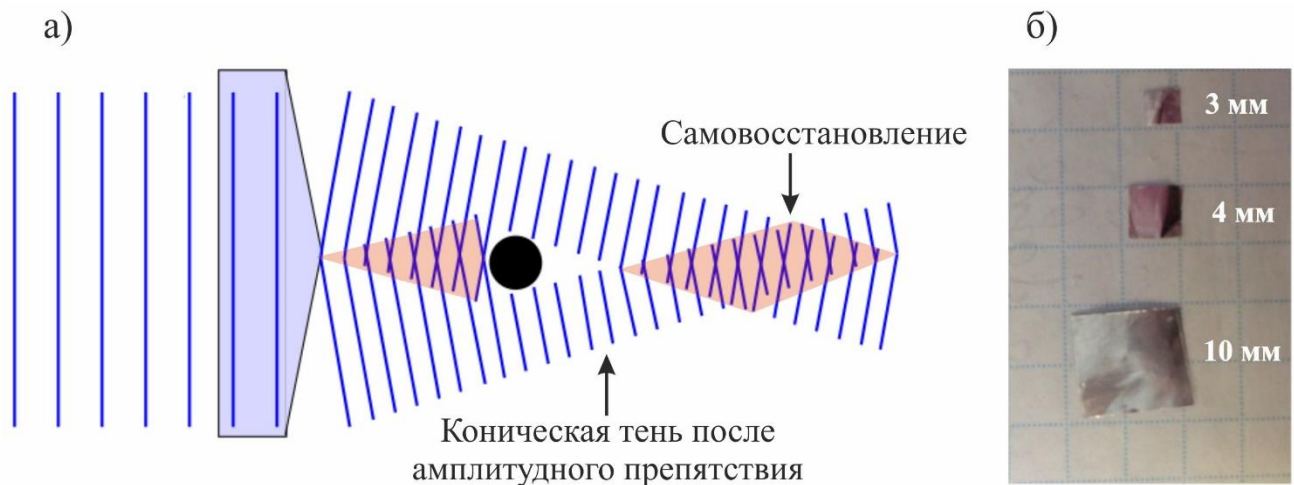


Рисунок 2.6 – а) схема прохождения бesselева пучка через амплитудное препятствие и восстановления исходного распределения интенсивности; б) фото амплитудных препятствий использованных в эксперименте (алюминиевые фольги)

Изображения продольного сечения пучка, прошедшего через амплитудное препятствие, представленные на рисунке 2.7, являются результатом сложения 755 кадров, зарегистрированных в эксперименте с помощью матрицы микроболометрических приемников. Как видно, во всех трех случаях пучок восстанавливает свое исходное состояние и чем препятствие меньше, тем восстановление происходит ближе к аксиону. Очевидно, данное явление связано с тем фактом, что в случае меньшего препятствия (рисунок 2.7а) меньшее количество лучей, формирующих пучок, перекрывается и может воспроизвести исходное состояние бesselева пучка, в отличие от случая с препятствием большего размера (в).

Также важно отметить, что пучок самовосстанавливается даже в случае, когда размер препятствия – $\square 10$ мм (рисунок 2.7в) значительно превышает диаметр первого кольца пучка – 2 мм, в котором сосредоточено наибольшее количество энергии – 18%.

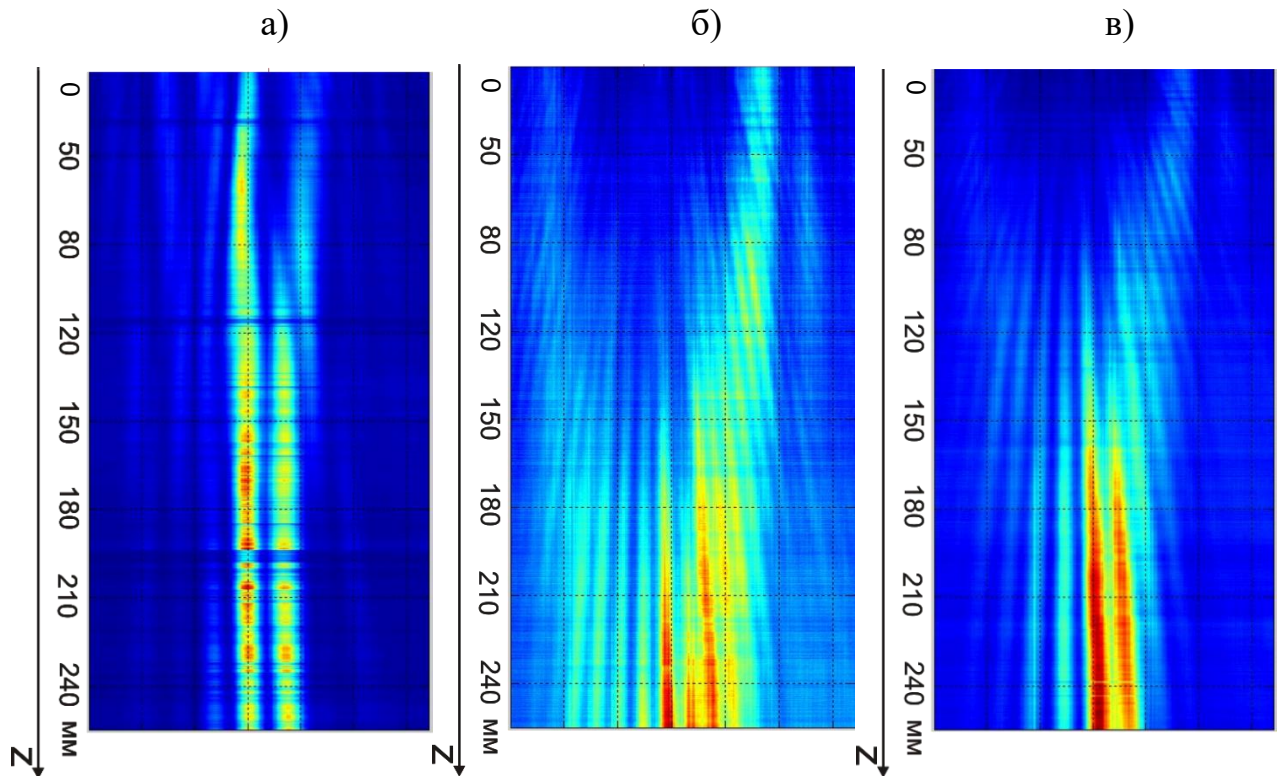


Рисунок 2.7 – экспериментальное продольное сечение распределения интенсивности бесселева пучка после прохождения через алюминиевую фольгу размером а) \square 3 мм; б) \square 5 мм; в) \square 10 мм в диапазоне расстояний $0 \div 250$ мм от препятствия до камеры

В работе [75] были представлены расчеты для самовосстановления вихревых бесселевых пучков после фазовых и амплитудных препятствий. Для случая амплитудных препятствий самовосстановление наблюдалось при размерах препятствий вплоть до радиусов ДОО (рисунок 2.8). Расстояние восстановления обратно пропорционально размеру препятствия.

При исследовании распространения вихревых пучков, сформированных с помощью СБФА, через фазово-неоднородную среду использовались две схемы, изображенные на рисунке 2.9: б) в свободном пространстве, в диапазоне расстояний $z = 120 \div 360$ мм от ДОО до детектора и в) в фокальной плоскости линзы. В качестве препятствия использовались два полипропиленовых экрана: из вспененного и гранулированного (гранулы диаметром 1,5 мм были закреплены на клейкой ленте в случайном порядке) полипропилена (рисунок 2.9г и д).

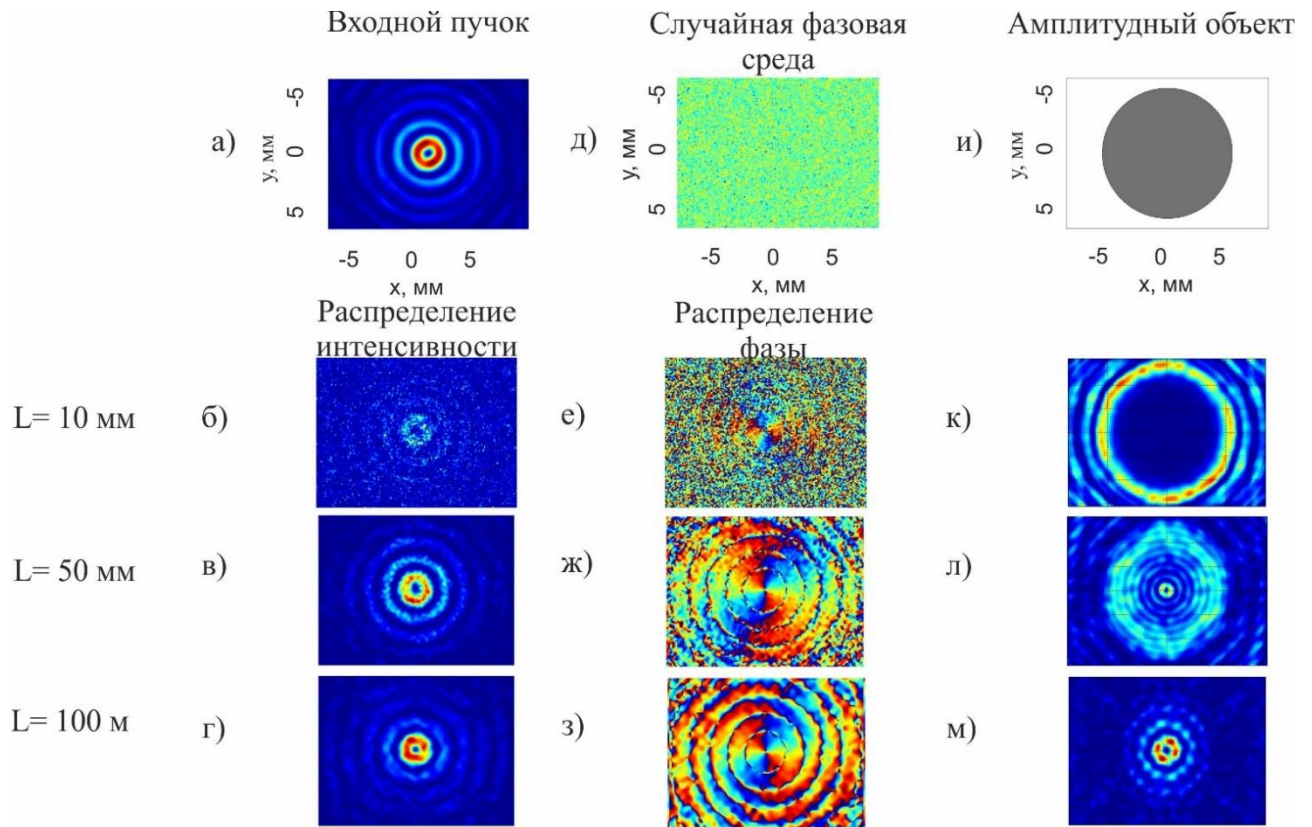


Рисунок 2.8 – результаты моделирования прохождения пучка через случайную фазовую среду: а) исходный вихревой бesselев пучок на расстоянии $L=130$ мм от СБФА; д) случайная фазовая среда; б)-г) распределение интенсивности после экрана на расстояниях 10, 50 и 100 мм соответственно; е)-з) фазовое распределение вихревого бesselева пучка за фазовым экраном на расстояниях 10, 50 и 100 мм соответственно; и) амплитудное препятствие диаметром 5 мм; к)-м) распределение интенсивности за препятствием на расстояниях 10, 50 и 100 мм соответственно [75]

При прохождении бesselева пучка сквозь препятствие волновой фронт деформируется, и кольца исходного пучка размываются. В связи с этим трудно точно оценить величину искажения и восстановления исходного распределения пучка, или «самовосстановления». Поэтому для оценки эффекта была использована киноформная линза для формирования Фурье-образа бesselева пучка (рисунок 2.9в).

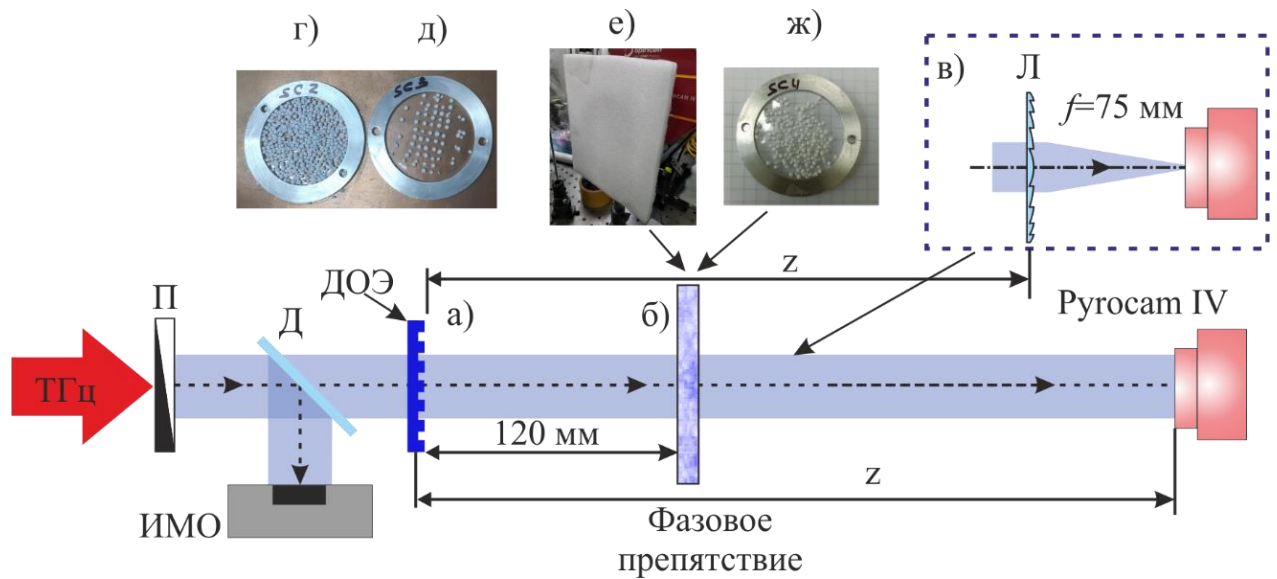


Рисунок 2.9 – а) схема для регистрации вихревого бesselева пучка б) при прохождении сквозь фазово-неоднородную среду в свободном пространстве на расстоянии $Z_0 = 120 \div 360$ мм от аксикона до приемника; в) в фокальной плоскости киноформной линзы Л. Фотографии фазовых препятствий: экран₁ – вспененный полипропилен толщиной 8 мм (е), экран_{2,3,4} – гранулы полипропилена диаметром 1,5 мм (г, д, ж)

Поскольку Фурье-образ бesselева пучка – кольцо радиуса $\lambda k f / 2\pi$, то, сравнивая долю энергии внутри кольца с полной энергией в пределах приемной матрицы, мы можем количественно оценить эффективность «самовосстановления» бesselева пучка позади препятствия как функцию расстояния.

Проведенное исследование включало в себя большое количество данных, а именно эксперименты с вихревыми пучками с ТЗ +1, +2, +3, +4 [46], поэтому ниже (рисунок 2.10) приведены примеры экспериментальных изображений распределений интенсивности вихревого бesselева пучка с $l = +4$ в свободном пространстве (а), после фазового препятствия (экран₁ – б, экран₂ – г) и в фокальной плоскости линзы (в, д), а также изображение Фурье-образа бesselева пучка в отсутствии фазового препятствия.

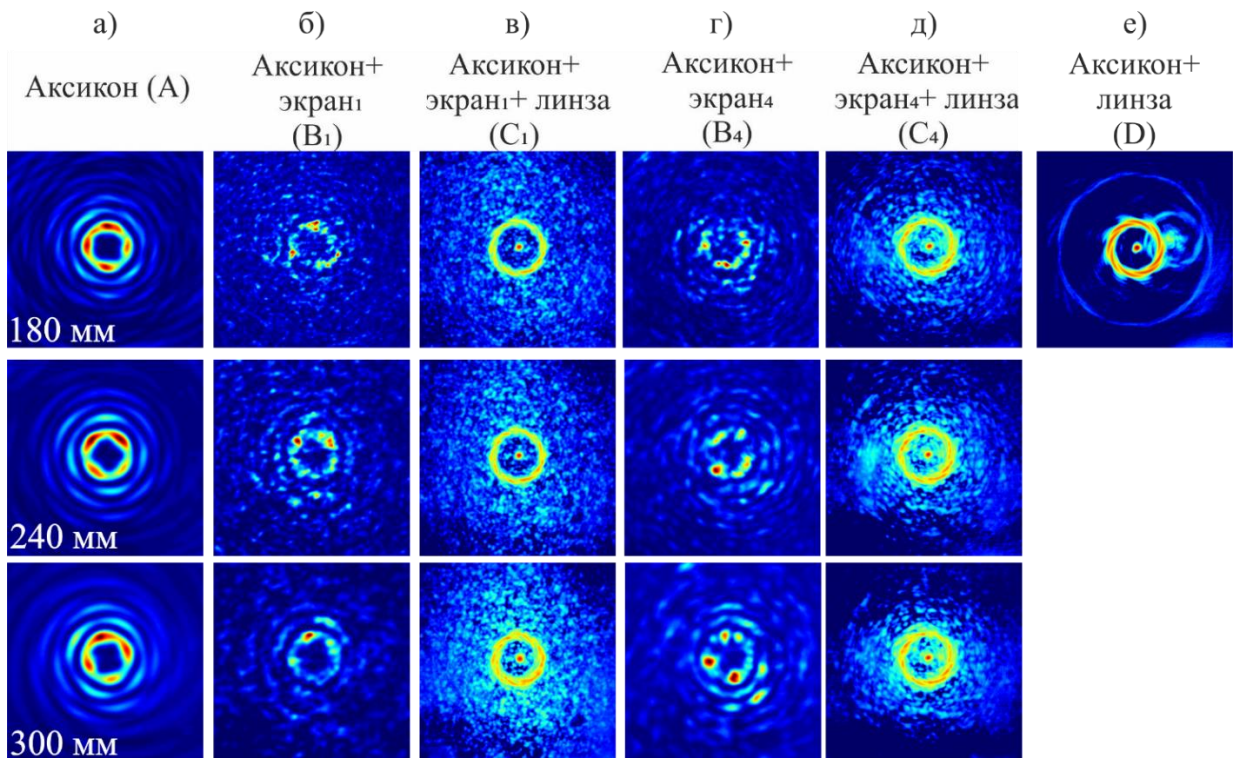


Рисунок 2.10 – экспериментальные изображения распределений интенсивности вихревого бesselева пучка с $l = +4$ а) в свободном пространстве; после фазового препятствия: б) экран₁, г) экран₄; в), д) в фокальной плоскости линзы с $f = 75$ мм на расстояниях 180, 240 и 300 мм от аксикона до приемника; е) Фурье-образ бesselева пучка в отсутствии фазового препятствия

На графиках (рисунок 2.11) приведены зависимости от расстояния мощности невозмущенного бesselева пучка (А), мощности пучка после рассеивателя (В) и мощности бesselевой моды пучка после экрана₁ (С₁). Все данные для каждой кривой приведены в произвольных единицах, нормированных на мощность входящего пучка, измеренную с помощью измерителя мощности. Величина А измерялась как интеграл интенсивности по площади матрицы Ругосам IV для невозмущенного бesselева пучка. Величина В представляла собой интеграл по той же площади для пучка, прошедшего через рассеиватель. Для определения интенсивности бesselевой моды, сохранившейся в пучке после рассеивателя, было использовано свойство идеального бesselева пучка трансформироваться в фокальной плоскости линзы в идеальное кольцо, о чем более подробно будет описано ниже в разделе 2.4. В данном случае мы вычисляли интеграл по площади круга, охватывавшего экспериментально регистрируемое

кольцо снаружи, и интеграл по площади круга, вписанного в кольцо. Их разность (C) была пропорциональна энергии бесселевой компоненты пучка. Отношение C/V характеризует степень сохранения бесселевой моды в пучке. Эта величина показана на рисунке 2.12.

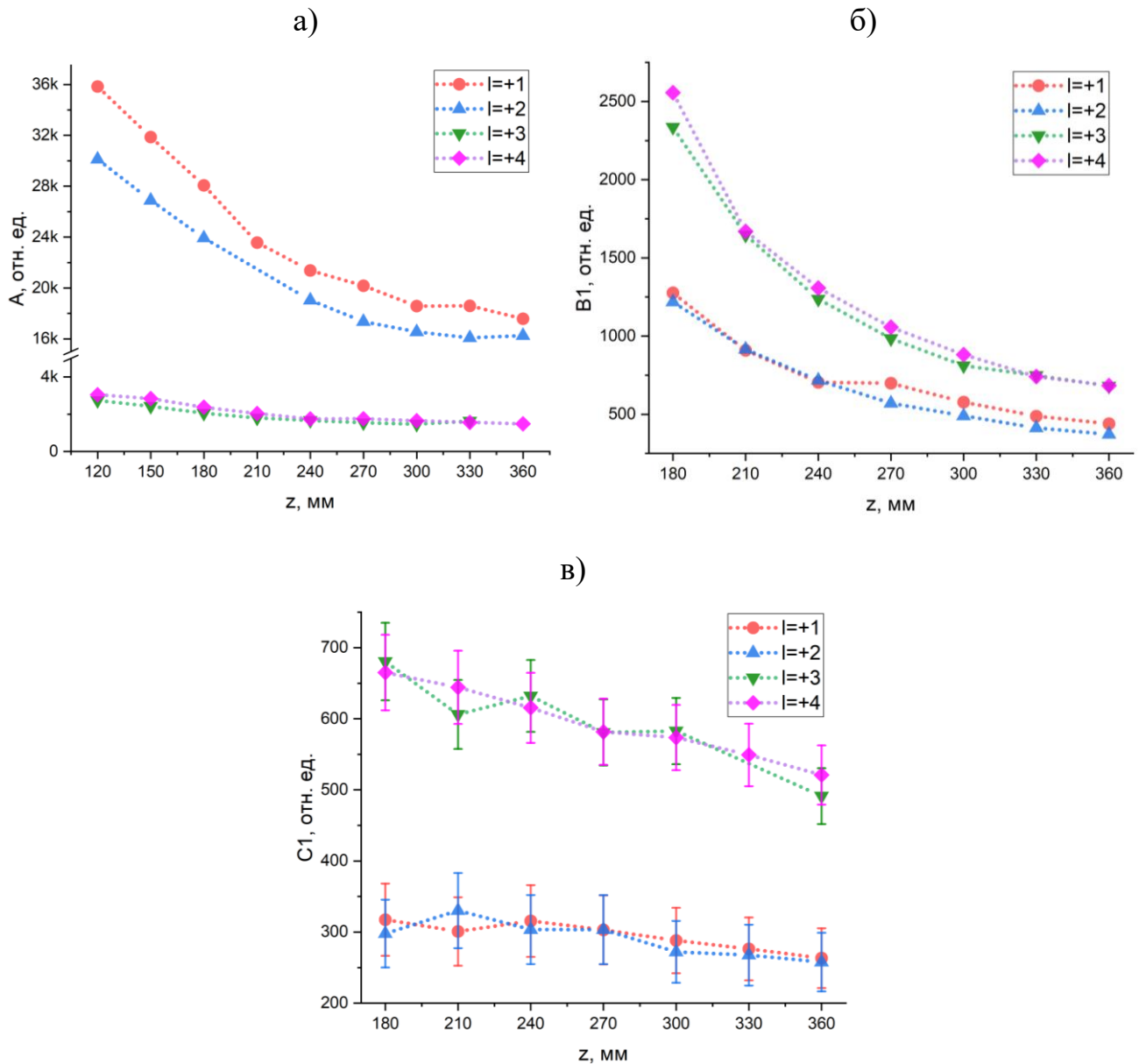


Рисунок 2.11 – графики экспериментальной зависимости мощности A , V_1 , C_1 от расстояния z (от аксикона до детектора) для вихревых пучков с $l = +1, +2, +3, +4$ и экрана₁. Для A и V_1 величина погрешности меньше размера символа

На рисунке 2.11 для зависимости $A(z)$ видно, что с увеличением расстояния от аксикона до камеры от 120 до 360 мм наблюдается спад мощности

приблизительно в два раза. При сравнении зависимостей для невозмущенного пучка (А), можно заметить, что спад интенсивности наблюдается приблизительно во столько же раз. В случае прохождения пучка сквозь препятствие (V_1) наблюдается сильное рассеяние – интеграл интенсивности в пределах площади матрицы камеры на том же расстоянии спадает примерно в 5 раз. Интересно, что в случае бесселева пучка, прошедшего через препятствие, интеграл мощности пучка в кольце Фурье-образа (C_1) лишь незначительно спадает с увеличением z .

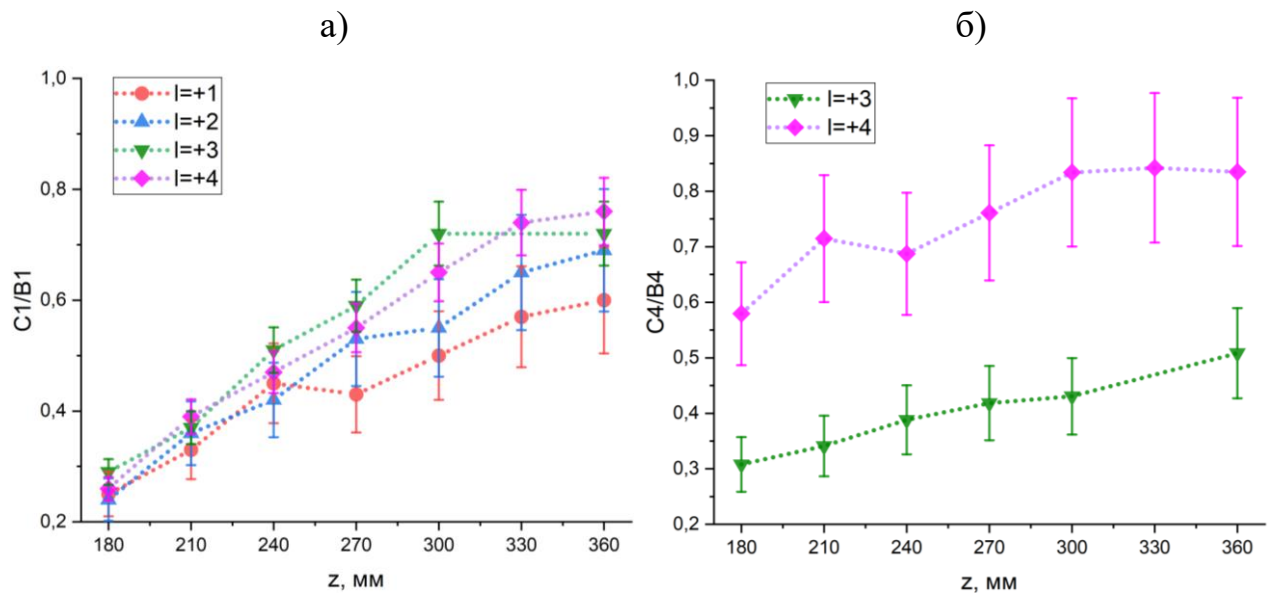


Рисунок 2.12 – графики экспериментальной зависимости отношений мощности внутри кольца Фурье-образа бесселева пучка после препятствия к мощности пучка после а) экрана₁ C_1/V_1 и б) экрана₂ C_4/B_4 от расстояния z (от аксикона до камеры) для вихревых пучков с $l = +1, +2, +3, +4$

В качестве критерия, характеризующего самовосстановление пучка, кажется естественным выбрать отношение величин C/V . Видно, что эта величина с увеличением расстояния возрастает от значения 0,1-0,2 до значения 0,6-0,8, то есть, говоря формально, мы наблюдаем хорошо известное «самовосстановление» пучка. Если учесть, что на самом деле мощность бесселевой моды (рисунок 2.11в) немного падает с расстоянием, мы наблюдаем не реальное самовосстановление бесселева пучка, а повышение контрастности его изображения за счет того, что поле рассеянной волны выходит за апертуру бесселева пучка, тогда как лучи, не

рассеянные или мало рассеянные препятствием, сохраняют свое угловое распределение в виде конически сходящихся плоских волн. Приведенные выше графики представлены в произвольных единицах. На рисунке 2.13 для удобства анализа все графики для А, В, С собраны вместе. Значения нормированы на величину, полученные в первой точке кривой, и смещены по высоте на единицу.

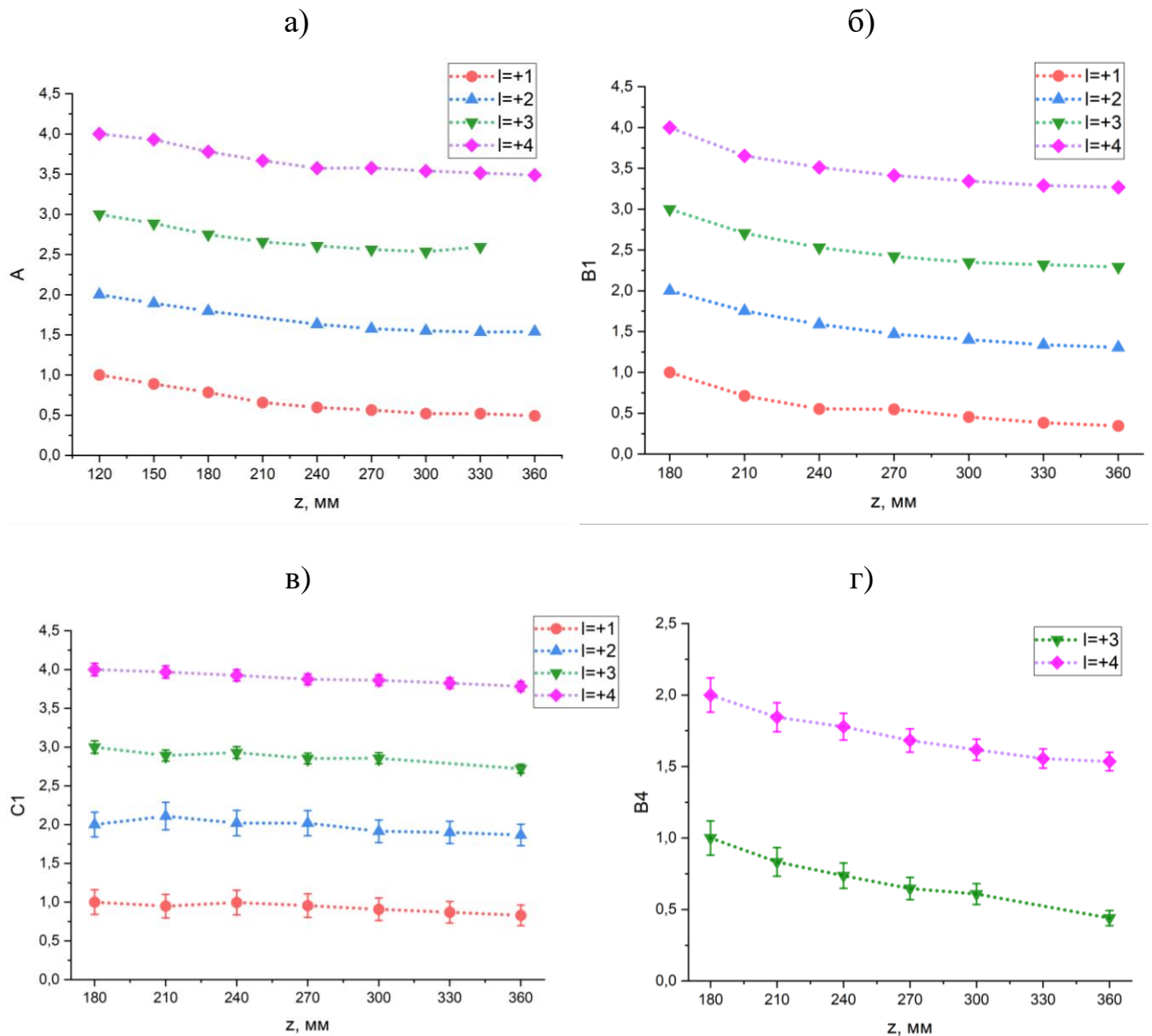


Рисунок 2.13 – графики экспериментальной зависимости мощности а) А; б) В₁; в) С₁; г) В₄ от расстояния z (от аксикона до камеры) для вихревых пучков с $l = +1, +2, +3, +4$. Данные нормированы на первую точку

2.3. Формирование векторных вихревых пучков

Потенциальное применение вихревых пучков в области передачи данных с помощью ППП на аксиально-симметричных проводниках требует создания не только определенного пространственного распределения интенсивности, но и специфического состояния поляризации – направленного в каждой точке ортогонально к поверхности. Это обусловлено тем, что ППП формируются за счет взаимодействия поперечной к металл-диэлектрической поверхности электромагнитной волны. Такие пучки называются векторными [84, 85, 86]. Примерами векторных пучков являются пучки с радиальной и азимутальной поляризацией. Распределение интенсивности таких пучков имеет форму «пончика» из-за фазовой сингулярности в центре. Для формирования радиальной поляризации в работе были использованы два метода:

- 1) с помощью сложения в схеме интерферометра Маха-Цендера ортогональных линейно поляризованных мод Гаусса-Эрмита с номерами (1,0) и (0,1). Соответствующие моды сформированы с помощью моданов (раздел 1.4.4);
- 2) с применением сегментной полуволновой пластинки (раздел 1.4.3).

2.3.1 Формирование векторных вихревых пучков с помощью комбинации эрмит-гауссовых пучков

Эксперимент выполнен в оптической схеме Маха-Цендера, показанной на рисунке 2.14. Поляризация входного пучка НЛСЭ практически линейна и электрическое поле повернуто на 18° относительно вертикали. Для того, чтобы выровнять относительную интенсивность в обоих плечах на входе интерферометра был установлен поляризатор. Гауссов пучок делился на два ортогонально поляризованных пучка с помощью поляризатора, установленного под 45° к оптической оси. В плечах интерферометра установлены моданы для формирования эрмит-гауссовых пучков (рисунок 1.9), так, что граница раздела

фаз располагалась ортогонально поляризации в каждом из плеч интерферометра. Оптическая разность хода в двух плечах интерферометра должна быть минимальна и не превышать длину когерентности НЛСЭ, которая составляет 3 см при длине импульса 100 пс. В каждом из плеч наблюдались распределения интенсивности пучков, соответствовавшие модам Эрмита-Гаусса с номерами (1,0) и (0,1) повернутым под углом 45° , а после интерферометра – результирующее распределение интенсивности (векторный пучок моды Гаусса-Лагерра), изображения которых приведены на рисунке 2.14а, б, в.

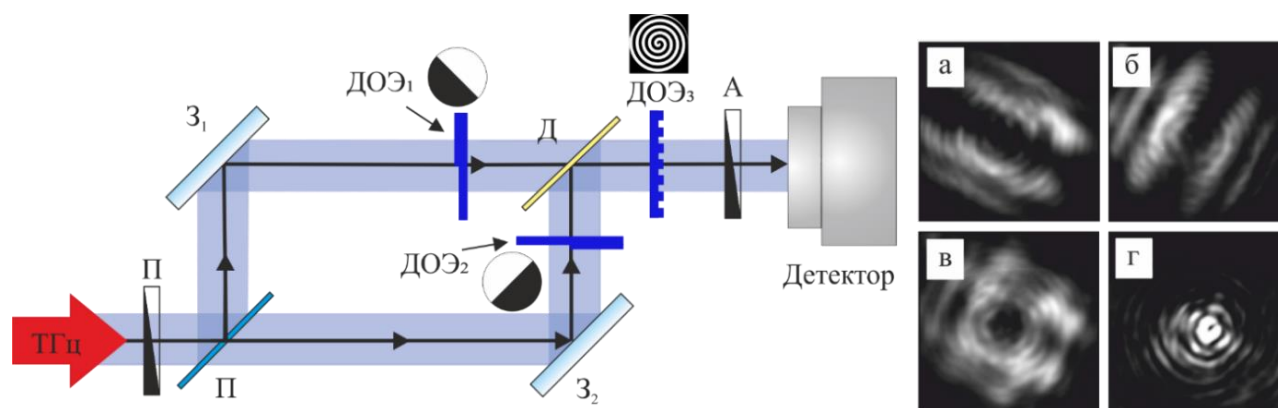


Рисунок 2.14 – схема экспериментальной установки для формирования вихревых векторных пучков с помощью ДОЭ. Интерферометр Маха-Цендера: П – поляризатор, $Z_{1,2}$ – зеркала, Д – пленочный полипропиленовый светоделитель, ДОЭ_{1,2} – модан для формирования эрмит-гауссова пучка, ДОЭ₃ – СБФА с $|l|=1, 2$, А – пленочный анализатор во вращающейся оправе. Распределения интенсивности: а) и б) в плечах интерферометра; в) после интерферометра; г) после ДОЭ₃ с топологическим зарядом $l=-1$ (г). Размер изображений: 7x7 мм

Для формирования вихревого пучка с радиальной поляризацией векторный пучок освещал бинарный фазовый аксикон, полученное распределение интенсивности представлено на рисунке 2.14г. Для анализа полученной поляризации использовался анализатор во вращающейся оправе (более подробный анализ приведен в разделе 2.4). Как видно по результатам, пучок представляет собой бесселеву моду, однако форма колец искажена, т.к. СБФА рассчитан на освещение гауссовым пучком, в то время как в данном случае сумма двух ЭГ пучков представляет собой сложное неравномерное распределение

интенсивности (рисунок 2.14в). Таким образом, можно сказать, что такой метод формирования бесселевой моды с радиальной поляризацией не подходит для дальнейших исследований ввиду искаженного профиля выходного пучка.

2.3.2 Формирование векторных вихревых пучков с помощью сегментной полуволновой пластинки

Позже, был найден коммерчески доступный элемент для формирования радиальной поляризации – сегментная полуволновая пластинка, что значительно упростило работу и повысило качество формируемых пучков. Принцип работы пластинки и её вид представлены в разделе 1.4.3.

При формировании вихревых пучков сегментная полуволновая пластинка устанавливалась перед аксиконом, вследствие чего на расстоянии 155 мм от аксикона до матрицы регистрировались изображения распределений интенсивности, приведенные на рисунке 2.15. Расстояние от аксикона до матрицы составляло 155 мм. В обоих случаях ($l = -3$ и $l = -9$) наблюдается поворот максимума интенсивности пучка, что свидетельствует о наличии чувствительности колец Бесселя пучка к изменению поляризации.

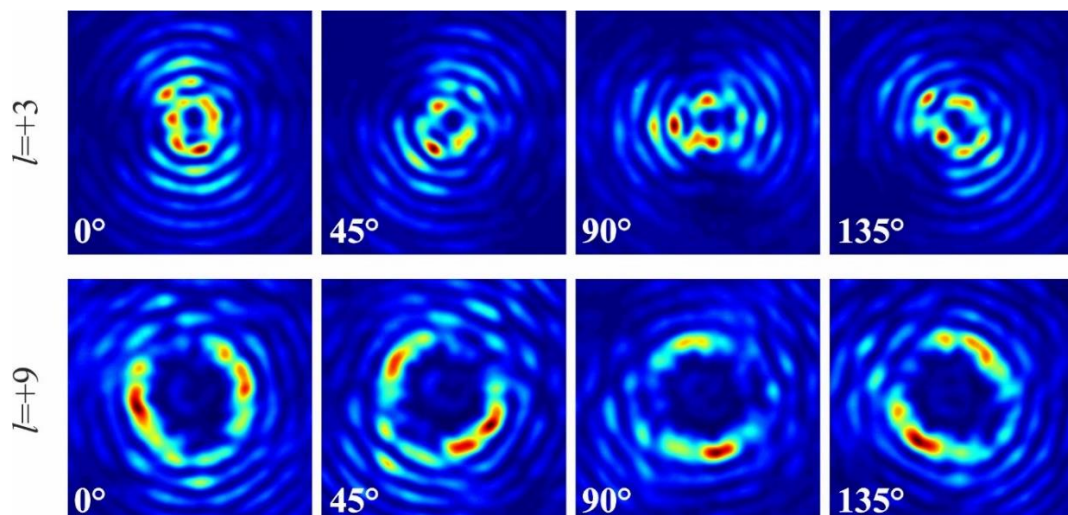


Рисунок 2.15 – изображения распределений интенсивности вихревых пучков с $l = -3$ и $l = -9$, сформированных СБФА БА₂₃ и БА₉, с радиальной поляризацией при повороте анализатора

Анализ наличия у таких пучков закрученности осуществлялся в схеме Маха-

Цендера (рисунок 2.16) с помощью исследования фазового состава волны. Изменение фазы было изучено с помощью интерференции гауссова пучка с вихревым бесселевым пучком. В одно из плеч был помещён бинарный аксикон и сегментная полуволновая пластинка.

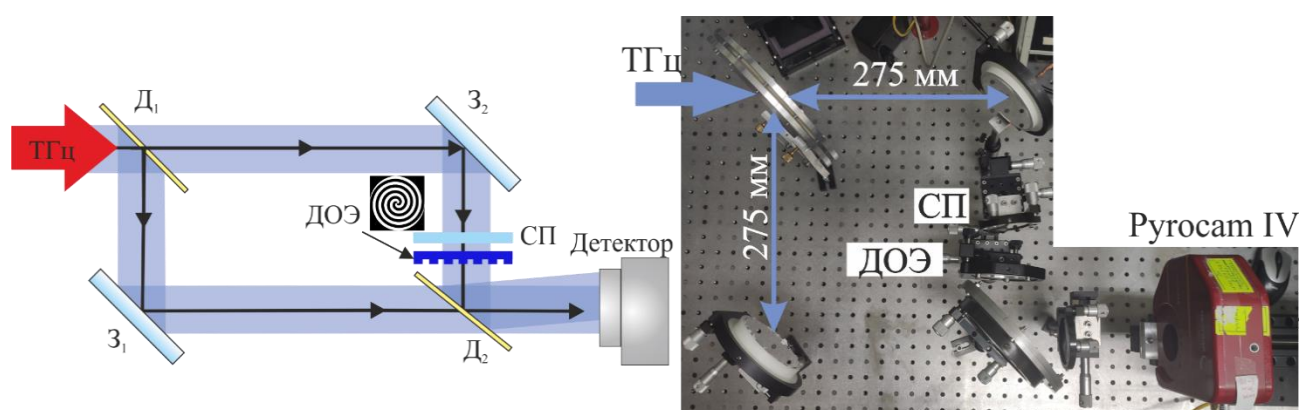


Рисунок 2.16 – схема и фото интерферометра Маха-Цендера для исследования ОУМ вихревых бесселевых пучков с радиальной поляризацией: D_1 , D_2 – пленочный светоделитель, Z_1 , Z_2 – зеркала, ДОЭ – СБФА, СП – сегментная полуволновая пластинка

В результате падения лучей под углом друг к другу на интерференционной картине наблюдается дислокация в виде «вилки» [78]. Величина этой дислокации пропорциональна значению топологического заряда, а направление соответствует знаку. Согласно расчетам, «вилка», направленная вверх соответствует положительному знаку топологического заряда, вниз – отрицательному (рисунок 2.17а). Это справедливо как для линейно поляризованного пучка, так и для пучка с радиальной поляризацией, наблюдаемого в эксперименте (рисунок 2.17б). Эксперименты по исследованию топологического заряда линейно-поляризованного пучка рядом дифракционных и интерференционных методов проводились автором ранее, а также были опубликованы в работе [88]. На рисунке 2.17 приведены результаты моделирования и эксперимента для интерференции бесселева и гауссова пучков в случае линейной и радиальной поляризации. Тип поляризации не входит в задачу моделирования, а приведенные экспериментальные данные были получены в отсутствии анализатора. В связи с

этим сравнение данных результатов справедливо и адекватно.

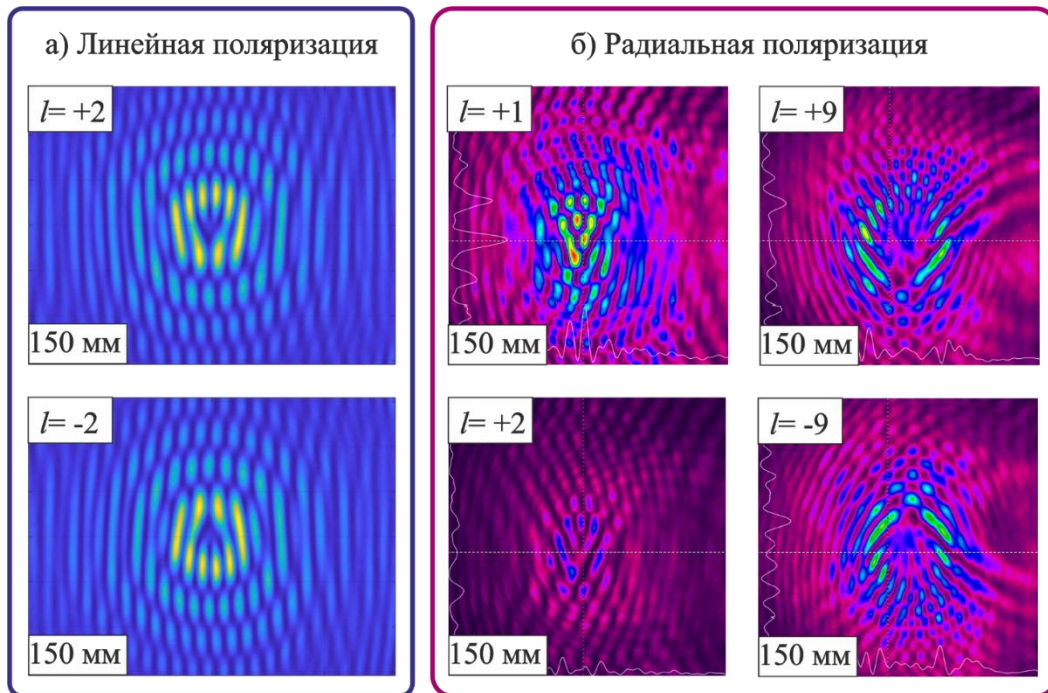


Рисунок 2.17 – расчетные и экспериментальные картины интерференции гауссова пучка с вихревым бesselевым пучком при а) линейной и б) радиальной поляризации для $l = +1, \pm 2, \pm 9$

2.4. Формирование «совершенных» векторных вихревых пучков

С ростом величины топологического заряда увеличивается диаметр пучка. Это делает невозможным передачу данных на цилиндрических проводниках с использованием нескольких топологических зарядов одновременно без дополнительного усложнения схемы. Если есть задача формирования пучков с заданным диаметром, она может быть решена формированием «совершенных» вихревых пучков, характеризующихся размером пучка, не зависящим от величины ТЗ. Термин *совершенные* вихревые пучки, или *совершенные* вихри, был введен в [89] и стандартно используется в литературе [90, 91, 92]. Островский и др. [89], чтобы преодолеть ограничения обычного вихревого пучка, ввели концепцию совершенного вихревого пучка, в которой диаметр кольца не зависит от ТЗ. Они использовали пространственный модулятор света со специально рассчитанной фазовой маской для аппроксимации совершенного вихря. Однако,

созданный ими пучок обладал нежелательными дополнительными кольцами. Позднее, в работе [90] для выполнения этой задачи использовали аксикон. Пучок с фиксированным диаметром кольца, пропорциональным параметру аксикона, может быть получен при любом порядке вихря. Однако этот метод требует замены аксикона и повторной настройки установки для достижения другого диаметра кольца. Чтобы упростить генерацию и преодолеть вышеупомянутые недостатки, в работе [91] авторы продемонстрировали новую технику формирования совершенного вихревого пучка с контролируемым радиусом кольца, используя свойство преобразования Фурье Бесселева пучка. Данная техника была продемонстрирована в видимом диапазоне с использованием излучения полупроводникового лазера Cobrite DX1 с длиной волны $\lambda = 1550$ нм. Ниже будут продемонстрированы результаты применения данного метода в ТГц-диапазоне с применением мощных пучков Новосибирского лазера на свободных электронах.

Радиус кольца, формируемого в результате Фурье-преобразования Бесселева пучка, в фокальной плоскости линзы записывается как

$$r_F \approx \frac{\lambda f \kappa}{2\pi} = \frac{f}{(p / \lambda)}. \quad (2.3)$$

Отсюда следует, что r_F одинаков для любого l , если поперечное волновое число κ аксиконов одинаково. Используя линзы с разными фокусными расстояниями, можно варьировать радиус кольца в зависимости от радиуса исследуемого образца. Так, для длины волны 141 мкм и периода аксикона 3,03 мм, при фокусном расстоянии линзы 50 мм радиус кольца составит 2,3 мм, а при длине волны 47 мкм тот же радиус можно получить с линзой с $f = 50$ мм. Описанная зависимость показана на графике, представленном на рисунке 2.18. На графике представлены несколько зависимостей:

- расстояния формирования пучка

$$Z_0 = \frac{R_1 + R_2}{2 \operatorname{tg}[\arcsin(\lambda / p)]} \approx \langle R \rangle (p / \lambda) \quad [93, 94], \quad (2.4)$$

где R_1 – внешний радиус аксикона, R_2 – внутренний радиус (если центральная часть аксикона закрыта непрозрачным диском);

- радиуса пучка

$$\rho(\lambda, l) = \frac{F(l)p}{2\pi} \approx 0,20 \lambda l (p / \lambda); \quad (2.5)$$

- угла наклона траектории вектора Пойнтинга от оси z на поверхности цилиндра радиуса r

$$\alpha \approx \frac{l\lambda}{F(l)p} = \frac{0,80}{(p / \lambda)}, \quad (2.6)$$

где $F(l) \equiv (\kappa\rho)_l \approx (1,244 \pm 0,026)l$;

- зависимости r_F от отношения p / λ .

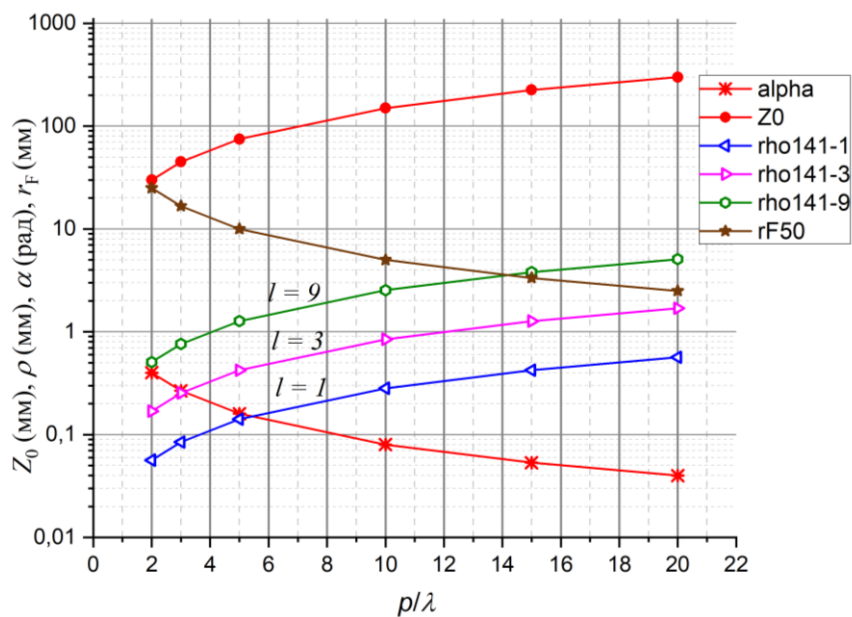


Рисунок 2.18 – основные параметры вихревых бesselевых пучков, сформированных с помощью СБФА, в зависимости от отношения периода аксикона к длине волны излучения для длины волны 141 мкм [93, 94]

Этот график позволяет подобрать оптимальные параметры аксикона. Величина радиуса первого кольца Бесселя пучка приведена для длины волны 141 мкм и модулей топологических зарядов $l = 1, 3, 9$. Видно, что приемлемая величина угла наклона вектора Пойнтинга (порядка нескольких градусов) достигается при отношении $p / \lambda \sim 4 \div 10$. При этом для терагерцового диапазона для больших $|l|$ радиус первого Бесселя кольца лежит вблизи одного миллиметра, а для среднего ИК – вблизи 100 мкм.

Для экспериментальных задач особый интерес на графике вызывает пересечение зеленой и коричневой линий при $p / \lambda = 14$. Оно соответствует равенству радиуса первого максимума Бесселя пучка (при $\lambda = 141$ мкм и $|l| = 9$) и радиуса «совершенного» вихревого пучка, полученного из этого же пучка с помощью линзы с $f = 50$ мм. Величина радиуса составляет 3,5 мм. Угол α еще достаточно велик ($\approx 0,053$ рад), а расстояние, на котором формируется Бессель пучок $Z_0 \approx 220$ мм, также удобно для экспериментов.

В экспериментах использовались образцы диаметром 7 и 10 мм (более подробно параметры образцов будут описаны в разделе 4.2). Поэтому в соответствии с графиком для получения пучков соответствующего диаметра формировались Фурье-образы вихревых пучков с помощью кремниевой линзы с $f = 100$ мм и киноформной линзы с $f = 75$ мм. Диаметр полученных пучков для всех аксиконов составил ≈ 7 мм (рисунок 2.19) и 10 мм, что позволяет использовать все представленные элементы для формирования пучков и их фокусировки на торце цилиндрического проводника нужного диаметра.

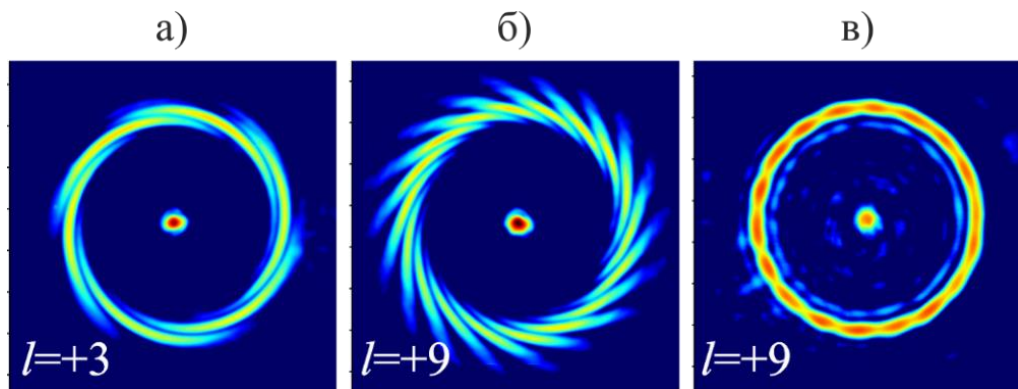


Рисунок 2.19 – изображения Фурье-образов вихревых бesselевых пучков, сформированных бинарными аксиконами с а) $l=+3$ и б) $l=+9$ и в) голографическим аксиконом с $l=+9$, в фокальной плоскости сферической кремниевой линзы с $f=100$ мм. Размер изображений: 20×20 мм

Совершенные векторные вихревые пучки формировались в схеме, аналогичной рисунку 2.14, с использованием моданов, трансформирующих гауссов пучок в эрмитт-гауссов (рисунок 2.20). Полученные изображения наблюдались в фокальной плоскости кремниевой линзы с фокусным расстоянием $f=100$ мм.

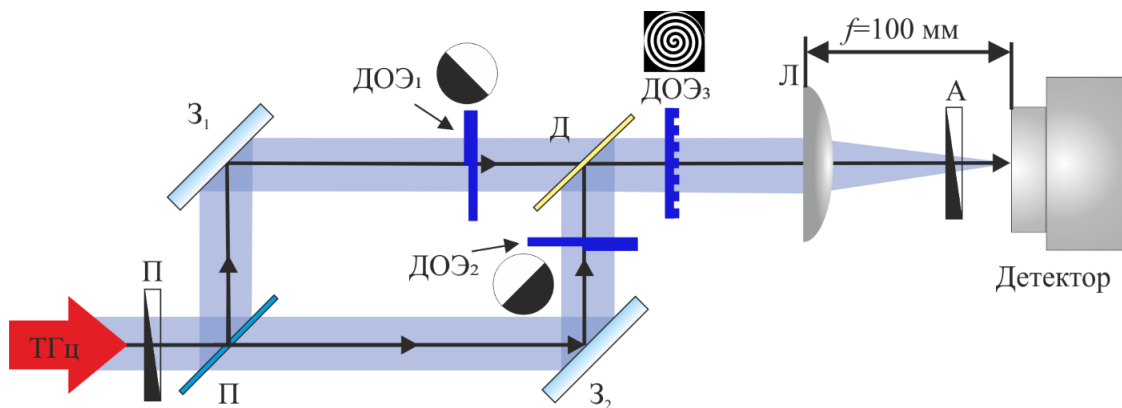


Рисунок 2.20 – схема экспериментальной установки для формирования совершенных вихревых векторных пучков с помощью ДОЭ. Интерферометр Маха-Цендера: П – поляризатор, $З_{1,2}$ – зеркала, Д – пленочный полипропиленовый светоделитель, ДОЭ_{1,2} – модан для формирования эрмитт-гауссова пучка, ДОЭ₃ – СБФА с $|l|=1, 2$, Л – кремниевая линза с $f=100$ мм, А – пленочный анализатор во вращающейся оправе

Экспериментальные и расчетные распределения интенсивности совершенных вихревых пучков с топологическим зарядом $l=-1$ и $l=-2$ с радиальной поляризацией показаны на рисунке 2.21а, в и б, г соответственно.

Отличия между результатами эксперимента и моделирования, могут быть связаны с отклонением плоскости регистрации изображения от фокальной плоскости линзы. В центре дифракционной картины можно наблюдать Фурье-образ освещающего аксикон пучка (комбинации двух ЭГ пучков) в виде четырех пятен. Разница в центральной области экспериментальных изображений по сравнению с результатами моделирования объясняется неточностью юстировки интерферирующих на светоделителе ЭГ пучков.

Для анализа поляризации полученного в эксперименте распределения интенсивности в фокальной плоскости перед камерой был установлен анализатор (рисунок 2.22). При азимутальном повороте поляризатора наблюдается вращение изображений, соответствующих как бесселеву пучку, так и ЭГ, что подтверждает наличие радиальной поляризации.

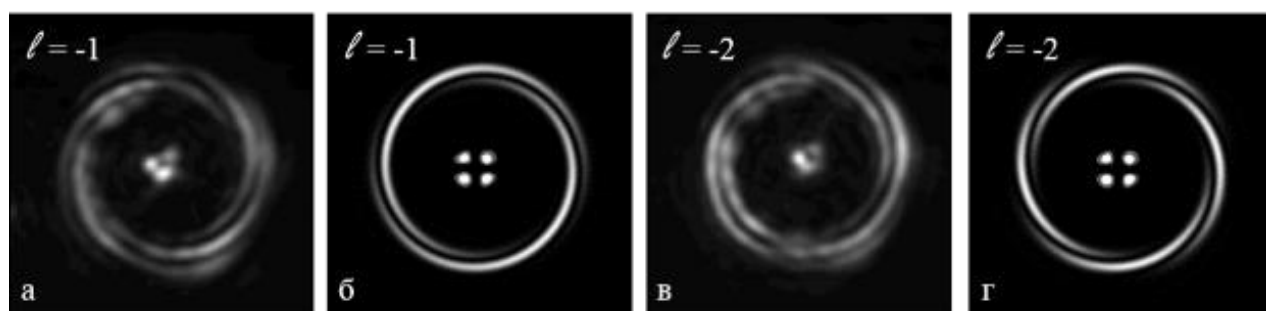


Рисунок 2.21 – экспериментальные (а, в) и расчетные (б, г) распределения интенсивности совершенных вихревых пучков с $l = -1$, $l = -2$ с радиальной поляризацией. Размер изображений: 7x7 мм

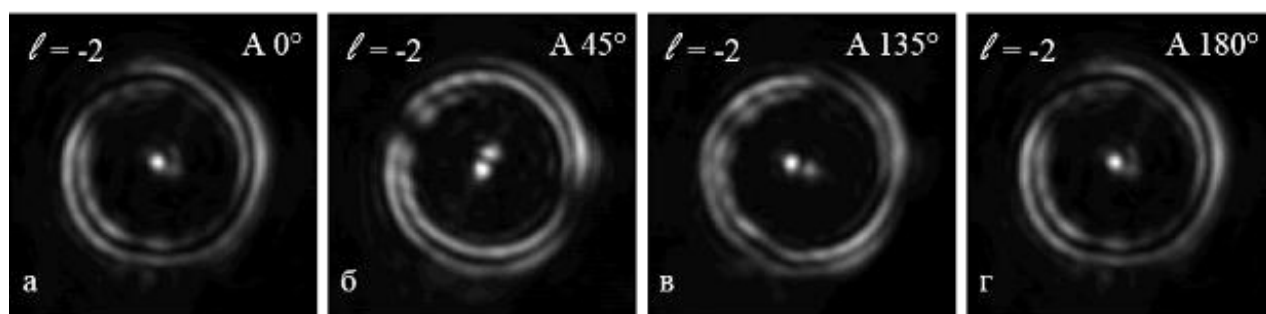


Рисунок 2.22 – распределение интенсивности совершенных вихревых пучков с $l = -2$ с радиальной поляризацией в зависимости от угла вращения анализатора. Размер изображений: 7x7 мм

Более простым способом создания совершенных вихревых векторных пучков является использование сегментной полуволновой пластинки. Линейно поляризованный гауссов пучок НЛСЭ преобразовывался в радиальный и освещал СБФА. На рисунке представлена схема экспериментальной установки и результаты, наблюдаемые в фокальной плоскости линзы с $f = 150$ мм для пучков с $l = -3$ и $l = -9$ (рисунок 2.23). Линза располагалась на расстоянии 155 мм от аксикона. При азимутальном вращении анализатора на рисунке 2.23г, наблюдался поворот пучка, что соответствует радиальной поляризации.

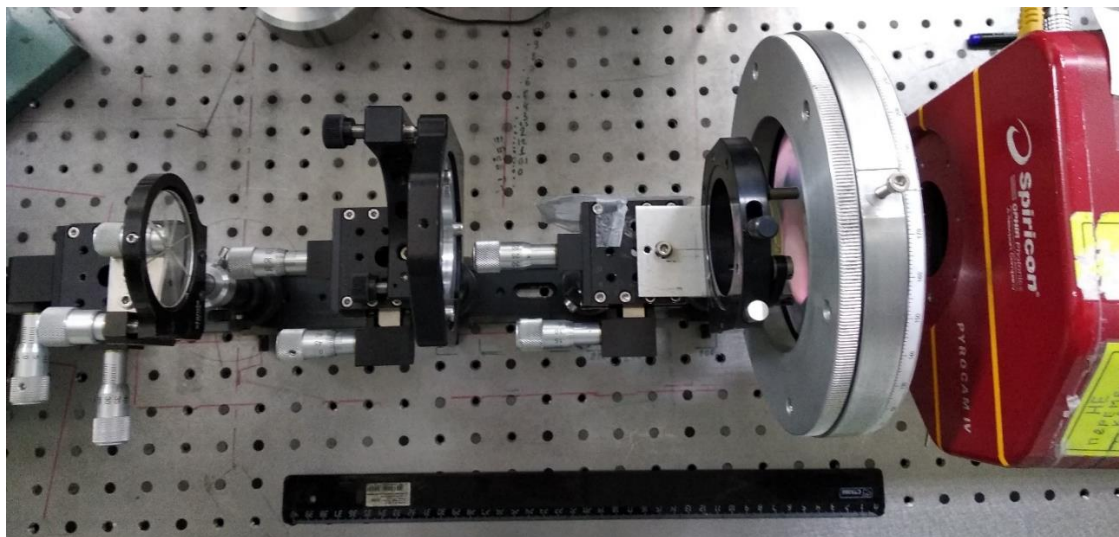
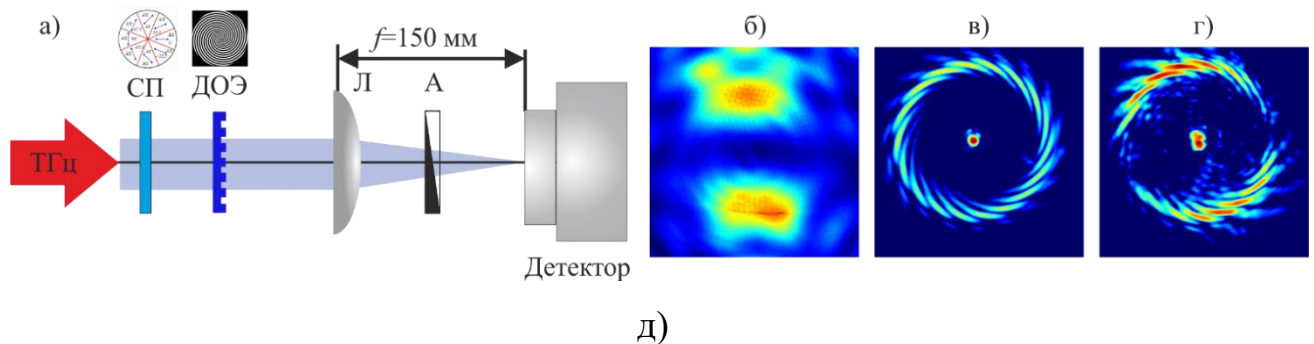


Рисунок 2.23 – а) схема экспериментальной установки для генерации идеальных векторных вихревых пучков с помощью сегментной волновой пластинки: П – поляризатор, ДОЭ – СБФА (БА₂₃ и БА₉), Л – кремниевая линза с $f = 150$ мм, А – пленочный анализатор во вращающейся оправе; пространственные распределения интенсивности радиально-поляризованных пучков: б) гауссовой моды с анализатором; в) Фурье-образ бesselевой моды с $l = +3$ без анализатора; г) Фурье-образ с $l = +9$ при положении анализатора 0° . Размер изображений $25,6 \times 25,6$ мм. д) фото экспериментальной установки

2.5. Формирование вихревых бесселевых пучков с комбинированным топологическим зарядом

Интерес к пучкам с комбинированным топологическим зарядом обусловлен возможностью их применения для повышения мультиплексности каналов данных в приложениях, связанных с передачей информации, а также для захвата частиц. В экспериментальной установке сложение пучков осуществлялось в схеме Маха-Цендера (рисунок 2.24). В каждом из плеч устанавливался спиральный фазовый аксикон на одинаковом расстоянии от делителя D_2 .

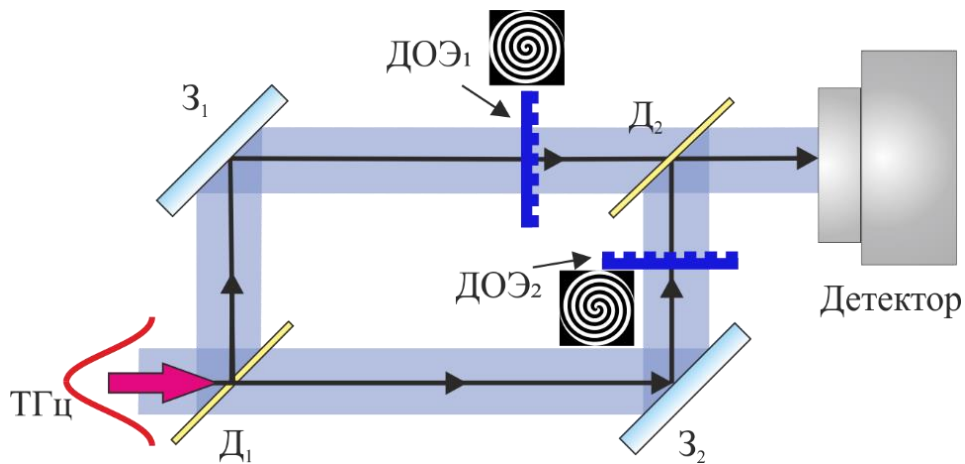


Рисунок 2.24 – оптическая схема интерферометра Маха-Цендера экспериментальной установки для формирования пучков с различными конфигурациями топологического заряда. D_1 , D_2 – плёночные светоделители, Z_1 , Z_2 – зеркала, ДОЭ₁, ДОЭ₂ – СБФА, Детектор – Ругосат IV/ММБП

Под комбинированным вихревым полем понимают суперпозицию J коаксиальных вихревых пучков с вращательно-симметричными амплитудами u_j , различными спиральными фазами ϕ_j и весовыми коэффициентами амплитуды a_j ,

$$U = \sum_{j=1}^J a_j u_j(r, z) \exp[i\phi_j(r, \varphi, z)], \quad (2.7)$$

Плотность ОУМ можно выразить в виде суммы [95]

$$\langle J_z \rangle = \langle J_{VB} \rangle + \langle J_I \rangle, \quad (2.8)$$

где $\langle J_{VB} \rangle$ – вклад отдельных вихревых пучков, а $\langle J_I \rangle$ – интерференционный член.

Они могут быть записаны как

$$\langle J_{VB} \rangle = -\frac{2\omega}{c^2} \sum_{j=1}^J a_j^2 u_j^2 \frac{\partial \phi_j}{\partial \varphi}, \quad (2.9)$$

$$\langle J_I \rangle = -\frac{2\omega}{c^2} \sum_{j=1}^J \sum_{p>j}^J a_j a_p u_j u_p \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial \varphi} + \frac{\partial \phi_p}{\partial \varphi} \right) \cos(\phi_j - \phi_p). \quad (2.10)$$

В случае когда вихревые пучки имеют топологические заряды равные по абсолютной величине, но отличные по знаку, интерференция ОУМ исчезает, а плотность ОУМ $\langle J_z \rangle \equiv \langle J_{VB} \rangle = -\frac{2\omega}{c^2} (A^2 - B^2) u_0^2 l$ (при $a_1 \equiv A$ и $a_2 \equiv B$).

Ранее автором проводились эксперименты по формированию суперпозиции пучков с топологическими зарядами 1 и 2 опубликованные в [45], на рисунке 2.25 представлены результаты такого комбинирования. Для зарядов отличных по величине и знаку, наблюдается конструктивная и деструктивная интерференция, которая связана с азимутальным фазовым распределением внутри колец от 0 до 2π для $l = \pm 1$ и от 0 до 4π для $l = \pm 2$.

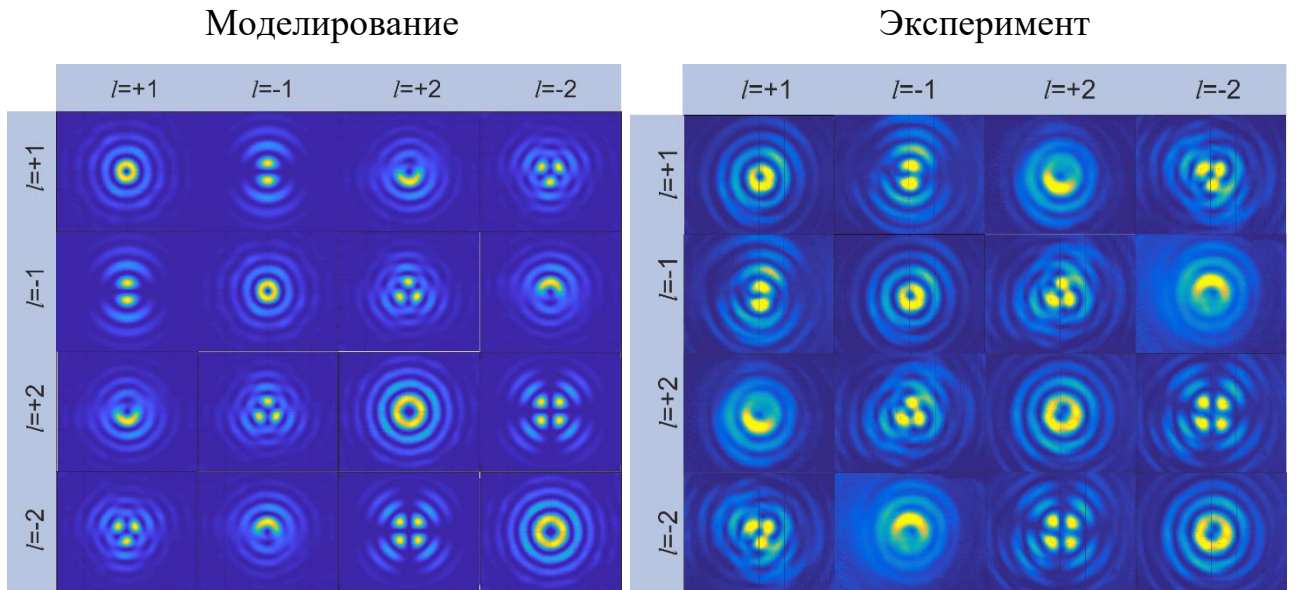


Рисунок 2.25 – расчетные и экспериментальные данные, полученные в результате комбинирования пучков с ТЗ 1 и 2

В качестве примера рассмотрим случай интерференции пучков с $l = +1$ и $l = -1$. В данном случае на месте первого кольца видно два максимума интенсивности: вверху и внизу. Они соответствуют совпадению фаз двух пучков, нулевая интенсивность объясняется набегом фазы равным π , т.к. пучки имеют разнонаправленные ТЗ. В случае же совпадения знаков и величин заряда, распределения интенсивности полностью совпадают.

Конечной целью исследования является формирование многомодовых, или комбинированных вихревых ППП. Спиральные бинарные фазовые аксиконы БА₂₃ и БА₉ рассчитывались и изготавливались с этой целью. На рисунке 2.26 представлены результаты примеров комбинирования пучков, сформированных данными аксиконами.

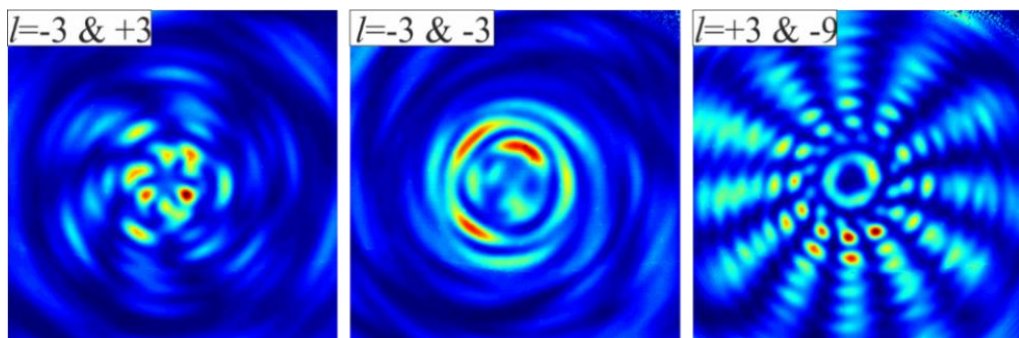


Рисунок 2.26 – изображения экспериментальных распределений интенсивности, полученные в результате комбинирования пучков с ТЗ 3 и 9, сформированных с помощью аксиконов БА₂₃ и БА₃, и БА₂₃ и БА₉

Глава 3 Идентификация модового состава пучка методом фильтрации

При передаче данных для выделения искомого сигнала необходима пространственная фильтрация, основанная на принципе модовой селекции. Метод фильтрации, основанный на корреляции сигнала с заранее известным фильтром, был ранее использован для оптического диапазона [96]. Процесс такой фильтрации сводится к корреляции между неизвестным и заранее определенным сигналом. В результате наблюдается положительный (светлое пятно в центре дифракционной картины) или отрицательный (радиально-симметрично расположенные лепестки с темным пятном в центре) отклик. В главе приведены результаты апробации данного подхода для идентификации Эрмит-Гауссовых мод в терагерцовом пучке (моды ЭГ с номерами (1,0) и (0,1)), далее метод был перенесен на случай вихревых бесселевых пучков, сформированных с помощью бинарных аксиконов [33], для одномодового и многомодового случаев [50].

3.1. Идентификация эрмит-гауссовых пучков

Далее будет продемонстрирован принцип идентификации пучков на примере ЭГ моды. Формирование и идентификация ЭГ моды осуществлялось в экспериментальной схеме, представленной на рисунке 3.1а. Для идентификации моды использовалась фильтрующая система, состоящая из ДОЭ (рисунок 1.9), согласованного с исследуемой модой, и линзы (пунктирная рамка на рисунке 3.1а). В случае, когда пучок падает на фильтр, функция пропускания которого является согласованной по отношению к комплексной амплитуде в сечении пучка, в фокальной плоскости линзы на оптической оси наблюдается максимум интенсивности, что соответствует положительному отклику. Сформированный ДОЭ₁ ЭГ пучок, освещал фильтрующую систему, в результате чего в фокальной плоскости линзы Л наблюдался положительный или отрицательный отклик (рисунок 3.1б, в соответственно).

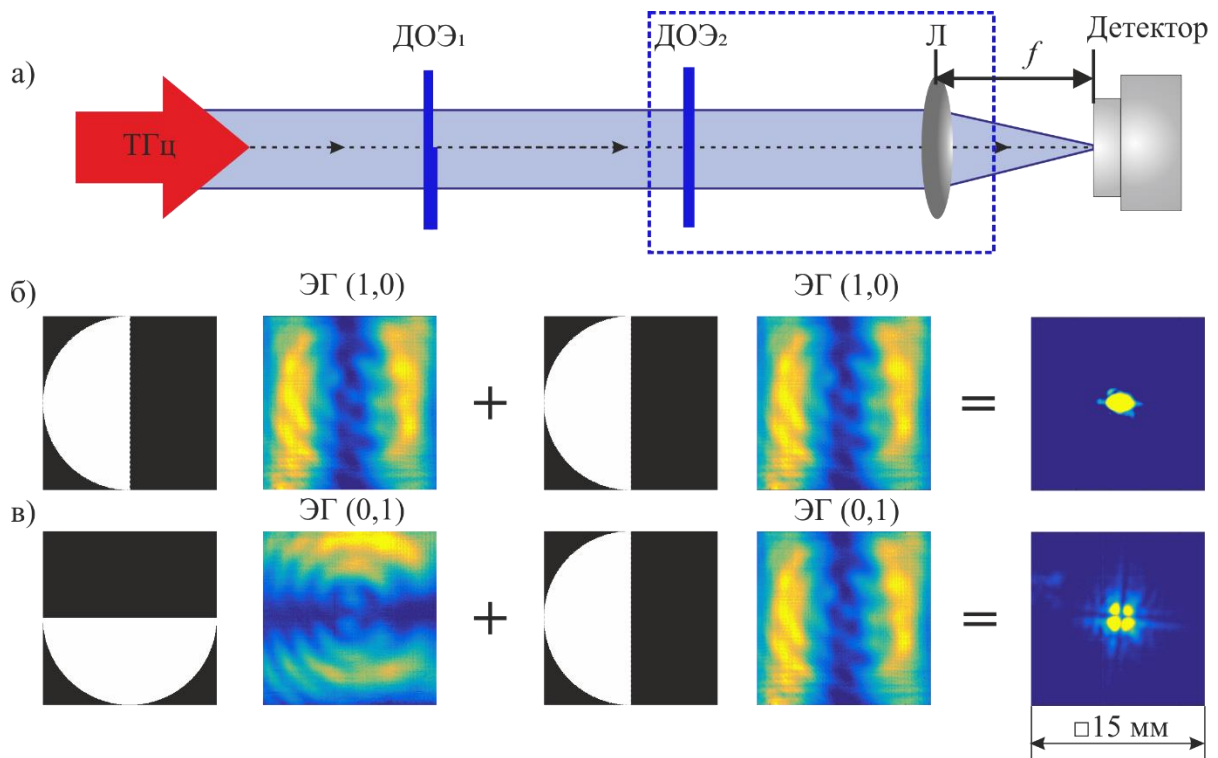


Рисунок 3.1 – а) схема эксперимента по идентификации ЭГ моды в ТГц-пучке: ДОЭ₁, ДОЭ₂ – моданы, Л – кремниевая линза с $f=100$ мм, Детектор: ММБП, размер изображения: 15×15 мм. Пунктирной рамкой выделена фильтрующая система. Фазовые маски бинарных моданов, экспериментальные распределения интенсивности ЭГ пучков с (1,0) и (0,1), результаты модовой идентификации в случае б) положительного и в) негативного откликов. Каждый кадр нормирован на максимум интенсивности [50]

Как следует из результатов идентификации, приведенных справа, при совпадении ориентации в плоскости установки формирующего и фильтрующего ДОЭ₂ в выходной плоскости наблюдается максимум интенсивности в центре. Такой результат будет справедлив и в случае, когда черная и белая области элемента, зеркально отражены. В случае формирования моды, отличной от моды, с которой согласован фильтр, в выходной плоскости наблюдается набор пятен, что соответствует изображению распределения интенсивности пучка с модой Эрмита-Гаусса (1,1). Данный эффект связан с тем, что в ситуации, когда формирующий и фильтрующий ДОЭ повернуты относительно друг друга на 90 градусов, они делят сечение пучка на квадранты, в каждом из которых свое значение фазы. В этом случае фаза совпадает для диагонально расположенных квадрантов и отличается

на π для соседних. Вследствие этого на линиях, делящих пучок на квадранты, фаза не определена и в центре возникает минимум интенсивности.

3.2. Идентификация одномодовых вихревых бесселевых пучков

В процессе детектирования вихревых бесселевых пучков, возникает проблема определения величины и знака топологического заряда l . По распределению интенсивности пучка нельзя определить распределение фазы, а, следовательно, нельзя сделать вывод о направлении вращения вихря. Размер кольца поперечного профиля интенсивности пучка Бесселя также не является точным показателем величины ТЗ. Аналогично схеме на рисунке 3.1, для идентификации бесселевой моды применялся тот же подход, исключением являлись ДОЭ, использованные в эксперименте, которые в данном случае представляют собой кремниевые фазовые бинарные аксиконы [71] со спиральным рельефом и периодом $p=3,03$ мм (рисунок 1.10).

На рисунке 3.2 представлена экспериментальная схема фильтрации с СБФА в качестве дифракционных оптических элементов, формирующих бесселеву моду. Фильтрующий элемент ДОЭ₂ располагался в зоне формирования бесселева пучка (100–340 мм для $l = -1, -2$), на расстоянии $L_l=180$ мм. Формируемая мода соответствовала пучкам с топологическими зарядами -1 и -2 . Изображения пучков в плоскости $L_l=180$ мм, освещающих ДОЭ₂, представлены цветными вставками на рисунке 1.10. В качестве ДОЭ₂ использовались аксиконы, аналогичные ДОЭ₁, формирующим $|l| = 1, 2, 3, 4$.

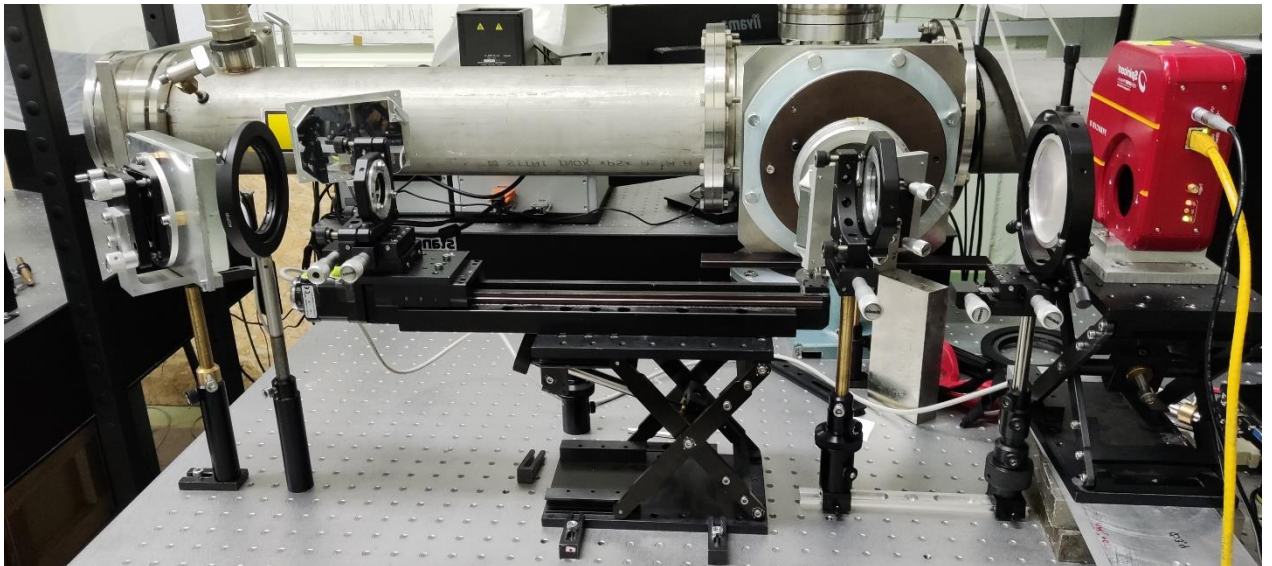
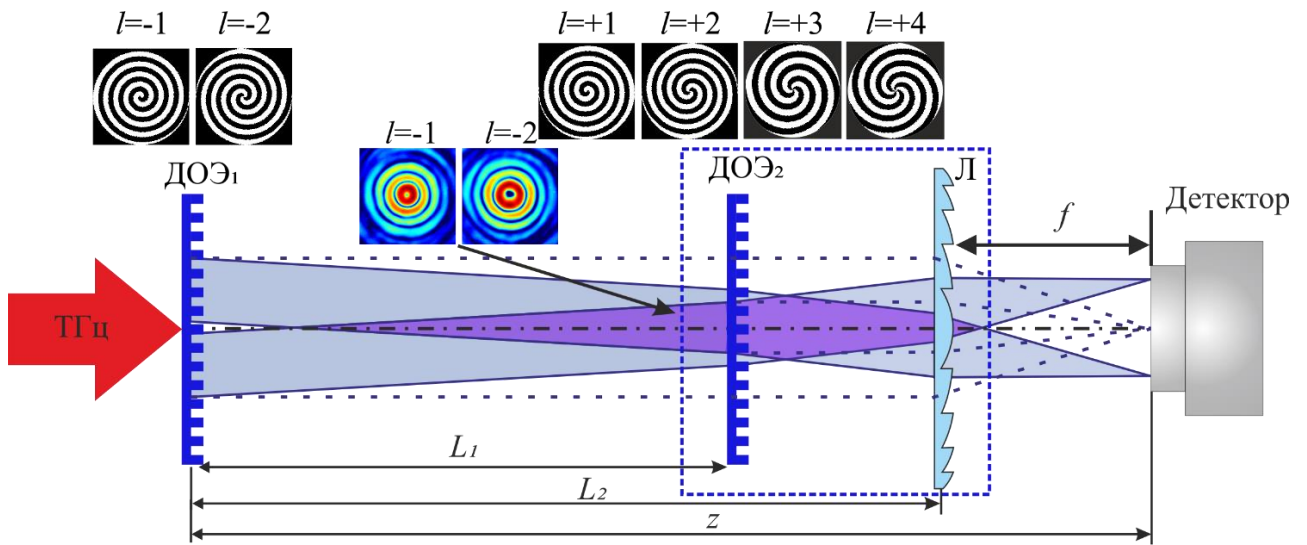


Рисунок 3.2 – схема и фото экспериментальной схемы для идентификации бесселевой моды с использованием СБФА: ДОЭ₁, ДОЭ₂ – СБФА, Л – киноформная полипропиленовая линза с $f=75$ мм, Детектор: Ругосат IV. Пунктирной рамкой выделена фильтрующая система. Расстояния: $L_1=180$ мм, $L_2=285$ мм

Результаты проведенного эксперимента приведены на рисунке 3.3. В фокальной плоскости линзы в случае совпадения положений формирующего ДОЭ₁ и фильтрующего ДОЭ₂ элементов (б, г), наблюдается светлое пятно в центре полученного изображения, что соответствует положительному отклику. При негативном отклике картина размывается в сложное распределение интенсивности, и в центре мы видим темное пятно, окруженное радиально-симметричными лепестками. Важно отметить, что в случае бесселева пучка,

образованного бинарным аксиконом, наблюдаются особенности, которые содержат дополнительную информацию об идентификации данной моды. Дуги, образующие кольца вокруг центрального пика (рисунок 3.3д, е, ж, з), становятся неразличимы при отрицательном отклике и хорошо видны при положительном, что соответствует изображению Фурье-образа Бесселева пучка, сформированного одним СБФА [33, 48]. При формировании и идентификации мод Эрмита-Гаусса подобного эффекта замечено не было.

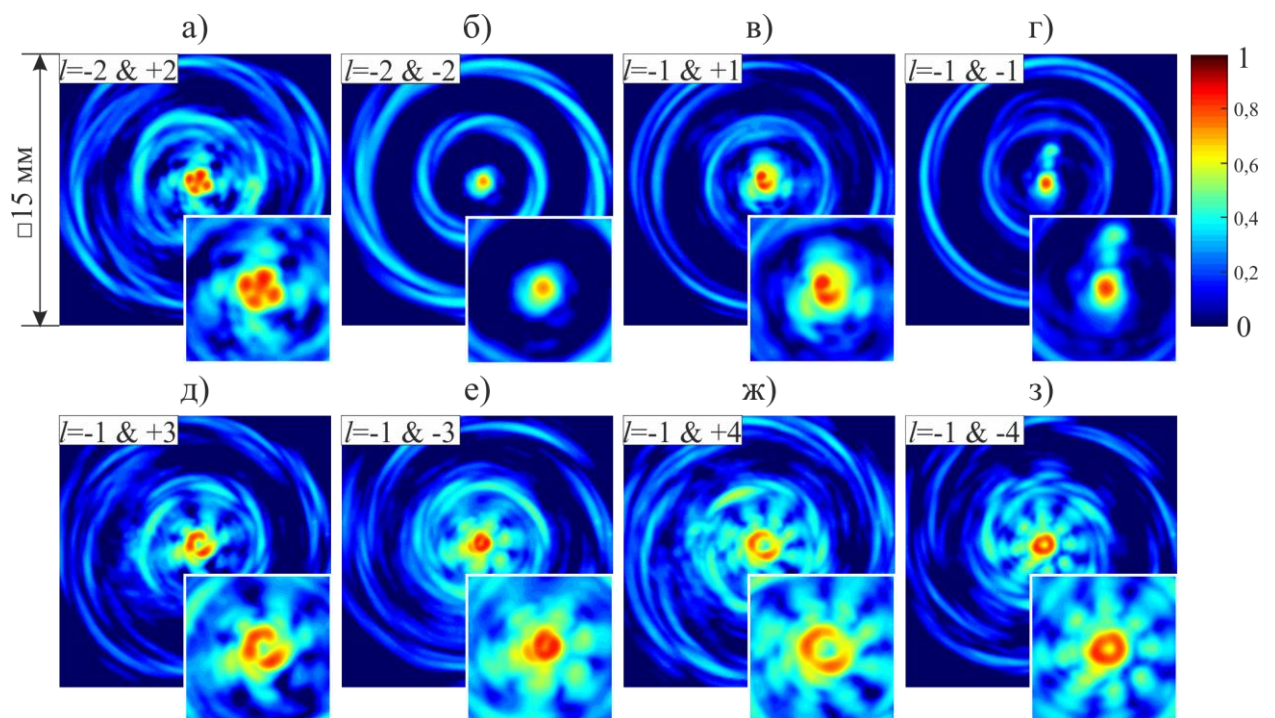


Рисунок 3.3 – экспериментально наблюдаемое распределение интенсивности поля после фильтрации бинарными аксиконом с $|l_{DOE2}|=1, 2, 3, 4$ пучков, сформированных аналогичными аксиконом с $l_{DOE1}=-1$ и $l_{DOE1}=-2$: а) $l_{DOE1}=-2, l_{DOE2}=+2$; б) $l_{DOE1}=-2, l_{DOE2}=-2$; в) $l_{DOE1}=-1, l_{DOE2}=+1$; г) $l_{DOE1}=-1, l_{DOE2}=-1$; д) $l_{DOE1}=-1, l_{DOE2}=+3$; е) $l_{DOE1}=-1, l_{DOE2}=-3$; ж) $l_{DOE1}=-1, l_{DOE2}=+4$; з) $l_{DOE1}=-1, l_{DOE2}=-4$. Расстояние между аксиконом $L_1=180$ мм. Детектор: Ругосат IV, размер изображения: 15×15 мм, врезки – 4×4 мм (увеличение в 2 раза). Каждый кадр нормирован на максимум интенсивности [50]

Метод фильтрации использует в себе выявление исходной моды путем совпадения формирующего и фильтрующего аксиконов. Как видно, в случае несовпадения магнитуды и знака заряда, наблюдается некоторая закономерность. При фильтрации пучка с $l=-1$ элементами ± 3 и ± 4 (рисунок 3.3д, е, ж, з) можно

отметить наличие лучей исходящих из центра, количество которых соответствует $2l$, а в случае совпадения знаков видно совпадение направления дуг, образующих внешние кольца. Таким образом, описанный и использованный в работе метод идентификации расширяет возможности выделения модового состава исходного пучка в случае бесселевой моды.

3.2.1 Обратное преобразование одномодового вихревого бесселева пучка в квази-гауссов пучок

«Квазиположительный» отклик наблюдается в случае, совпадающего по модулю, но отличающегося по знаку, топологического заряда формирующего моду и фильтрующего аксиконов [91]. Такой результат возможен, когда расстояние между формирующим и фильтрующим аксиконами больше длины зоны формирования бесселева пучка. Тогда конически сходящиеся пучки, идущие с противоположных сторон, относительно оптической оси первого аксикона, пересекают оптическую ось и преломляются на втором аксиконе в обратном направлении. Таким образом, конически расходящиеся лучи, проходя через фильтрующий аксикон, вновь приобретают плоский волновой фронт, образуя квази-Гауссову моду. В данном случае анализ происходит не вблизи исследуемого элемента, а за пределами зоны формирования бесселева пучка, однако такое обратное преобразование пучка также несет информацию о пучке с модами Бесселя.

В отличие от работы [91], где для формирования вихревого пучка использовались пространственный модулятор света и азимутальная фаза имела плавный переход, применение бинарных аксиконов в этих экспериментах привело к получению менее чистых по модовому составу вихревых бесселевых пучков (наличие нулевого порядка описанное в разделе 2.4). Оптимальное расстояние формирования бесселева пучка после первого аксикона в данном случае вычисляется по формуле $z_{\max} \approx Rp / \lambda$, где R – радиус пучка на выходе из первого

аксикона. На рисунке 3.4б-г приведены результаты эксперимента, полученные в оптической схеме а), в которой спиральные аксиконы с $|\ell| = 2$, имеющие период $p = 3,01$ мм, располагались на расстояниях $z_{\max} \approx 360$ мм и $z_{\max} / 2 \approx 180$ мм.

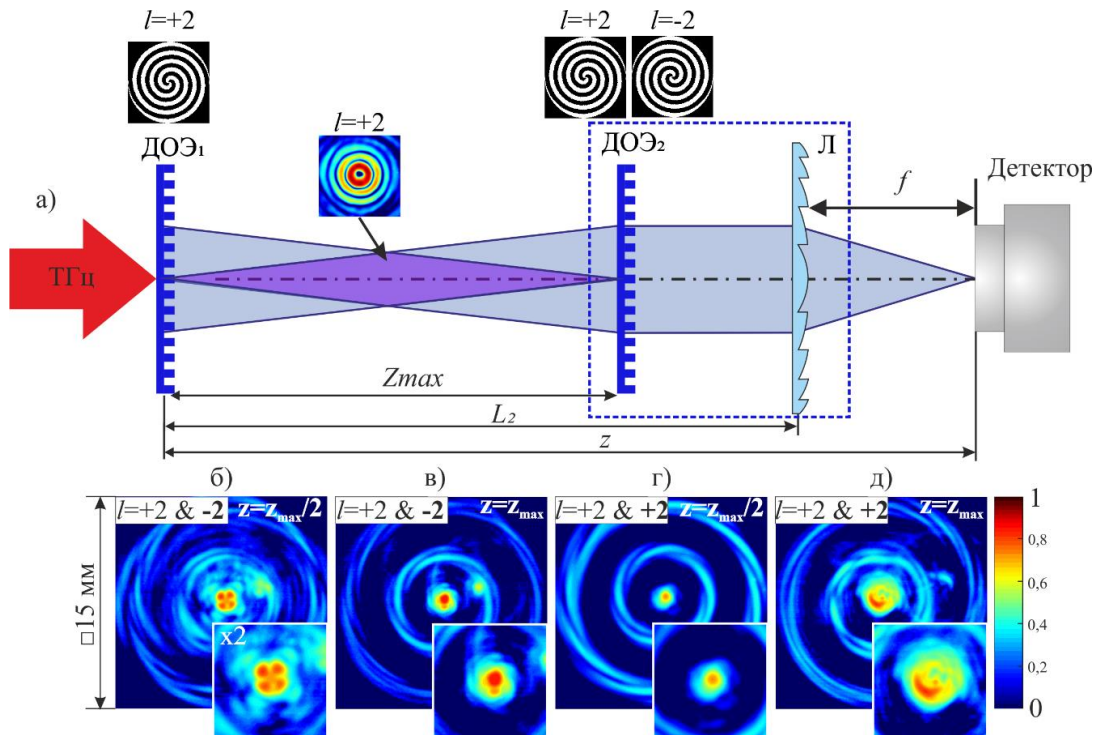


Рисунок 3.4 – а) экспериментальная схема обратного преобразования бesselева пучка в квази-гауссов пучок с использованием СБФА: ДОЭ₁, ДОЭ₂ – бинарные фазовые аксиконы, Л – полипропиленовая линза с $f=75$ мм, Детектор: Ругосат IV. Пунктирной рамкой выделена фильтрующая система. Экспериментально наблюдаемое распределение интенсивности поля после фильтрации бинарными аксиконами с $l_{DOE2}=\pm 2$ пучка, сформированного аналогичным аксиконом с $l_{DOE1}=+2$ на расстояниях $L_1=180$ мм и $L_1=360$ мм: б) $l_{DOE1}=+2$, $l_{DOE2}=-2$, $z=z_{\max}/2$; в) $l_{DOE1}=+2$, $l_{DOE2}=-2$, $z=z_{\max}$; г) $l_{DOE1}=+2$, $l_{DOE2}=+2$, $z=z_{\max}/2$; д) $l_{DOE1}=+2$, $l_{DOE2}=+2$, $z=z_{\max}$. Каждый кадр нормирован на максимум интенсивности [50]

3.3. Идентификация многомодовых вихревых бesselевых пучков

Потенциальное применение вихревых бesselевых пучков для телекоммуникации предусматривает передачу большого количества каналов данных, каждому из которых соответствует свой ТЗ [92]. В таком случае для кодировки требуется уметь мультиплексировать несколько пучков с разными закрученностями в одном, а также демультимплексировать после передачи данных,

сохранив изначальную информацию.

На рисунке 3.5 показана схема для комбинирования вихревых бесселевых пучков и идентификации модового состава пучка, содержащего разные ОУМ. Для формирования суперпозиции бесселевых пучков с разными ТЗ использовалась интерферометрическая схема Маха-Цендера. На выходе интерферометра формировался вихревой пучок с комбинацией топологических зарядов $l = -1$ (ДОЭ₁) и $l = -2$ (ДОЭ₂). Пучки формировались в плечах интерферометра с помощью бинарных аксиконов аналогично одномодовому случаю (рисунок 3.2).

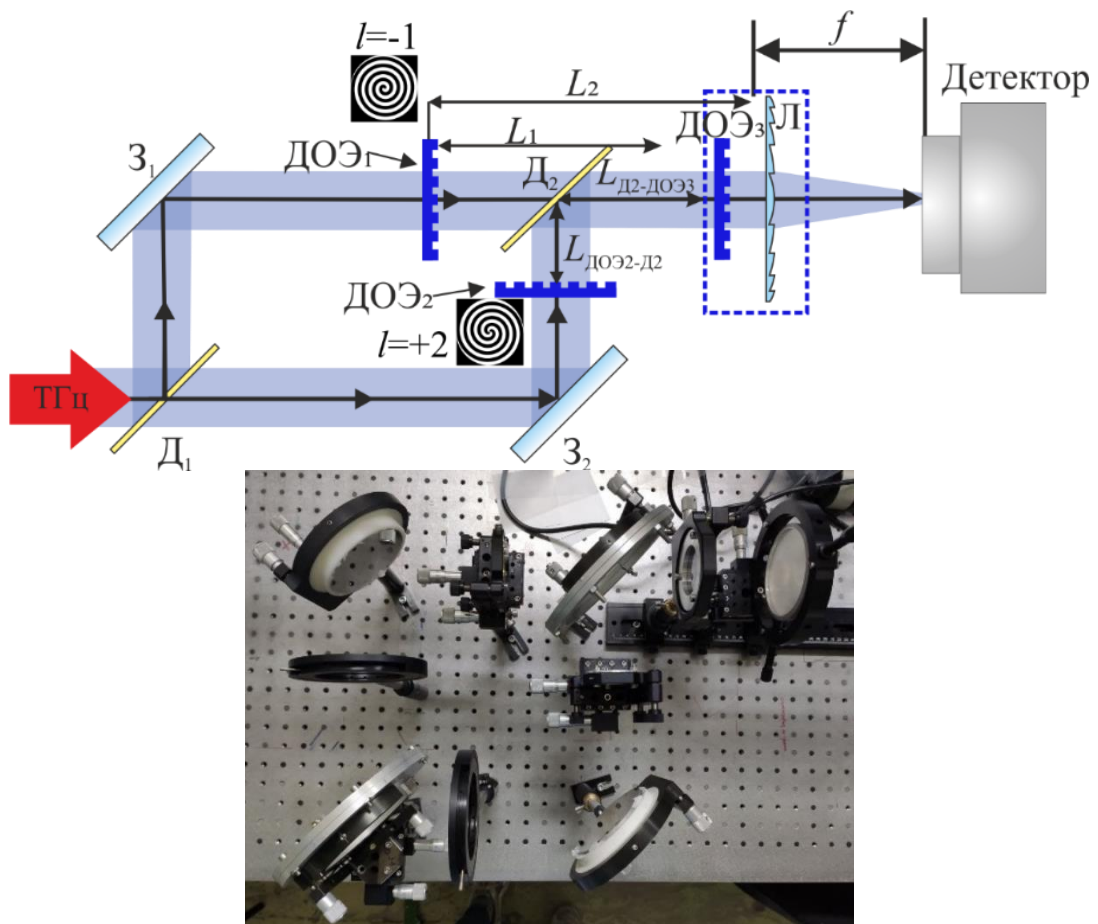


Рисунок 3.5 – схема и фото экспериментальной схемы для формирования вихревого пучка с суперпозицией ОУМ -1 и -2 в интерферометрической схеме Маха-Цендера и модовой идентификации: Д₁, Д₂ – плёночные светоделители, З₁, З₂ – плоские зеркала, ДОЭ – бинарные фазовые аксиконы, Л – киноформная полипропиленовая линза с $f=75$ мм, Детектор: Ругосат IV. Пунктирной рамкой выделена фильтрующая система. Расстояния: $L_{\text{ДОЭ2-Д2}}+L_{\text{Д2-ДОЭ3}}=L_1=180$ мм, $L_2=270$ мм

Выбор элементов для формирования пучков был обусловлен наличием только такой пары идентичных аксиконов для создания вихрей. После объединения пучков на светоделителе D_2 регистрировалась комбинация пучков с отличными друг от друга топологическими зарядами. Стоит заметить, что для формирования пучка с комбинацией ТЗ $l = -1$ и $l = -2$, ДОЭ₂ устанавливался как для создания пучка с $l = +2$, так как при отражении от выходного делителя вихревой пучок меняет направление вращения.

Для идентификации моды в комбинированном пучке на выходе интерферометра после делителя D_2 устанавливалась фильтрующая система из аксикона ДОЭ₃ и полипропиленовой киноформной линзы с $f = 75$ мм. Расстояние от формирующего аксикона в каждом из плеч до фильтрующего составляло $L_{4-2} + L_{2-5} = L_1 = 180$ мм, линза в фильтрующей системе устанавливалась на расстоянии 90 мм. По результатам, приведенным на рисунке 3.6, видна зависимость, аналогичная одномодовому случаю. При совпадении топологического заряда, фильтрующего аксикона и одного из пучков, формирующих многомодовую волну, заметен пик интенсивности в центре полученного изображения. В обратном случае в центре виден минимум интенсивности, а также лучи, исходящие из центра полученного распределения интенсивности, число которых равно $2l_{\text{ДОЭ3}}$.

Дополнительно к приведенным измерениям в качестве фильтрующего элемента использовался аксикон с периодом 2,02 мм (рисунок 3.6г), отличным от формирующих пучков (3,03 мм). Видно, что полученные распределения совершенно не согласуются с результатами для случая аксиконов с одинаковыми периодами (рисунок 3.6в), т.к. наблюдается пик в центре, а кольца, формирующие Фурье-образ пучка сильно размазаны. Полученный результат свидетельствует о необходимости наличия у формирующих и фильтрующих аксиконов одинаковых параметров дифракционной решетки, влияющих на угол схождения конических лучей, формирующих бесселев пучков.

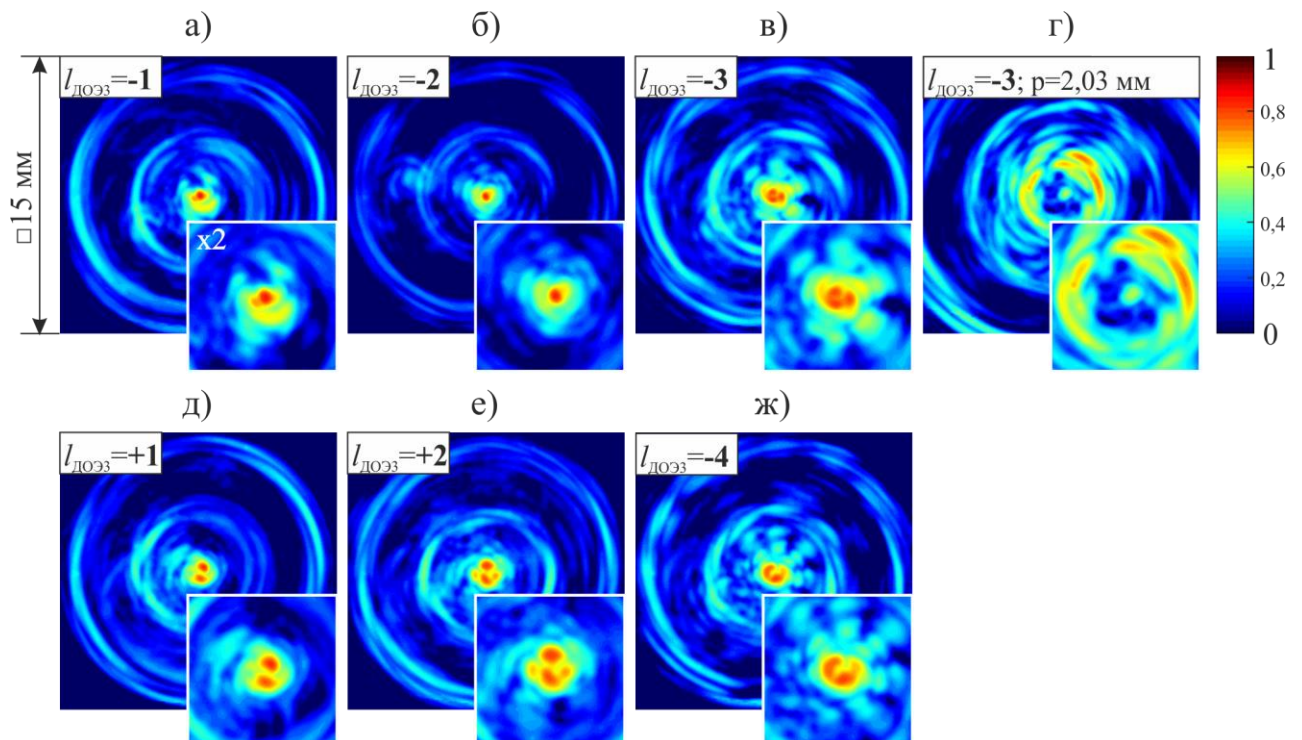


Рисунок 3.6 – экспериментальные результаты модовой идентификации вихревого пучка бesselевой моды с комбинацией топологических зарядов -1 и -2 , аксиконами $l_{DOE3}=\pm 1, \pm 2, -3, -4$ с $p=3,03$ мм (слева) и $2,02$ мм (справа) в оптической схеме интерферометра Маха-Цендера: а) $l_{DOE3}=-1$; б) $l_{DOE3}=-2$; в) $l_{DOE3}=-3$; д) $l_{DOE3}=+1$; е) $l_{DOE3}=+2$; ж) $l_{DOE3}=-4$; г) $l_{DOE3}=-3$ с $p=2,02$ мм. Каждый кадр нормирован на максимум интенсивности [50]

В этой же схеме был проведен эксперимент по **идентификации бesselева вихревого пучка с комбинированным зарядом, прошедшим через фазовое препятствие**, в качестве которого был использован экран из вспененного полипропилена толщиной 10 мм, аналогично препятствию на рисунке 2.6г. В этом случае экран был вплотную прижат к ДОЭ₃ с входной стороны аксикона. На рисунке 3.7 представлены экспериментальные результаты прохождения пучка через фазовую среду (нижняя строка) где видна картина аналогичная пучку, распространяющемуся в свободном пространстве. В центре хорошо различаются пятно, которое несет основную информацию о модовом составе пучка, а также внешние дуги, образующие Фурье-образ суперпозиции вихрей.

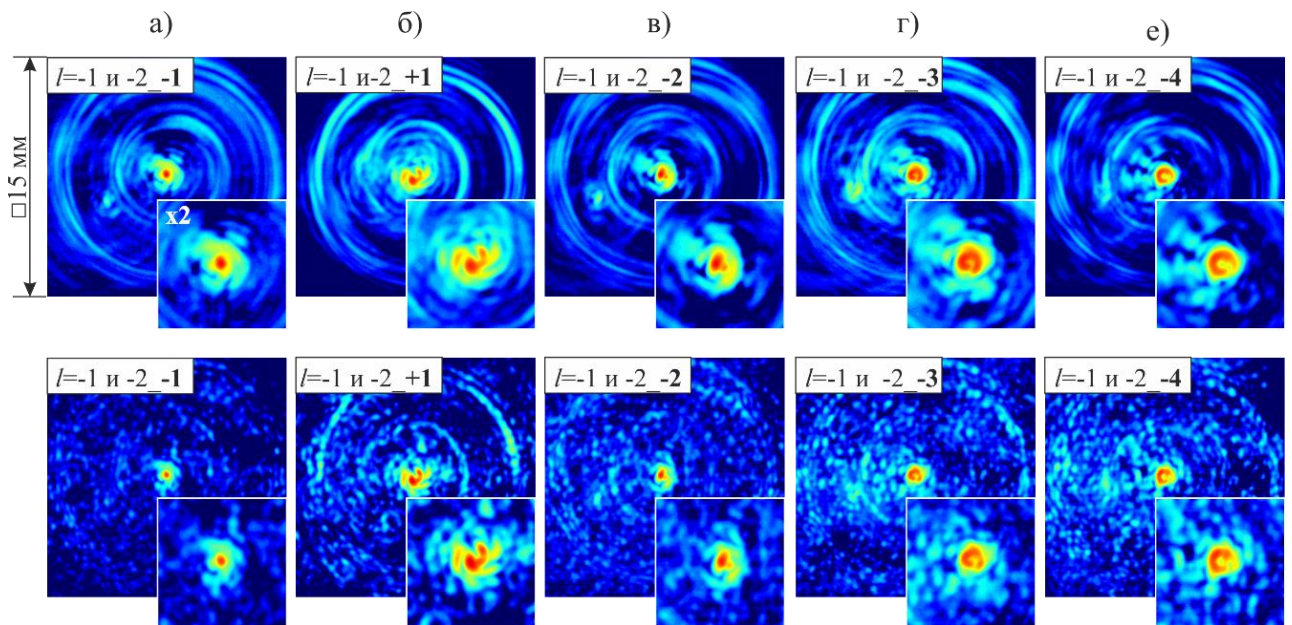


Рисунок 3.7 – экспериментальные результаты модовой идентификации вихревого пучка бesselевой моды с комбинацией топологических зарядов -1 и -2, аксиконами $l_{DOE3} = \pm 1, \pm 2, -3, -4$ с $p = 3,03$ мм в оптической схеме интерферометра Маха-Цендера: а) $l_{DOE3} = -1$; б) $l_{DOE3} = +1$; в) $l_{DOE3} = -2$; г) $l_{DOE3} = -3$; д) $l_{DOE3} = -4$ до (верхняя строка) и после (нижняя строка) фазового препятствия (вспененный полипропилен толщиной 10 мм)

Предложенный метод на данный момент является качественным. Его совершенствование возможно при внедрении численных алгоритмов анализа получаемых изображений, в том числе базирующихся на методах машинного обучения. Однако это лежит за рамками данной работы, чему могут быть посвящены будущие исследования.

Глава 4 Генерация и исследование вихревых ППП на аксиально-симметричной поверхности

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой неизлучающие поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся по поверхности металл-диэлектрик [35, 36]. ППП активно исследуются в различных диапазонах, например, в видимом [37, 42] и инфракрасном [43, 44], в отличие от ТГц. В терагерцовом диапазоне на данный момент наблюдается небольшое количество работ, что свидетельствует о необходимости развития данного направления. Причиной внимания к ТГц-ППП является потенциально широкая область возможных применений [99, 100, 39]. Одним из достоинств ТГц-излучения для плазмонов является бóльшая длина распространения (десятки сантиметров), по сравнению с видимым диапазоном (десятки мкм). Наличие высокой (относительно микроволнового диапазона) частоты позволяет говорить об увеличении скорости в обработке и передаче информации в микросхемах, биосенсорах и т.д. Таким образом, интерес представляет генерация ППП на проводах, т.е. аксиально-симметричной поверхности, как альтернатива волноводам в миниатюрных интегрированных оптических устройствах [40, 93]. Известно, что при распространении плазмонов на выпуклой поверхности наблюдаются потери излучения, связанные с дифракцией на изгибе, однако данный момент учитывался при проведении экспериментов. Несмотря на то, что в случае цилиндрической поверхности энергетические потери выше по сравнению с плоскими, данный недостаток незначителен по сравнению с преимуществами мультиплексирования каналов данных, что может быть обеспечено формированием вихревых пучков.

В системе металл-диэлектрик металл для ППП необходим для существования электронной плазмы, а диэлектрик требуется для того, чтобы уменьшить глубину проникновения и, следовательно, потери. В результате вдоль границы между металлом и диэлектриком может распространяться поверхностная

плазмон-поляритонная волна. Её особенность заключается в очень сильной локализации поля вблизи поверхности. Это поле быстро затухает при удалении от поверхности на несколько сотен нанометров, т.е. оптическое излучение, взаимодействующее с электронным газом, оказывается зажато в слое толщиной в несколько сотен нанометров. В металл поле тоже проникает, но глубина проникновения существенно меньше – всего несколько десятков нанометров [94] и может быть приближенно записана как:

$$\delta_z \approx \frac{1}{\operatorname{Re}(\sqrt{-\varepsilon})}. \quad (4.1)$$

В свою очередь выражение для глубины проникновения поля ППП в воздух имеет вид:

$$d_z = \kappa_1^{-1}, \quad (4.2)$$

где

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} k_0, \quad (4.3)$$

ε_1 - диэлектрическая проницаемость диэлектрика, ε_2 - диэлектрическая проницаемость металла.

Эффективность преобразования энергии падающей волны в энергию поверхностной волны, определяемая перекрытием полей этих волн, должна существенно зависеть как от толщины диэлектрического покрытия, так и от расположения оси освещающего пучка относительно уровня поверхности металла z_0 . При опускании центра пучка ниже уровня поверхности металла ($z_0 < 0$) эффективность связи должна уменьшаться, а при увеличении z_0 в области его положительных значений — возрастать. В работе [101] максимальная эффективность генерации ТГц ППП составила $\approx 80\%$, что сопоставимо с

максимально достигнутой эффективностью в видимом и ИК-диапазонах (80-95% [102, 103, 104]).

Глава посвящена генерации терагерцовых вихревых ППП на цилиндрическом образце, а также исследованию вращательных свойств полученных волн.

4.1. Метод генерации

Стандартные методы генерации поверхностных плазмон-поляритонов, а именно захват с помощью призм (метод нарушенного полного внутреннего отражения) и решеток [95, 96], требуют согласования параллельной компоненты волнового вектора поля падающего излучения с компонентой поверхностного плазмон-поляритона. Обычно это приводит к медленной передаче энергии с расстоянием распространения и малыми амплитудами волн, выходящими из области связи в области большого затухания ППП. Из-за дисперсии поверхностных волн в зависимости от частоты для данной геометрии захват плазмона на поверхности может быть осуществлен лишь в небольшом диапазоне частот. Однако многие приложения, такие как нелинейная оптика и обработка информации, требуют высоких энергий и широкой полосы пропускания. В работе [97] была предложена другая схема возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, которая требует согласования падающего поля с распределениями их поля по торцу вместо согласования компонент волнового вектора, параллельных поверхности. Авторы показали численно, что этот подход приводит к эффективной широкополосной связи, которая на удивление нечувствительна к условиям выравнивания. Такой подход, основанный на дифракции падающей волны на торце металл-диэлектрика, называется методом дифракции на краю, или *end-fire coupling*. В предыдущее десятилетие в группе НЛСЭ велись исследования по генерации ППП различными методами, и результаты показали, что наиболее эффективным методом в таком случае является метод *end-fire coupling* [107, 108, 109]. В данной работе для возбуждения вихревых ППП на аксиально-

симметричной поверхности также применялся метод дифракции на краю. В зависимости от способа захвата плазмонов меняется и эффективность захвата, однако генерация плазмон-поляритонов в ТГц-диапазоне отличается высокой эффективностью – 60% [101], по сравнению с единицами процентов в видимом диапазоне.

4.2. Образцы

В качестве цилиндрических образцов в экспериментах использовались коммерчески доступные латунные цилиндры диаметром 7 и 10 мм и изготовленные в механических мастерских осесимметричные элементы, имевшие различные образующие. Элементы покрыты слоем диэлектрика ZnS толщиной 1 мкм. Входные и выходные участки проводников, имели разные конфигурации. В частности, были испытаны цилиндрические образцы с коническими согласующими элементами, а также с профилированными, описываемыми функцией котангенса. Из прошлых экспериментов группы по исследованию плазмонов на плоских поверхностях известно, что в терагерцовом диапазоне плазмоны легко трансформируются в свободную волну на любых изгибах, неровностях и шероховатостях. Для достижения высокого качества поверхностей часть образцов была заказана на производстве со станками с числовым программным управлением. Там же были изготовлены и цилиндрические дифракционные решетки, показанные на рисунке 4.1а. Набор элементов использовался в установке для генерации вихревых ППП, фотография которой представлена на рисунке 4.1б. В работе [101] приведены результаты исследований зависимости эффективности генерации ППП от толщины диэлектрического покрытия. Эти данные были использованы при изготовлении образцов.

Форма кончика цилиндра на рисунке 4.1а выбрана вогнуто-выпуклой с целью предотвращения попадания рассеянной свободной волны в область распространения плазмонов и на детекторы, измеряющие их интенсивности.

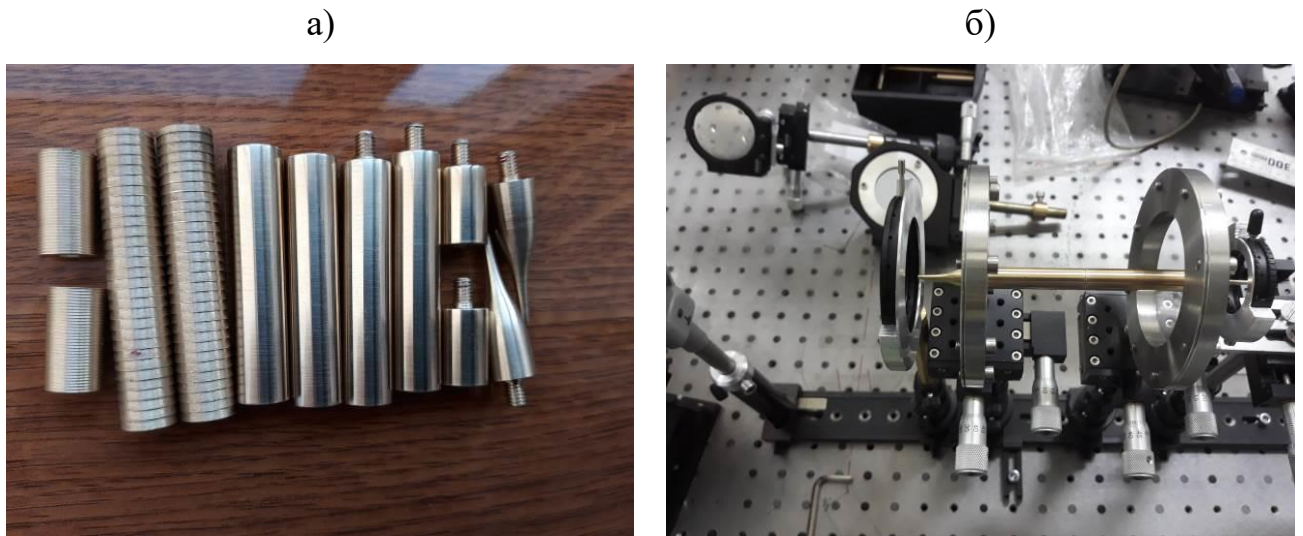


Рисунок 4.1 – а) фотография набора элементов для сборки осесимметричных объектов для экспериментов по исследованию генерации поверхностных плазмон-поляритонов; б) один из вариантов экспериментальной установки для исследования генерации ППП методом дифракции на торце

4.3. Формирование вихревых поверхностных плазмон-поляритонов

В данном разделе будут приведены результаты экспериментов по генерации вихревых поверхностных плазмон-поляритонов, сформированных с помощью СБФА БА₂₃ и БА₉ на образце диаметром 10 мм. На рисунке 4.2 изображена схема экспериментальной установки. Линейно поляризованный гауссов пучок НЛСЭ освещал сегментную полуволновую пластинку, приобретая радиальную поляризацию. После прохождения излучения через бинарный аксикон БА₂₃ или БА₉ в фокальной плоскости линзы Френеля создавался совершенный вихревой пучок с $|l|=3/|l|=9$, возбуждавший вихревые ППП на цилиндрическом образце методом дифракции на краю. Выходной торец образца сужался до диаметра 2 мм, в плоскости кончика находилась ирисовая диафрагма D , которая отрезала возможное попадание на детектор свободной волны и дифрагировавшего с цилиндра излучения. Сигнал, соответствующий ППП очень слаб (суммарная эффективность преобразования совершенного вихревого пучка в выходной вихревой пучок через промежуточные вращающиеся ППП составляла около 0,6% для обоих топологических зарядов) [47], поэтому для детектирования

использовалась матрица микроболометрических приемников, т.к. её чувствительность выше, чем у пироэлектрической камеры.

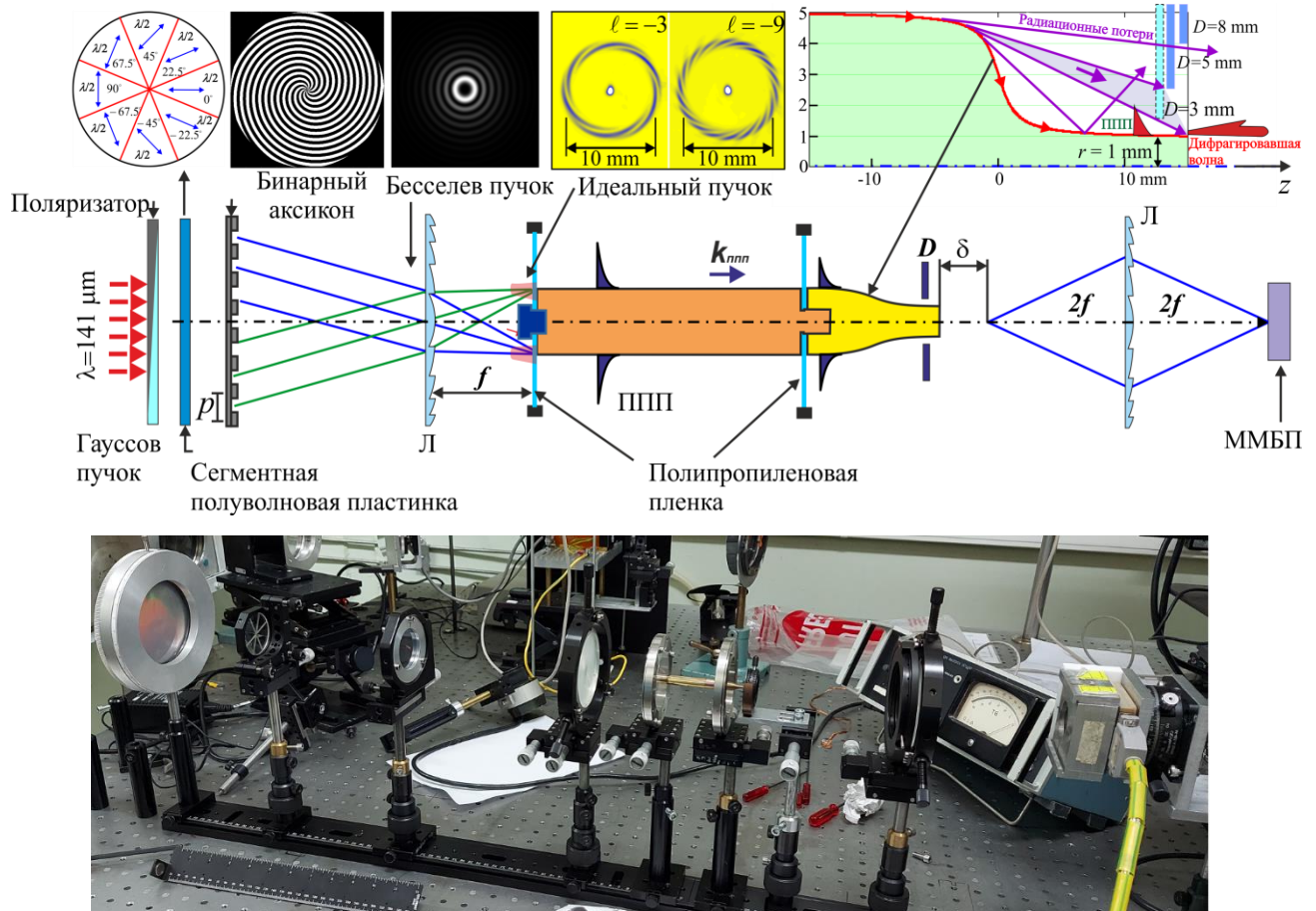


Рисунок 4.2 – схема и фото экспериментальной установки. Сегментная полуволновая пластинка создает радиально-поляризованный пучок, освещающий бинарный аксикон. С помощью киноформной линзы «совершенный» вихревой пучок локализуется на торце цилиндра в фокальной плоскости. Диафрагма D ограничивает прошедший пучок на выходе цилиндра. Распределение интенсивности в плоскости выходного торца регистрировалось с помощью оптической изображающей системы $2f-2f$

Габариты детектора не позволили бы зарегистрировать сигнал непосредственно с выходного кончика цилиндра, с этой целью использовалась оптическая система $2f-2f$. В верхнем правом углу рисунка 4.2 изображен график, иллюстрирующий три вида излучения, наблюдаемые в плоскости выходного торца цилиндра: входное излучение, дифрагирующее с поверхности большого цилиндра, радиационные потери плазмонов и свободную волну, исходящую от

ППП, дифрагировавших на краю. Изображения, полученные с выходного кончика цилиндра, регистрировались с помощью матрицы микроболометрических приемников и показаны на рисунке 4.3.

Ирисовая диафрагма D была установлена с целью контроля количества излучения на выходе. В случае полностью открытой диафрагмы (рисунок 4.3, правая колонка) на поверхности узкого цилиндра наблюдались концентрические кольца, характерная ширина которых составляет около 0,3 мм. Изображение внутреннего кольца не меняется даже при уменьшении диаметра диафрагмы до наименьшего размера $D = 3,5$ мм (рисунок 4.3, левая колонка), когда попадание всех типов свободного излучения в кольцевое отверстие практически невозможно. Природу данного излучения мы связываем с дифракцией плазмонов на краю цилиндра и образованием свободных волн.

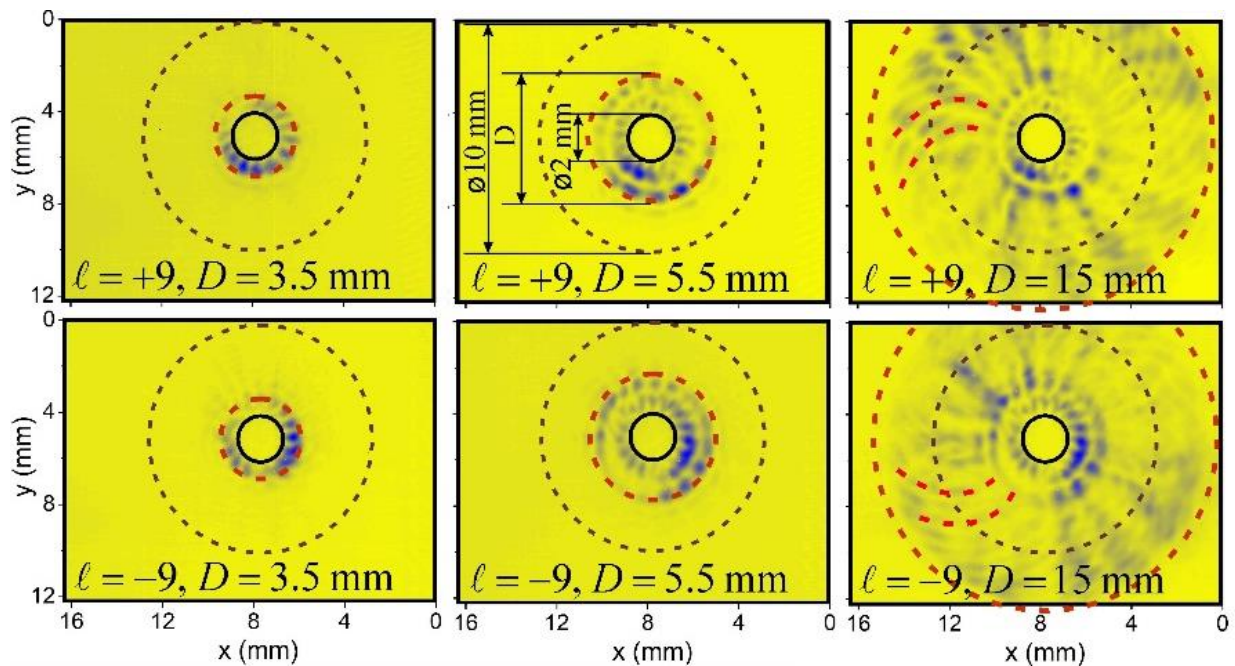


Рисунок 4.3 – распределения интенсивности, полученные с кончика цилиндра диаметром 2 мм с помощью изображающей оптической системы для различных размеров диафрагмы D . Входной торец цилиндра освещался радиально поляризованными «совершенными» вихревыми пучками с $l = \pm 9$. Сплошное черное кольцо – выходной торец цилиндра ($\varnothing 2$ мм), черное пунктирное кольцо – диаметр входного цилиндра ($\varnothing 10$ мм), красное пунктирное кольцо – размер диафрагмы D . Размер изображений: $16,32 \times 12,24$ мм [47, 51]

Одним из решающих доказательств того, что именно плазмоны, существующие только как ТМ волна, являются источником наблюдаемого излучения, была зависимость их интенсивности от поляризации освещающего излучения. При изменении поляризации входного пучка с радиальной на азимутальную, выходная интенсивность снижалась практически до нуля, как показано на рисунке 4.4. Отношение интегральной интенсивности в пучке в случае азимутальной поляризации к значениям в случае радиальной составляет 0,69. Остаточная интенсивность объясняется частичным пропусканием радиальной поляризации полуволновой пластинкой. По этой причине, когда входной торец освещается линейно поляризованным пучком, излучение наблюдается только на противоположных сторонах окружности.

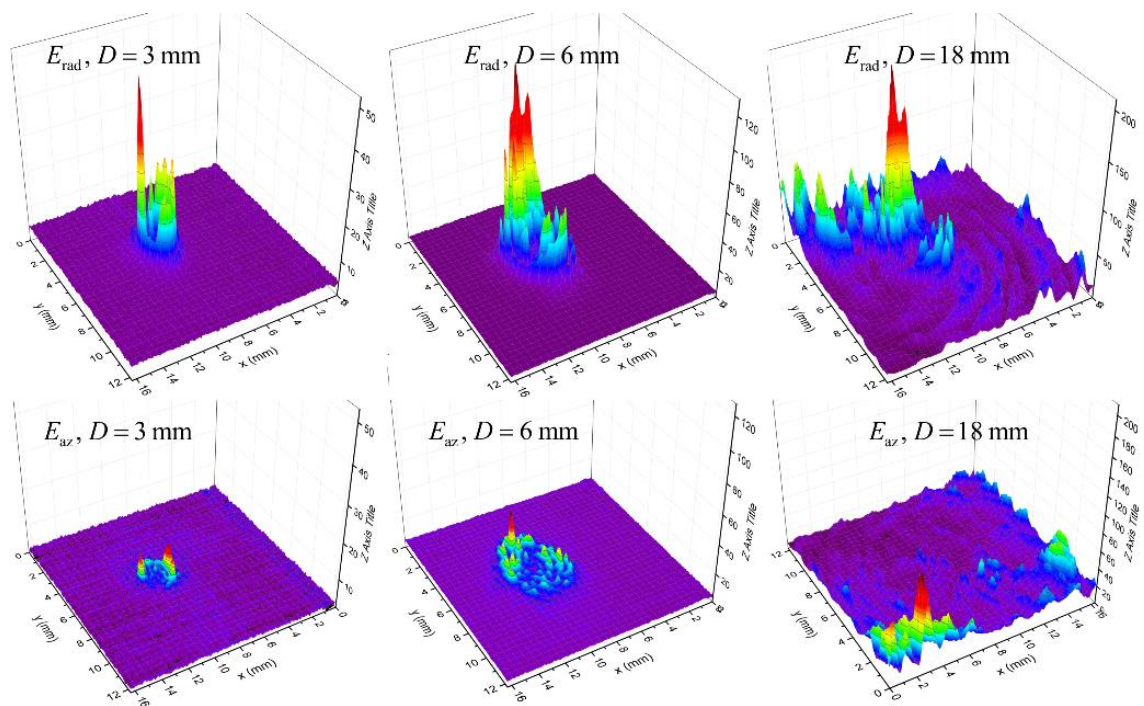


Рисунок 4.4 – распределения интенсивности, полученные с кончика цилиндра диаметром 2 мм с помощью изображающей оптической системы при различных D в случае $l = +3$. Освещающий цилиндр пучок: радиально поляризован, азимутально поляризован (верхняя и нижняя строки соответственно)

На изображениях, полученных для $l = \pm 9$ (рисунок 4.3) видно, что количество максимумов равно 18, что соответствует количеству спиралей в совершенном пучке, освещающем цилиндр (рисунок 4.2). Это означает, что

плазмоны сохраняют азимутальную зависимость возбуждающего излучения. Ранее, моими коллегами исследовалось подобное поведение плазмонов при их распространении вдоль образующей цилиндрической поверхности [100].

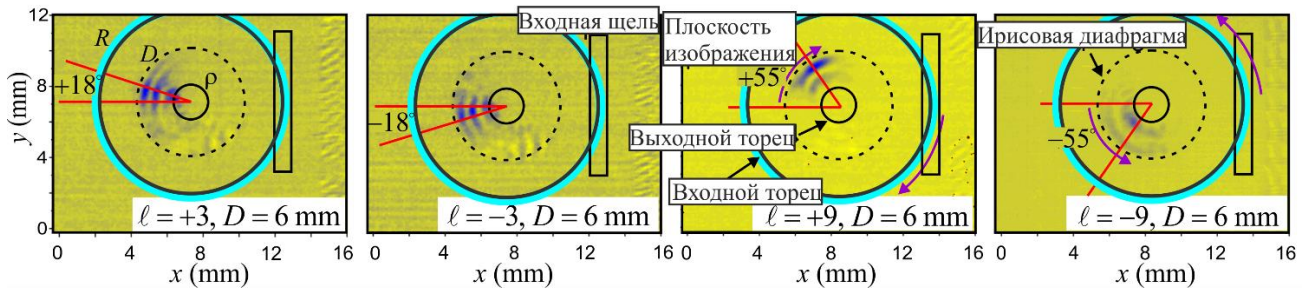
Обнаруженное вне первого кольца излучение является радиационными потерями плазмонов, прошедших начало сужающейся части цилиндра. Они наблюдаются на выходе цилиндра во втором кольце, состоящем из 18 спиральных дуг, закрученных влево или вправо в зависимости от знака топологического заряда. Отсюда можно сделать вывод, что пучки являются вихревыми, и, следовательно, плазмоны также обладают ОУМ.

4.4. Исследование вращения вихревых поверхностных плазмон-поляритонов

В целях более тщательной проверки факта закрученности ППП, в исследованиях была использована металлическая фольга с щелью шириной 1 мм, расположенная на правом краю входного торца цилиндра. В данном эксперименте сегментная полуволновая пластинка была удалена и щель освещалась совершенным линейно поляризованным пучком, который возбуждал плазмоны на ограниченной области цилиндра. Щель закреплялась вертикально в правой части входного торца металлического цилиндра. Плазмоны распространялись вдоль цилиндра, и излучение регистрировалось на конце образца с помощью изображающей системы, содержащей линзу, вследствие чего полученные изображения являются повернутым на 180 градусов относительно оси системы изображением реальной картины (рисунок Рисунок 4.5а). На полученных данных можно заметить, что плазмоны, проходя по образцу, вращаются в том же направлении, что и освещающий пучок, а величина угла растет с увеличением топологического заряда. Это объясняется тем, что угол наклона волнового фронта поверхностной волны прямо пропорционален величине топологического заряда l и записывается как

$$\frac{d\varphi(r, z)}{dz} \approx \frac{l}{r^2 k}. \quad (4.4)$$

а)



б)

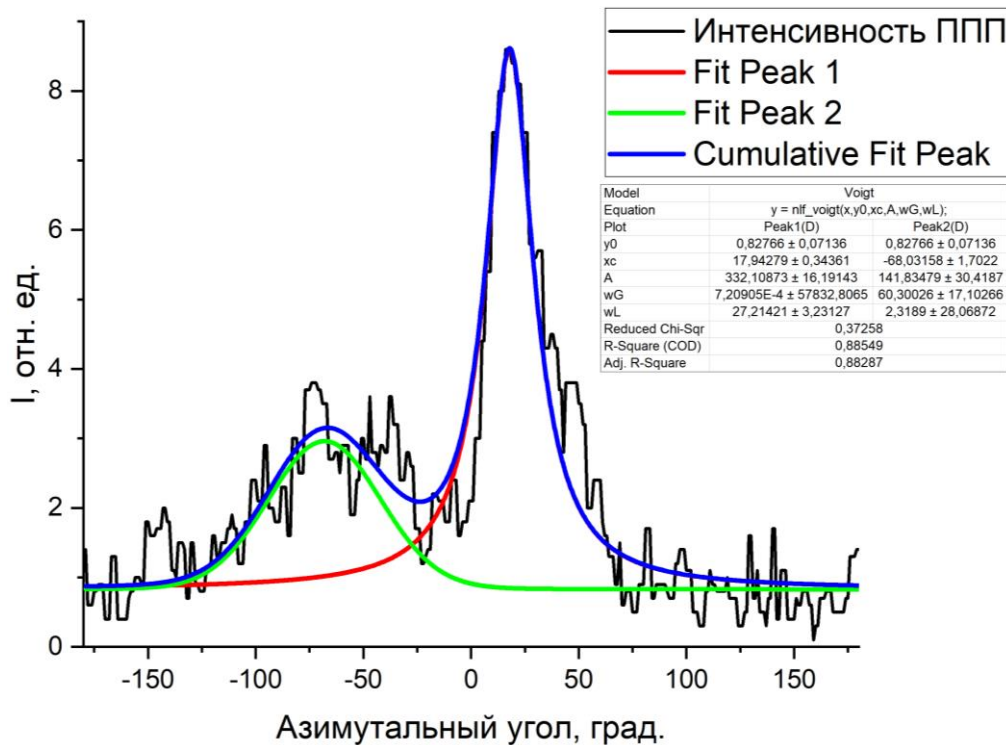


Рисунок 4.5 – а) экспериментальные распределения интенсивности, демонстрирующие поворот ППП, возбужденного совершенным вихревым пучком на входном цилиндре через щель шириной 1 мм. $R = 10$ мм, $\rho = 1$ мм. Размер изображения: $16,32 \times 12,24$ мм [47, 51]; б) график азимутального распределения интенсивности по средней линии дуги наибольшего диаметра для $l=+3$

Поскольку скорость распространения ППП в терагерцовом диапазоне практически равна скорости света, можно предположить, что питч-угол вектора Пойнтинга генерируемого плазмона равен таковому в падающей волне. Полагая,

что азимутальная составляющая скорости плазмона сохраняется, $v_\varphi = c \sin \alpha = const$, и, учитывая геометрические ограничения на координаты плазмона, распространяющегося по линии передачи переменного диаметра ρ , после несложных преобразований получаем выражение для расчета угла поворота плазмона на линии:

$$\Phi_{SPP}(z) = \int_0^z \frac{v_\varphi \sqrt{1 + [d\rho(z)/dz]^2}}{\rho(z) \sqrt{c^2 - v_\varphi^2}} dz. \quad (4.5)$$

Поскольку $\sin \alpha = rd\varphi/dz$ то, используя уравнения 4.4 и 4.5, находим, что ожидаемые углы поворота траектории плазмонов с топологическими зарядами 3 и 9 равны $18,4^\circ$ и $55,3^\circ$ соответственно, из них поворот на 6° и 18° происходит в начальном цилиндрическом участке. Угол поворота пучка определялся из графика зависимости интенсивности полученного сигнала от азимутального угла. На рисунке 4.5б приведен график распределения интенсивности в дуге, наиболее отдаленной от центра дифракционной картины для случая $l=+3$. С помощью аппроксимации графика был найден максимум интенсивности. Угол поворота пика относительно расположения щели составил $18^\circ \pm 1^\circ$. Для остальных случаев значения угла поворота были получены аналогичным способом, схематичная иллюстрация положения угла отсчета и поворота ППП показана красными линиями на рисунке 4.5а. Сложность определения угла поворота таким способом заключается в определении центра окружности регистрируемого сигнала, что может вносить ошибку в определяемые значения. Однако, как видно из полученных данных, результаты эксперимента и расчета хорошо согласуются.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Впервые сформированы и исследованы мощные терагерцовые бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом, полученные с использованием фазового аксикона с кусочно-непрерывным профилем. Продемонстрированы свойства самовосстановления пучка, прошедшего через фазовое препятствие.
2. Показано, что бесселев пучок формируется с эффективностью более 20% даже при освещении бинарного аксикона излучением с длиной волны отличной от расчетной, а именно в диапазонах 28 – 42 и 102 – 178 мкм. Зона формирования бесселева пучка при длине волны излучения в три раза меньше расчетной увеличивается в три раза.
3. В терагерцовом диапазоне получены мощные вихревые пучки, диаметр которых не зависит от топологического заряда пучка, так называемые «совершенные» вихревые пучки.
4. Впервые разработан и экспериментально апробирован метод идентификации бесселевой моды в мощном терагерцовом пучке, основанный на анализе Фурье-образа бесселева терагерцового пучка, прошедшего через бинарный дифракционный оптический элемент, установленный в зоне его формирования, с фазовой функцией, совпадающей с функцией формирующего заданную бесселеву моду элемента. Метод был реализован как в случае одномодового, так и многомодового пучка, включающего в себя комбинацию бесселевых пучков с топологическими зарядами -1 и -2.
5. Реализованы на практике два метода создания радиальной поляризации в мощном пучке терагерцового диапазона.
6. Впервые в мире сформированы вихревые поверхностные плазмон-поляритоны терагерцового диапазона на аксиально-симметричной

поверхности. В качестве освещающего пучка использовался совершенный вихревой пучок, диаметр которого соответствовал диаметру входного торца образца.

7. Показано, что плазмон-поляритоны распространяются по поверхности аксиально-симметричного образца вдоль спирали, направление вращения и питч-фактор зависят от топологического заряда освещающего пучка.

В заключение я бы хотела выразить благодарность всем тем, благодаря кому данная работа стала возможной. Прежде всего я благодарю своих научного руководителя, Чопорову Юлию Юрьевну, и учителя, Князева Бориса Александровича, за научное руководство и наставничество, неоценимую помощь на всех этапах исследований, способствование в налаживании научных контактов и становлении меня как специалиста, поставленные ими интересные задачи, общее руководство и помощь. Хочу поблагодарить Павельева В. С. за обсуждение и ценные советы, касающиеся дифракционной оптики и особенностей её изготовления.

Особую признательность я бы хотела выразить Винокурову Н.А. за плодотворное обсуждение результатов работы и полезные рекомендации, а также Мешкову О. И. за тщательную первичную рецензию текста диссертации и советы по его совершенствованию.

Также благодарю команду Новосибирского лазера на свободных электронах: Гетманова Я. В., Кубарева В. В., Саликову Т. В., Шевченко О. А., Скороход Д. А., Горбачева Я. И. и Щеглова М. А., обеспечивавших работу установки. Всех сотрудников и персонал Центра фотохимических исследований СО РАН за доброжелательную рабочую атмосферу и ценные советы. Благодарю Кулипанова Г. Н. за плодотворные обсуждения по теме исследований.

Искренне хочу поблагодарить сотрудников экспериментальной станции

«Терагерцовая и инфракрасная фотоника» Герасимова В. В., Камешкова О. Э. и Кукотенко В. Д. за помощь в проведении экспериментов и продуктивные обсуждения.

Благодарю Бобровникову О.Н. за помощь в оформлении диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

ОУМ – орбитальный угловой момент

ТЗ – топологический заряд

ТГц-излучение – терагерцовое излучение

ДОЭ – дифракционный оптический элемент

НЛСЭ – Новосибирский лазер на свободных электронах

ППП – поверхностный плазмон поляритон

ММБП – матричный микроболометрический приемник

ИК-излучение – инфракрасное излучение

ЭГ – Эрмит-Гаусс

СБФА – спиральный бинарный фазовый аксикон

БА – бинарный аксикон

ГА – голографический аксикон

П – поляризатор

Д – светоделитель

ИМО – измеритель мощности

Л – линза

З – зеркало

СП – сегментная полуволновая пластинка

А – анализатор

Список литературы

1. **Allen, L.** Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes / L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, J. C. Woerdman. – Текст: электронный // *Physical Review A*. – 1992. – Т. 45, № 11. – С. 8185-8189. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.8185> (дата обращения: 02.11.2022).
2. **Knyazev, B. A.** Beams of photons with a nonzero projection of the orbital momentum of the pulse. New results / B. A. Knyazev, V. G. Serbo. – Текст: электронный // *Physics-Uspekhi*. – 2018. – Т. 61, № 05. – С. 449-479 – URL: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.02.038306> (дата обращения: 02.11.2022).
3. **Shen, Y.** Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen, X. Wang, Z. Xie [и др.]. – Текст: электронный // *Light: Science & Applications*. – 2019. – Т. 8, № 1. – С. 90. – URL: <http://www.nature.com/articles/s41377-019-0194-2> (дата обращения: 31.10.2022).
4. **Yang, H.** Terahertz orbital angular momentum: Generation, detection and communication / H. Yang, S. Zheng, W. He [и др.]. – Текст: электронный // *China Communications*. – 2021. – Т. 18, № 5. – С. 131-152. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9444243/> (дата обращения: 31.10.2022).
5. **Khonina, S. N.** Bessel Beam: Significance and Applications—A Progressive Review / S. N. Khonina, N. L. Kazanskiy, S. V. Karpeev, M. A. Butt. – Текст: электронный // *Micromachines*. – 2020. – Т. 11, № 11. – С. 997. – URL: <https://www.mdpi.com/2072-666X/11/11/997> (дата обращения: 31.10.2022).
6. **Shkuratova, V.** Multiplication of a Gaussian beam by a multisector binary phase plate into scalar vortex beams for laser microprocessing / V. Shkuratova, G. Kostyuk, A. Petrov [и др.]. Текст: электронный // *Journal of Optical Technology*. – 2023. – Т. 90, № 5. – С. 282-288 URL: <https://doi.org/10.1364/JOT.90.000282> (дата обращения: 28.03.2023).

7. **Wang, J.** Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing / J. Wang, J.-Y. Yang, I. M. Fazal [и др.]. – Текст: электронный // Nature Photonics. – 2012. – Т. 6, № 7. – С. 488-496. – URL: <http://www.nature.com/articles/nphoton.2012.138> (дата обращения: 28.03.2023).
8. **Tamburini, F.** Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test / F. Tamburini, E. Mari, A. Sponselli [и др.]. – Текст: электронный // New Journal of Physics. – 2012. – Т. 14, № 3. – С. 033001. – URL: <https://iopscience.iopscience.org/article/10.1088/1367-2630/14/3/033001> (дата обращения: 28.03.2023).
9. **Kabir, Md. A.** Design a photonic crystal fiber of guiding terahertz orbital angular momentum beams in optical communication / Md. A. Kabir, K. Ahmed, Md. M. Hassan [и др.]. – Текст: электронный // Optics Communications. – 2020. – Т. 475. – С. 126192. – URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S003040182030609X> (дата обращения: 24.04.2023).
10. **Kulya, M. S.** Propagation dynamics of ultrabroadband terahertz beams with orbital angular momentum for wireless data transfer / M. S. Kulya, B. Sokolenko, A. Gorodetsky, N. V. Petrov // Broadband Access Communication Technologies XIV. – SPIE, 2020. – Т. 11307. – С. 112-119. – DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2547695> (дата обращения: 24.04.2023).
11. **Fickler, R.** Quantum entanglement of angular momentum states with quantum numbers up to 10,010 / R. Fickler, G. Campbell, B. Buchler [и др.]. – Текст: электронный // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2016. – Т. 113, № 48. – С. 13642-13647. – URL: <https://pnas.org/doi/full/10.1073/pnas.1616889113> (дата обращения: 10.11.2023).
12. **Zhu, L.** A review of multiple optical vortices generation: methods and applications / L. Zhu, J. Wang. – Текст: электронный // Frontiers of Optoelectronics. –

2019. – Т. 12, № 1. – С. 52-68. – URL: <http://link.springer.com/10.1007/s12200-019-0910-9> (дата обращения: 02.11.2022).

13. **Liu, X.** Topological charge parallel measurement method for optical vortices based on computer-generated holography / X. Liu, S. Huang, W. Xie, Z. Pei – Текст: электронный // *Journal of Optical Technology*. – 2022. – Т. 89, № 2. – С. 94-100. – URL: <https://doi.org/10.1364/JOT.90.000282> (дата обращения: 24.04.2023).

14. **Shen, Z.** Visualizing orbital angular momentum of plasmonic vortices / Z. Shen, Z. J. Hu, G. H. Yuan [и др.]. – Текст: электронный // *Optics Letters*. – 2012. – Т. 37, № 22. – С. 4627. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-37-22-4627> (дата обращения: 24.04.2023).

15. **Stellinga, D.** An Organic Vortex Laser / D. Stellinga, M. E. Pietrzyk, J. M. E. Glackin [и др.]. – Текст: электронный // *ACS Nano*. – 2018. – Т. 12, № 3. – С. 2389-2394. – URL: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsnano.7b07703> (дата обращения: 25.04.2023).

16. **Tudor, R.** Multilevel Spiral Axicon for High-Order Bessel–Gauss Beams Generation / R. Tudor, G. A. Bulzan, M. Kusko [и др.]. – Текст: электронный // *Nanomaterials*. – 2023. – Т. 13, № 3. – С. 579. – URL: <https://www.mdpi.com/2079-4991/13/3/579> (дата обращения: 03.05.2023).

17. **Zhao, L.** Broadband Achromatic Metalens for Tunable Focused Vortex Beam Generation in the Near-Infrared Range / L. Zhao, X. Jiang, Z. Wang [и др.]. – Текст: электронный // *Nanomaterials*. – 2023. – Т. 13, № 20. – С. 2765. – URL: <https://www.mdpi.com/2079-4991/13/20/2765> (дата обращения: 10.11.2023).

18. **Liu, J.** Mid-infrared vortex array generation with a tunable singularity in an Er:YAP laser / J. Liu, J. Gu, L. Huang [и др.] // *Applied Physics Letters*. – 2023. – Т. 123, № 2. – URL: <https://doi.org/10.1063/5.0158153> (дата обращения: 10.11.2023).

19. **Tollkühn, M.** THz Microscopy With Josephson Cantilevers for Characterization of Additive Manufactured Spiral Phase Plates / M. Tollkühn, C. J. Ritter, D. Hanisch [и др.]. – Текст: электронный // *ACS Nano*. – 2023. – Т. 17, № 10. – С. 10345-10353. – URL: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsnano.3c02111> (дата обращения: 10.11.2023).

др.]. – Текст: электронный // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2023. – Т. 33, № 5. – С. 1-5. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/10081003/> (дата обращения: 10.11.2023).

20. **Vogliardi, A.** Silicon metaoptics for the compact generation of perfect vector beams in the telecom infrared / A. Vogliardi, G. Ruffato, D. Bonaldo [и др.] – Текст: электронный // Optics Letters. – 2023. – Т. 48, № 18. – С. 4925-4928. – URL: <https://doi.org/10.1364/OL.501239> (дата обращения: 28.03.2023).

21. **Krenn, M.** Communication with spatially modulated light through turbulent air across Vienna / M. Krenn, R. Fickler, M. Fink [и др.]. – Текст: электронный // New Journal of Physics. – 2014. – Т. 16, № 11. – С. 113028. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/16/11/113028> (дата обращения: 28.03.2023).

22. **Terzi, M. E.** Generation of a vortex ultrasonic beam with a phase plate with an angular dependence of the thickness / M. E. Terzi, S. A. Tsysar, C. V. Yuldashev [и др.]. – Текст: электронный // Moscow University Physics Bulletin. – 2017. – Т. 72, № 1. – С. 61-67. – URL: <http://link.springer.com/10.3103/S0027134916050180> (дата обращения: 31.10.2023).

23. **He, J.** Generation and evolution of the terahertz vortex beam / J. He, X. Wang, D. Hu [и др.]. – Текст: электронный // Optics Express. – 2013. – Т. 21, № 17. – С. 20230. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-21-17-20230> (дата обращения: 02.11.2022).

24. **Miyamoto, K.** Direct observation of the topological charge of a terahertz vortex beam generated by a Tsurupica spiral phase plate / K. Miyamoto, K. Suizu, T. Akiba, T. Omatsu. – Текст: электронный // Applied Physics Letters. – 2014. – Т. 104, № 26. – С. 261104. – URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4886407> (дата обращения: 31.10.2022).

25. **Zhu, L.** Experimental Demonstration of Basic Functionalities for 0.1-THz Orbital Angular Momentum (OAM) Communications / L. Zhu, X. Wei, J. Wang [и др.]. – Текст: электронный // Optical Fiber Communication Conference Optical Fiber Communication Conference. – San Francisco, California: OSA, 2014. – С. М3К.7. – URL: [https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2014-M3К.7](https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=OFC-2014-M3K.7) (дата обращения: 13.03.2023).
26. **Guan, S.** Recent Progress of Terahertz Spatial Light Modulators: Materials, Principles and Applications / S. Guan, J. Cheng, S. Chang. – Текст: электронный // Micromachines. – 2022. – Т. 13, № 10. – С. 1637. – URL: <https://www.mdpi.com/2072-666X/13/10/1637> (дата обращения: 15.06.2023).
27. **Glyavin, M. Yu.** Development and applications of THz gyrotrons / M. Yu. Glyavin. – Текст: электронный // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Т. 149. – С. 01008. – URL: <http://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/201714901008> (дата обращения: 15.06.2023).
28. **Glyavin, M. Yu.** Generation of 1.5-kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field / M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, G. Yu. Golubiatnikov. – Текст: электронный // Physical Review Letters. – 2008. – Т. 100, № 1. – С. 015101. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.015101> (дата обращения: 15.06.2023).
29. **Shevchenko, O. A.** The Novosibirsk free electron laser facility / O. A. Shevchenko, N. A. Vinokurov, V. S. Arbuзов [и др.]. – Текст: электронный // SYNCHROTRON AND FREE ELECTRON LASER RADIATION: Generation and Application (SFR-2020). – Novosibirsk, Russia, 2020. – С. 020001. – URL: <http://aiC.scitation.org/doi/abs/10.1063/5.0031513> (дата обращения: 04.04.2023).
30. **Tan, C.** Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications / C. Tan, J. Huang, K. Liu [и др.]. – Текст: электронный // Science China

Information Sciences. – 2012. – Т. 55, № 1. – С. 1-15. – URL: <http://link.springer.com/10.1007/s11432-011-4515-1> (дата обращения: 15.06.2023).

31. **Agafonov, A. N.** Silicon diffractive optical elements for high-power monochromatic terahertz radiation / A. N. Agafonov, B. O. Todkin, A. K. Kaveev [и др.]. – Текст: электронный // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 189-195. – URL: <http://link.springer.com/10.3103/S875669901302012X> (дата обращения: 31.10.2022).

32. **Pavelyev, V.** Subwavelength Diffractive Optical Elements for Generation of Terahertz Coherent Beams with Pre-Given Polarization State / V. Pavelyev, S. Khonina, S. Degtyarev [и др.]. – Текст: электронный // Sensors. – 2023. – Т. 23, № 3. – С. 1579. – URL: <https://www.mdpi.com/1424-8220/23/3/1579> (дата обращения: 15.06.2023).

33. **Choporova, Yu. Yu.** High-power Bessel beams with orbital angular momentum in the terahertz range / Yu. Yu. Choporova, B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov [и др.]. – Текст: электронный // Physical Review A. – 2017. – Т. 96, № 2. – С. 023846. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.023846>

34. **Choporova, Y.** Holography with high-power CW coherent terahertz source: optical components, imaging, and applications / Y. Choporova, B. Knyazev, V. Pavelyev. – Текст: электронный // Light: Advanced Manufacturing. – 2022. – Т. 3., № 3. – С. 1. – URL: <https://www.light-am.com/article/doi/10.37188/lam.2022.031> (дата обращения: 18.07.2023).

35. **Agranovich, V.** Surface polaritons: electromagnetic waves at surfaces and interfaces / V. Agranovich, D. Mills // Journal of the Optical Society of America B Optical Physics. – 1984. – Т. 1, № 3. – С. 410.

36. **Raether, H.** Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings: Springer tracts in modern physics / H. Raether. – Текст: непосредственный – Berlin Heidelberg: Springer, 1988. – 136 с. С. 4-37. ISBN 978-3-540-17363-2.

37. **Maier, S. A.** Plasmonics: fundamentals and applications. Plasmonics / S. A. Maier. – New York: Springer, 2007 – 234 с. С. 65-89. ISBN 978-0-387-37825-1 – Текст: непосредственный.
38. **Liang, Y.** Bound States in the Continuum in Anisotropic Plasmonic Metasurfaces / Y. Liang, K. Koshelev, F. Zhang [и др.]. – Текст: электронный // Nano Letters. – 2020. – Т. 20, № 9. – С. 6351-6356. – URL: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.nanolett.0c01752> (дата обращения: 08.04.2024).
39. **Zhang, X.** Terahertz surface plasmonic waves: a review / X. Zhang, Q. Xu, L. Xia [и др.]. – Текст: электронный // Advanced Photonics. – 2020. – Т. 2. – Terahertz surface plasmonic waves. – № 01. – С. 1. – URL: <https://www.spiedigitallibrary.org/journals/advanced-photonics/Tome-2/issue-01/014001/Terahertz-surface-plasmonic-waves-a-review/10.1117/1.AP.2.1.014001.full> (дата обращения: 03.11.2022).
40. **Wang, K.** Dispersion of Surface Plasmon Polaritons on Metal Wires in the Terahertz Frequency Range / K. Wang, D. M. Mittleman. – Текст: электронный // Physical Review Letters. – 2006. – Т. 96, № 15. – С. 157401. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.157401> (дата обращения: 03.11.2022).
41. **Sohoo, A. A.** Exploiting Surface Plasmon with Dielectric Coating in Copper Wires Waveguide for the Propagation of Terahertz Waves / A. A. Sohoo, F. C. Seman, A. J. A. Al-Gburi [и др.]. – Текст: электронный // Coatings. – 2023. – Т. 13, № 11. – С. 1857. – URL: <https://www.mdpi.com/2079-6412/13/11/1857> (дата обращения: 31.10.2023).
42. **Weeber, J.-C.** Plasmon polaritons of metallic nanowires for controlling submicron propagation of light / J.-C. Weeber, A. Dereux, C. Girard [и др.]. – Текст: электронный // Physical Review B. – 1999. – Т. 60, № 12. – С. 9061-9068. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.9061> (дата обращения: 19.03.2024).

43. **Leosson, K.** Long-range surface plasmon polariton nanowire waveguides for device applications / K. Leosson, T. Nikolajsen, A. Boltasseva, S. I. BozheTnyi. – Текст: электронный // Optics Express. – 2006. – Т. 14, № 1. – С. 314. – URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-14-1-314> (дата обращения: 19.03.2024).
44. **Fang, Z.** Surface Plasmon Polariton Enhancement in Silver Nanowire–Nanoantenna Structure / Z. Fang, Y. Lu, L. Fan [и др.]. – Текст: электронный // Plasmonics. – 2010. – Т. 5, № 1. – С. 57-62. – URL: <http://link.springer.com/10.1007/s11468-009-9115-1> (дата обращения: 19.03.2024).
45. **Pavelyev, V. S.** Control of transverse mode content and polarization structure of terahertz coherent beams / V. S. Pavelyev, Yu. Yu. Choporova, N. D. Osintseva [и др.]. – Текст: электронный // Computer Optics. – 2019. – Т. 43. – № 6. – С. 1103-1108. – URL: <http://computeroptics.ru/eng/KO/Annot/KO43-6/430623e.html> (дата обращения: 31.10.2022).
46. **Pavelyev, V. S.** Experimental investigation of the self-healing of terahertz Bessel beams with orbital angular momentum / V. S. Pavelyev, K. N. Tukmakov, A. S. Reshetnikov [и др.]. – Текст: электронный // Computer Optics. – 2021. – Т. 5. – № 45. – С. 673-677. – URL: <http://www.computeroptics.ru/eng/KO/Annot/KO45-5/450505e.html> (дата обращения: 03.11.2022).
47. **Gerasimov, V. V.** Vortex surface plasmon polaritons on a cylindrical waveguide: generation, propagation, and diffraction / V. V. Gerasimov, O. E. Kameshkov, B. A. Knyazev [и др.]. – Текст: электронный // Journal of Optics. – 2021. – Т. 23. – № 10. – С. 10LT01. – URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2040-8986/ac1fc4> (дата обращения: 02.11.2022).
48. **Osintseva, N. D.** Terahertz Bessel and «perfect» vortex beams generated with a binary axicon and axicon with continuous relief / N. D. Osintseva, V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev [и др.]. – Текст: электронный // Computer Optics. – 2022. – Т. 46. –

- № 3. – С. 375-380. – URL: <http://computeroptics.ru/eng/KO/Annot/KO46-3/460303e.html> (дата обращения: 02.11.2022).
49. **Knyazev, B.** Terahertz Bessel Beams Formed by Binary and Holographic Axicons / B. Knyazev, N. Osintseva, M. Komlenok [и др.]. – Текст: электронный // Photonics. – 2023. – Т. 10. – № 6. – С. 700. – URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/10/6/700> (дата обращения: 29.06.2023).
50. **Osintseva, N. D.** Identification of Hermite–Gaussian and Bessel modes of terahertz beam with diffractive optical elements / N. D. Osintseva, V. V. Gerasimov, Yu. Yu. Choporova [и др.]. // – Текст: непосредственный // Journal of Optical Technology – 2024. – Т. 91, № 4. – С. 215-221. URL: <https://doi.org/10.1364/JOT.91.000215> (дата публикации: 07.10.2024).
51. Коллективная монография «Терагерцовая фотоника»: монография / А. В. Андреев, М. В. Архипов, Р. М. Архипов [и др.]. – Москва: Российская академия наук, 2023. – С. 449 – 456. – ISBN 978-5-907645-40-0 – Текст: непосредственный.
52. Станция «Терагерцевая и инфракрасная фотоника»: сайт. Новосибирск, 1996. – URL: https://ssrc.biouml.org/#!/page/station_photonics (дата обращения: 27.11.2023). – Текст: электронный.
53. **Knyazev, B. A.** Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements / B. A. Knyazev, G. N. Kulipanov, N. A. Vinokurov. – Текст: электронный // Measurement Science and Technology. – 2010. – Т. 21, № 5. – С. 054017. – URL: <https://iopscience.ioc.org/article/10.1088/0957-0233/21/5/054017> (дата обращения: 28.03.2023).
54. **Vinokurov, N. A.** Free electron lasers and their development in the Budker Institute of Nuclear Physics of the SB RAS / N. A. Vinokurov, O. A. Shevchenko. – Текст: электронный // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. – 2018. – Т. 188, № 05. – URL: <https://ufn.ru/ru/articles/accepted/38311/> (дата обращения: 08.11.2022).

55. **Bolotin, V. C.** Status of the Novosibirsk high power free electron laser / V. C. Bolotin, S. V. Miginsky, L. A. Mironenko [и др.]. – Текст: электронный // Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 2004. – Karlsruhe, Germany: IEEE, 2004. – С. 55-56. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1421950/> (дата обращения: 05.02.2024).
56. **Gorbachev, Y.** Measurements of magnetic field of variable period undulator and correction of field errors / Y. Gorbachev, I. Davidyuk, S. Serednyakov [и др.]. – Текст: электронный // Synchrotron and Free Electron Laser Radiation: Generation and Application (SFR-2020). – Novosibirsk, Russia, 2020. – С. 020009. – URL: <https://pubs.aip.org/aip/acp/article/1027125> (дата обращения: 05.02.2024).
57. **Shevchenko, O. A.** Commissioning the First Free Electron Laser Based on a Variable-Period Undulator / O. A. Shevchenko, N. A. Vinokurov, Ya. V. Getmanov [и др.]. – Текст: электронный // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2023. – Т. 20, № 4. – С. 897-900. – URL: <https://link.springer.com/10.1134/S1547477123040611> (дата обращения: 02.02.2024).
58. **Minin, I. V.** Millimeter and terahertz radiation detector / I. V. Minin, O. V. Minin – Текст: электронный // Vestnik SSUGT (Siberian State University of Geosystems and Technologies). – 2021. – Т. 26, № 4. – С. 160-175. – URL: <http://vestnik.ssga.ru/wp-content/uploads/2021/09/160-175.pdf> (дата обращения: 04.12.2023).
59. **Richards, C. L.** Bolometers for infrared and millimeter waves / C. L. Richards. – Текст: электронный // Journal of Applied Physics. – 1994. – Т. 76, № 1. – С. 1-24. – URL: <https://pubs.aip.org/jap/article/76/1/1/497857/Bolometers-for-infrared-and-millimeter-waves> (дата обращения: 05.12.2023).
60. **Демьяненко, М.** Матричные микроболометрические приемники для инфракрасного и терагерцового диапазонов / М. Демьяненко, Д. Есаев, В. Овсяк

[и др.]. – Текст: непосредственный // Оптический журнал. – 2009. – Т. 76, № 12. – С. 5-11.

61. **Dem'yanenko, M. A.** Imaging with a 90frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser / M. A. Dem'yanenko, D. G. Esaev, B. A. Knyazev [и др.]. – Текст: электронный // Applied Physics Letters. – 2008. – Т. 92, № 13. – С. 131116. – URL: <https://pubs.aip.org/apl/article/92/13/131116/238086/Imaging-with-a-90frames-s-microbolometer-focal> (дата обращения: 20.07.2023).

62. **Dem'yanenko, M. A.** Application of uncooled microbolometer detector arrays for recording radiation of the terahertz spectral range / M. A. Dem'yanenko, D. G. Esaev, I. V. Marchishin [и др.]. – Текст: электронный // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2011. – Т. 47, № 5. – С. 508-512. – URL: <http://link.springer.com/10.3103/S8756699011050347> (дата обращения: 02.02.2024).

63. **Rogalin, V. E.** Optical Materials for the THz Range / V. E. Rogalin, I. A. Kaplunov, G. I. Kropotov. – Текст: электронный // Optics and Spectroscopy. – 2018. – Т. 125, № 6. – С. 1053-1064. – URL: <http://link.springer.com/10.1134/S0030400X18120172> (дата обращения: 31.05.2024).

64. **Dai, J.** Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon / J. Dai, J. Zhang, W. Zhang, D. Grischkowsky. – Текст: электронный // Journal of the Optical Society of America B. – 2004. – Т. 21, № 7. – С. 1379. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josab-21-7-1379> (дата обращения: 03.06.2024).

65. TYDEX: ТГц материалы: сайт – Санкт-Петербург, 1994. – URL: https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_materials/ (дата обращения: 28.11.2023). – Текст: электронный.

66. **Князев, Б. А.** Отражающие дифракционные оптические элементы и их применение для управления излучением терагерцового лазера на свободных электронах / Б. А. Князев, В. С. Черкасский. – Текст: электронный // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. – 2006. – Т. 1, № 2. – С. 3-20. – URL: http://phys.nsu.ru/vestnik/catalogue/2006/02/Vestnik_NSU_06T1V2_p3_p21.pdf
67. **Ведерников, В. М.** Дифракционные элементы для лазера на свободных электронах / В. М. Ведерников, П. М. Дутов, А. И. Кокарев [и др.] – Текст: непосредственный // Автометрия. – 2010. – Т. 46, № 4. – С. 84-97.
68. **Герасимов, В.** Френелевское отражение в оптических элементах и детекторах для терагерцового диапазона / В. Герасимов, Б. Князев, П. Рудыч, В. Черкасский – Текст: непосредственный // Препринт ИЯФ СО РАН. – 2006, № 2006-23.
69. TYDEX: ТГц пластинки: сайт – Санкт-Петербург, 1994. – URL: https://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_polarizers/thz_waveplate1/ (дата обращения: 28.11.2023). – Текст: электронный.
70. **Сисакян, И.** Моданы новые элементы компьютерной оптики / И. Сисакян, В. Сойфер [и др.] – Текст: непосредственный // Компьютерная оптика. – 1990, № 08. – С. 3-64.
71. **Todkin, V.** Fabrication and characterization of diffractive phase plates for forming high-power terahertz vortex beams using free electron laser radiation / V. Todkin, Y. Choporova, B. Knyazev [и др.]. – Текст: электронный // Optical and Quantum Electronics. – 2016. – Т. 48, № 4. – С. 223. – URL: <http://link.springer.com/10.1007/s11082-016-0496-z> (дата обращения: 02.11.2022).
72. **Knyazev, V.** «Perfect» Terahertz Vortex Beams Formed Using Diffractive Axicons and Prospects for Excitation of Vortex Surface Plasmon Polaritons / V. Knyazev, V. Cherkassky, O. Kameshkov. – Текст: электронный // Applied Sciences. –

2021. – Т. 11, № 2. – С. 717. – URL: <https://www.mdpi.com/2076-3417/11/2/717> (дата обращения: 04.06.2024).

73. **Осинцева, Н. Д.** Формирование и исследование бесселевых пучков с орбитальным угловым моментом : специальность 03.04.02 «Физика» : магистерская диссертация / Осинцева Наталья Дмитриевна; Новосибирский государственный университет. – Новосибирск, 2018. – 42 с. – Текст непосредственный.

74. **Arrizón, V.** Efficient generation of an arbitrary nondiffracting Bessel beam employing its phase modulation / V. Arrizón, D. Sánchez-de-la-Llave, U. Ruiz, G. Méndez. – Текст: электронный // Optics Letters. – 2009. – Т. 34. – № 9. – С. 1456. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-34-9-1456> (дата обращения: 21.11.2023).

75. **Choporova, Y** Simulation of Propagation and Transformation of THz Bessel Beams with Orbital Angular Momentum / Y. Choporova, B. Knyazev, M. Mitkov [и др.]. – Текст: электронный // Physics Procedia. – 2016. – Т. 84. – С. 175-183. – URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1875389216303261> (дата обращения: 02.11.2022).

76. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J. J. Miceli, J. H. Eberly. – Текст: электронный // Physical Review Letters. – 1987. – Т. 58, № 15. – С. 1499-1501. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.1499> (дата обращения: 31.10.2022).

77. **Arlt, J.** Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon / J. Arlt, K. Dholakia. – Текст: электронный // Optics Communications. – 2000. – Т. 177, № 1-6. – С. 297-301. – URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401800005721> (дата обращения: 16.11.2023).

78. **Сойфер В.** Оптическое манипулирование микрообъектами: достижения и новые возможности, порожденные дифракционной оптикой / В. Сойфер, В.

Котляр, С. Хонина [и др.]. – Текст: непосредственный // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2004. – Т. 35, № 6. – С. 1368-1432.

79. **Vasilyev, V. S.** Experimental investigation of the stability of Bessel beams in the atmosphere / V. S. Vasilyev, A. I. Kapustin [и др.]. – Текст: электронный // Computer Optics. – 2019. – Т. 43, № 3. – URL: <http://computeroptics.ru/eng/KO/Annot/KO43-3/430305e.html> (дата обращения: 22.03.2024).

80. **Bassotti, A.** Topological Robustness of Phase Singularities at Microwave Frequencies / A. Bassotti, M. Barbuto, A. Alu [и др.]. – Текст: электронный // 2019 Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials). – Rome, Italy: IEEE, 2019. – С. X-062-X-064. – URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8900916/> (дата обращения: 22.03.2024).

81. **Soifer, V.** Vortex beams in turbulent media: review / V. Soifer, O. Korotkova, S.N. Khonina [и др.]. – Текст: электронный // Computer Optics. – 2016. – Т. 40. – Vortex beams in turbulent media, № 5. – С. 605-624. – URL: <http://computeroptics.ru/eng/KO/ENG/annot/KO40-5/400501.html> (дата обращения: 22.03.2024).

82. **Mphuthi, N.** Are Bessel beams resilient to aberrations and turbulence? / N. Mphuthi, R. Botha, A. Forbes. – Текст: электронный // Journal of the Optical Society of America A. – 2018. – Т. 35, № 6. – С. 1021. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josaa-35-6-1021> (дата обращения: 22.03.2024).

83. **Otte, E.** Recovery of nonseparability in self-healing vector Bessel beams / E. Otte, I. Nape, C. Rosales-Guzmán [и др.]. – Текст: электронный // Physical Review A. – 2018. – Т. 98, № 5. – С. 053818. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.98.053818> (дата обращения: 08.06.2024).

84. **Matsuba, S.** Experimental Demonstration of Vector Beam Generation With Tandem Helical Undulators / S. Matsuba, M. Fujimoto, M. Hosaka [и др.]. – Текст:

электронный // Proceedings of the 10th Int. Particle Accelerator Conf. – 2019. – С. 1766-1768. – URL: <http://jacow.org/ipac2019/doi/JACoW-IPAC2019-TUPRB037.html> (дата обращения: 27.02.2024).

85. **Petrov, N. V.** Design of broadband terahertz vector and vortex beams: I. Review of materials and components / N. V. Petrov, B. Sokolenko, M. S. Kulya [и др.]. – Текст: электронный // Light: Advanced Manufacturing. – 2022. – Т. 3, № 4. – С. 640-652. – DOI: <https://doi.org/10.37188/lam.2022.043> (дата обращения: 27.02.2024).

86. **Chen, R.** Inverse Energy Flux in Tight Focusing of Vector Vortex Beam / R. Chen, T. Song, Y. Luo [и др.]. – Текст: электронный // Photonics. – 2023. – Т. 10, № 7. – С. 743 – URL: <https://doi.org/10.3390/photonics10070743> (дата обращения: 27.02.2024).

87. **White, A. G.** Interferometric Measurements of Phase Singularities in the Output of a Visible Laser / A. G. White, C. C. Smith, N. R. Heckenberg [и др.]. – Текст: электронный // Journal of Modern Optics. – 1991. – Т. 38, № 12. – С. 2531-2541. – URL: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/09500349114552651> (дата обращения: 31.10.2022).

88. **Choporova, Yu. Yu.** Terahertz Bessel beams with orbital angular momentum: diffraction and interference / Yu. Yu. Choporova, B. A. Knyazev, N. D. Osintseva [и др.]. – Текст: электронный // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Т. 149. – С. 05003. – URL: <http://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/201714905003> (дата обращения: 02.11.2022).

89. **Ostrovsky, A. S.** Generation of the “perfect” optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator / A. S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao, V. Arrizón. – Текст: электронный // Optics Letters. – 2013. – Т. 38, № 4. – С. 534. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-38-4-534> (дата обращения: 02.11.2022).

90. **Chen, M.** Optical trapping with a perfect vortex beam / M. Chen, M. Mazilu, Y. Arita [и др.]. – Текст: электронный // SPIE NanoScience + Engineering / eds. K.

Dholakia, G. C. Spalding. – San Diego, California, United States, 2014. – С. 91640К. – URL:

<http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2064080>

(дата обращения: 22.03.2024).

91. **Vaity, C.** Perfect vortex beam: Fourier transformation of a Bessel beam / C. Vaity, L. Rusch. – Текст: электронный // Optics Letters. – 2015. – Т. 40. – Perfect vortex beam, № 4. – С. 597. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-40-4-597> (дата обращения: 22.03.2024).

92. **Zhu, J.** Multiplexing Perfect Optical Vortex for Holographic Data Storage / J. Zhu, F. Zou, L. Wang [и др.]. – Текст: электронный // Photonics. – 2023. – Т. 10, № 7. – С. 720. – URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/10/7/720> (дата обращения: 29.06.2023).

93. **Knyazev, B. A.** Techniques for generation of annular surface plasmon polaritons with refractive binary and reflective cylindrical diffraction gratings / B. A. Knyazev, Yu. Yu. Choporova, V. V. Gerasimov [и др.]. – Текст: электронный // Synchrotron And Free Electron Laser Radiation: Generation and Application (SFR-2020). – Novosibirsk, Russia, 2020. – С. 030011. – URL: <http://aiC.scitation.org/doi/abs/10.1063/5.0030354> (дата обращения: 14.11.2022).

94. **Knyazev, B. A.** Optimization of parameters of binary phase axicons for the generation of terahertz vortex surface plasmon polaritons on cylindrical conductors / B. A. Knyazev, V.S. Pavelyev. – Текст: электронный // Computer Optics. – 2020. – Т. 44, № 5. – URL: <http://computeroptics.ru/eng/KO/Annot/KO44-5/440521e.html> (дата обращения: 14.11.2022).

95. **Bouchal, Z.** Orbital angular momentum of mixed vortex beams / Z. Bouchal, V. Kollárová, C. Zemánek, T. Čižmár. – Текст: электронный // SPIE Proceedings / ред. M. Miler [и др.]. – 2007. – С. 660907-660907-8. – URL:

<http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1319942> (дата обращения: 02.11.2022).

96. **Soifer, V. A.** Laser beam mode selection by computer generated holograms / V. A. Soifer, M. A. Golub. – Текст: непосредственный – CRC Press, 1994. – 205 с. – С. 73 – 91.

97. **Trichili, A.** Detection of Bessel beams with digital axicons / A. Trichili, T. Mhlanga, Y. Ismail [и др.]. – Текст: электронный // Optics Express. – 2014. – Т. 22, № 14. – С. 17553. – URL: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-14-17553> (дата обращения: 31.10.2022).

98. **Abadi, M. M.** A space division multiplexed free-space-optical communication system that can auto-locate and fully self align with a remote transceiver / M. M. Abadi, M. A. Cox, R. E. Alsaigh [и др.]. – Текст: электронный // Scientific Reports. – 2019. – Т. 9, № 1. – С. 19687. – URL: <https://www.nature.com/articles/s41598-019-55670-1> (дата обращения: 02.11.2023).

99. **Maier, S. A.** Plasmonics: The Promise of Highly Integrated Optical Devices / S. A. Maier. – Текст: электронный // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2006. – Т. 12, № 6. – С. 1671-1677. – URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4032676/> (дата обращения: 03.11.2022).

100. **Li, Y.** Graphene plasmonic devices for terahertz optoelectronics / Y. Li, K. Tantiwanichapan, A. K. Swan, R. Paiella. – Текст: электронный // Nanophotonics. – 2020. – Т. 9, № 7. – С. 1901-1920. – URL: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2020-0211/html> (дата обращения: 03.11.2022).

101. **Gerasimov, V. V.** Evaluation of the Efficiency of Generation of Terahertz Surface Plasmon Polaritons by the End-Fire Coupling Technique / V. V. Gerasimov, A. K. Nikitin, A. G. Lemzyakov, I. A. Azarov. – Текст: электронный // Photonics. – 2023. –

Т. 10, № 8. – С. 917. – URL: <https://www.mdpi.com/2304-6732/10/8/917> (дата обращения: 05.04.2024).

102. **Hu, H.** Efficient end-fire coupling of surface plasmons on flat metal surfaces for improved plasmonic Mach-Zehnder interferometer / H. Hu, X. Zeng, D. Ji [и др.]. – Текст: электронный // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Т. 113. – № 5. – С. 053101. – URL: <https://pubs.aip.org/jap/article/113/5/053101/370932/Efficient-end-fire-coupling-of-surface-plasmons-on> (дата обращения: 10.11.2024).

103. **Stegeman, G. I.** Excitation of surface polaritons by end-fire coupling / G. I. Stegeman, R. F. Wallis, A. A. Maradudin. – Текст: электронный // *Optics Letters*. – 1983. – Т. 8, № 7. – С. 386. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-8-7-386> (дата обращения: 04.04.2024).

104. **Fisher, C.** End-fire coupling efficiencies of surface plasmons for silver, gold, and plasmonic nitride compounds / C. Fisher, L. C. Botten, C. G. Poulton [и др.]. – Текст: электронный // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2016. – Т. 33. – № 6. – С. 1044. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josab-33-6-1044> (дата обращения: 10.11.2024).

105. **Seymour, R. J.** Far-infrared surface plasmon coupling with overcoated gratings / R. J. Seymour, E. S. Koteles, G. I. Stegeman. – Текст: электронный // *Applied Physics Letters*. – 1982. – Т. 41, № 11. – С. 1013-1015. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.93393> (дата обращения: 04.04.2024).

106. **Либенсон, М.** Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона / М. Либенсон. – Текст: электронный // *Соросовский образовательный журнал*. – 1996. – Т. 10. – С. 92. – URL: https://www.pereplet.ru/nauka/Soros/pdf/9610_092.pdf (дата публикации: 06.03.2015).

107. **Gerasimov, V. V.** Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free-electron laser: propagation along a gold–ZnS–air interface and decoupling to free waves

at the surface edge / V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, I. A. Kotelnikov [и др.]. – Текст: электронный // Journal of the Optical Society of America B. – 2013. – Т. 30. – Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free-electron laser, № 8. – С. 2182. – URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josab-30-8-2182> (дата обращения: 04.04.2024).

108. **Kotelnikov, I. A.** Diffraction of surface wave on conducting rectangular wedge / I. A. Kotelnikov, V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev. – Текст: электронный // Physical Review A. – 2013. – Т. 87, № 2. – С. 023828. – URL: <http://arxiv.org/abs/1301.3715> (дата обращения: 04.04.2024).

109. **Knyazev, B. A.** Generation of Terahertz Surface Plasmon Polaritons Using Nondiffractive Bessel Beams with Orbital Angular Momentum / B. A. Knyazev, Yu. Yu. Choporova, M. S. Mitkov [и др.]. – Текст: электронный // Physical Review Letters. – 2015. – Т. 115, № 16. – С. 163901. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.163901> (дата обращения: 02.11.2022).